

# CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'ÉROSION DE CAVITATION: MÉCANISMES HYDRODYNAMIQUES ET PRÉDICTION

THÈSE N° 1273 (1994)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

**MOHAMED FARHAT**

Ingénieur de l'Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique de Grenoble  
de nationalité marocaine

acceptée sur proposition du jury:

Prof. F. Avellan, rapporteur  
Dr H. Bargmann, corapporteur  
Prof. J.L. Kueny, corapporteur  
M. J.-E. Prénat, corapporteur  
Dr R. Simoneau, corapporteur  
M. G. Vullioud, corapporteur

Lausanne, EPFL  
1994



---

# Résumé

Le développement d'une poche de cavitation partielle attachée à l'entrée de l'aubage d'une turbomachine hydraulique est souvent à l'origine d'une érosion sévère qui peut conduire à l'arrêt prématuré de la machine avec des conséquences économiques considérables. Des cavités tourbillonnaires de vapeur sont générées par la poche de cavitation et convectées par l'écoulement. Les implosions répétées de ces cavités dans la zone de recompression génèrent localement des surpressions intenses qui sont à l'origine de l'arrachement de matière.

La prédiction de l'érosion de cavitation est un problème complexe qui a naturellement conduit les chercheurs dans les domaines de l'hydrodynamique, de la mécanique du solide et de la métallurgie.

On se propose dans cette étude d'isoler l'aspect hydrodynamique de l'érosion de cavitation et de décrire les mécanismes de l'attaque dans le but d'élaborer un modèle mathématique pour caractériser et prédire l'intensité des surpressions dues à écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle.

Dans un premier temps, une étude de la dynamique de l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé est entreprise dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation de l'*IMHEF*. L'utilisation de caméras ultra rapides révèlent que l'implosion d'une telle cavité est suivie d'un rebond supersonique générateur d'une onde de choc de forte intensité ( $\approx 2$  GPa) qui se propage dans le liquide et le solide. L'implosion d'un tourbillon de vapeur ne montre aucun développement de micro jet analogue à celui couramment observé lors de l'implosion d'une cavité sphérique à proximité d'une paroi solide. Par ailleurs, l'énergie potentielle de l'ensemble (fluide, cavité) correspondant au volume maximum de vapeur atteint par la cavité constitue une bonne base pour caractériser la surpression qui résulte de son implosion.

Afin d'étudier le lâcher des cavités transitoires par une poche attachée, un ensemble d'expérience est entrepris dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* sur un profil bidimensionnel de type NACA009. Ce dernier est équipé de 30 capteurs miniatures de pression instationnaire. L'enregistrement des pressions et des vibrations induites par la cavitation ainsi que le relevé des dimensions de la poche sont effectués de manière simultanée.

L'analyse des spectres de pression et des images conduit à distinguer entre le régime libre et le régime forcé de la poche de cavitation. Le régime forcé a lieu en présence du couplage hydroélastique. Dans ce cas, les pulsations de la poche de cavitation aussi bien que le lâcher des cavités érosives sont fortement modulés par les vibrations du profil. Dans le cas du régime libre, la poche de cavitation peut être stable ou instable. Une poche stable est caractérisée par des pulsations de faible amplitude. Dans ce cas, les cavités transitoires sont de faibles dimensions par rapport à la longueur de la poche et le processus de lâcher revêt un caractère fortement intermittent. La cavitation instable est marquée par une amplitude de pulsation de la poche principale et des dimensions des cavités transitoires du même ordre de grandeur que la longueur de la poche. Dans ce cas

---

le processus de génération des cavités érosives est fortement modulé par les pulsations de la poche principale lui même gouverné par une loi de type Strouhal. Le nombre de Strouhal dépend de l'incidence du profil et se maintient entre 0,2 et 0,3 environ.

Le phénomène de luminescence est mis en évidence dans le processus de l'implosion des cavités tourbillonnaires. L'augmentation de la pression dans la phase finale de l'implosion provoque une augmentation substantielle de la température. Il en résulte la création de radicaux libres responsables de l'émission de la lumière.

Les vibrations induites par la cavitation présentent généralement un spectre à large bande. Dans le cas du régime instable de la poche de cavitation, les vibrations sont fortement modulées par les pulsations de la poche. Le calcul de l'enveloppe des signaux de vibration permet l'identification de la fréquence de Strouhal. Ce résultat est validé dans un modèle de pompe centrifuge. Dans ce cas, l'enveloppe du signal de vibration montre une modulation du lâcher des cavités transitoires par la fréquence de passage des aubes. Nous avons montré que l'analyse spectrale des enveloppes de vibrations induites dans deux endroits différents de la pompe couplée avec l'analyse de la fonction de cohérence correspondante permet une bonne détection de la cavitation d'entrée. L'intérêt de l'approche vibratoire réside dans la simplicité de sa mise en oeuvre. Toutefois, la relation entre l'intensité des vibrations et le risque d'érosion demeure inconnue.

L'analyse de l'ensemble de ces résultats permet de construire un modèle prédictif de l'attaque hydrodynamique de la cavitation. Ce modèle, appelé modèle de puissance érosive, est basé sur l'hypothèse selon laquelle l'énergie potentielle moyenne des cavités transitoires est caractéristique des surpressions générées par leur implosion. Dans l'absence d'une mesure directe du volume des cavités transitoires, la longueur de la poche est supposée caractéristique des dimensions de ces cavités. Ainsi, la puissance érosive est exprimée en fonction des paramètres macroscopiques de l'écoulement. La validation de ce modèle prédictif est conduite dans le cas d'un profil isolé en supposant que les fluctuations de pression induites par la cavitation, dans une bande de fréquence réduite, constituent une mesure de la pression induites sur la paroi solide par la cavitation. Une relation linéaire est alors observée entre la puissance érosive et l'écart type des fluctuations de pression. En outre, pour une incidence du profil fixée, la normalisation des spectres de pression par la puissance érosive permet de grouper ces spectres en une seule courbe.

La puissance érosive relative à la cavitation d'entrée dans une machine hydraulique peut être évaluée à partir des trois inconnues que sont la longueur de la poche de cavitation, le champ de la pression moyenne sur l'aube et la fréquence de lâcher des cavités érosives. Les deux premières inconnues peuvent être évaluées par les essais sur modèle ou par le calcul numérique. Par ailleurs, l'approche vibratoire peut être utilisée afin de déterminer la fréquence de lâcher des cavités.

---

# Abstract

In the field of hydraulic power plant, the leading edge cavitation is often responsible of sever erosion which may cause a premature shutdown of energy production with costly consequences. This type of cavitation is characterized by an attached vapour cavity at the leading edge of the blades. Transient vapour vortices are generated and convected by the mean flow to the pressure recovery region where they collapse violently. The resulting water hammer pressure is responsible of material damage.

In order to investigate the cavitation erosion problem, many theoretical and experimental research has been performed in hydrodynamics, mechanical science and metallurgy.

We intend in the present work to describe the hydrodynamic attack and provide new mathematical model to characterize and predict the pressure impulses induced on solid surface by repeated collapses of transient cavities.

First, the dynamics of a single vortex collapse is performed in the *IMHEF* Cavitation Vortex Generator. High speed visualization shows systematic rebound of such cavity after the collapse. This explosive rebound is due to the dissolved gas and leads to the generation of a strong shock waves which propagates in the liquid and the solid as well. Assuming Tait'equation for water, an estimation of the shock overpressure has been performed by image processing. Overpressure as high as 2 GPa has been thus measured. Furthermore, the maximum potential energy of the cavity and the fluid corresponding to the maximum volume of the cavity stands as a good basis to characterize the collapse overpressure.

Investigation of the shedding process by an attached cavity is carried out in the *IMHEF* High Speed Cavitation Tunnel on a 2D NACA009 blade. The hydrofoil is equipped with 30 piezo resistive pressure transducers. Beside the pressure acquisition, cavitation induced vibrations as well as the main cavity dimensions are synchronously acquired.

Pressure spectra and cavitation patterns analysis leads us to consider the free and the forced regime of the main cavity. The forced regime occurred when the von Kármán vortices frequency matches the first natural frequency of the hydrofoil. In this case, the main cavity pulsation as well as the shedding process are modulated by the blade vibration frequency. In the free regime, the main cavity may be stable or unstable. Stable cavitation is characterized by small amplitude of the main cavity pulsation. In this case, the transient cavities have a small size compared to the cavity length and the shedding process is highly instationnary. The unstable cavitation is characterized by large amplitude of main cavity pulsation. The shedding process is modulated by the main cavity pulsation witch is governed by a Strouhal like law. The Strouhal number depends on the incidence angle and stands between 0.2 and 0.32.

The cavitation induced vibrations are found to be highly modulated by the main cavity pulsations. Envelope calculation of acceleration signals allows to identify the shedding frequency. This result is validated in a centrifugal pump model. In this case, vibration signal is found to be modulated by the blade passing frequency. Furthermore, we have

---

shown that the use of two accelerometers allows a better cavitation detection through the coherence function corresponding to the acceleration envelopes in well chosen frequency band. Amplitude demodulation of vibration signals stands as a promising technique that may allow in short future the cavitation monitoring in hydraulic machines.

Analysis of the previous results allows to build the model of Cavitation Erosion Power. This model is based on the assumption that the pressure aggressiveness of a single cavity is proportional to its potential energy. Furthermore, in the lack of direct measurements of the vapour volume of the transient cavities, the main cavity length is used to scale the dimension of the erosive cavities. The cavitation Erosion Power is related to the macroscopic parameters in a simple way. The validation of this model is performed in the case of isolated hydrofoil by assuming that the pressure fluctuations downstream of the main cavity is characteristic of the cavitation aggressiveness.

In hydraulic runners, the leading cavitation is often in the forced regime and the Strouhal law is no more available. In this case, the shedding frequency is unknown. In order to overcome this problem and calculate the cavitation erosion power, vibratory approach may be used to measure the shedding frequency.

---

# Remerciements

Je tiens tout d'abord à dédier cette thèse au regretté professeur Pierre HENRY pour son accueil et pour la confiance qu'il m'a accordée.

Je voudrais remercier les membres du jury pour le soutien et l'intérêt qu'ils ont portés à ce travail et pour la qualité des remarques et des suggestions dont ils m'ont fait part.

Je tiens à remercier sincèrement le professeur François AVELLAN qui a dirigé ce travail avec une compétence, une clairvoyance et un professionnalisme exemplaires. Son implication permanente et presque quotidienne dans le déroulement de ce travail a été un gage de réussite.

Je voudrais exprimer ici ma sincère reconnaissance à l'ensemble du personnel de l'*IMHEF* pour l'ambiance sympathique et l'aide précieuse dont j'ai bénéficiée tout au long de ce travail et dont je garderai un souvenir inoubliable. Je remercie particulièrement les membres du groupe cavitation (C. ARN, L. BESENÇON, C. BRAND, PH. DUPONT, G. JOTTERAND ET F. PEREIRA) qui ont beaucoup apporté à ce travail sur les plans technique et scientifique.

Je remercie également les différents services centraux de l'*EPFL* et notamment le service audio visuel et le service informatique central avec lesquels j'ai entretenu de très bonnes relations et où j'ai toujours trouvé une réponse aux problèmes techniques de tous les jours.

Ce travail n'aurait pas pu aboutir sans l'apport scientifique et financier de certaines compagnies et organisations avec lesquelles j'ai eu un grand plaisir à collaborer. Je remercie à cet égard messieurs SIMONEAU R. et BOURDON P. de la société Hydro Québec, le professeur KUENY J.L. du CREMHyG, monsieur GULISH de la société Sulzer Pompes, monsieur VULLIOUD G. de la société Hydro Vevey, monsieur DOREY J.M. de l'Electricité de France, le professeur FIELD J. du laboratoire Cavendish et monsieur FALLER W. de la société Escher Wyss. Je remercie également la commission d'encouragement pour la recherche scientifique ainsi que le fond nationale pour l'énergie.

Mes vives remerciements vont également à tous mes amis et amies pour l'appui moral qu'il m'ont témoigné.

Enfin, je tiens à exprimer ma profonde gratitude à toute ma famille et plus particulièrement à mes chers parents et grand parents, à mes frères et soeurs et à mes oncles qui m'ont tous soutenu et encouragé tout au long de ces années de travail et qui ont supporté, avec moi, le poids de l'éloignement avec patience et compréhension.



# Table des matières

<b>1</b>	<b>INTRODUCTION</b>	<b>25</b>
1.1	Le phénomène de l'érosion de cavitation . . . . .	26
1.1.1	Qu'est ce que la cavitation ? . . . . .	26
1.1.2	Les types de cavitation . . . . .	27
1.1.3	La situation érosive . . . . .	28
1.1.4	Position du problème . . . . .	30
1.2	Etat de l'art . . . . .	31
1.2.1	Implosion d'une cavité de vapeur isolée . . . . .	31
1.2.2	Dynamique des cavités générées par une poche attachée . . . . .	32
1.2.3	La mesure de l'érosion de cavitation . . . . .	33
1.2.4	La détection de la cavitation . . . . .	33
1.3	La procédure d'élaboration d'un modèle prédictif . . . . .	34
1.3.1	Etude de la dynamique de l'implosion d'un tourbillon isolé . . . . .	34
1.3.2	Etude du mécanisme de génération des cavités transitoires . . . . .	34
1.3.3	La détection vibratoire de la cavitation . . . . .	34
1.3.4	Un modèle de prédiction . . . . .	35
1.4	Organisation du document . . . . .	35
<b>2</b>	<b>MOYENS EXPERIMENTAUX</b>	<b>37</b>
2.1	Acquisition et traitement des signaux transitoires . . . . .	38
2.1.1	Qu'est ce qu'un signal ? . . . . .	38
2.1.2	Les moyens de numérisation des signaux . . . . .	38
2.1.3	Les filtres anti repliement . . . . .	39
2.1.4	Synchronisation . . . . .	40
2.1.5	Les moyens logiciels . . . . .	40
2.2	Les moyens de visualisation . . . . .	43
2.2.1	Eclairage . . . . .	43
2.2.2	Caméras monocoup . . . . .	44
2.2.3	Cinématographie . . . . .	46
2.2.4	Synchronisation . . . . .	47
2.3	Instrumentation pour la mesure des vibrations . . . . .	49
2.4	Instrumentation pour la mesure de pression . . . . .	49
2.4.1	Mesure de la pression statique . . . . .	49
2.4.2	Mesure de la pression instationnaire . . . . .	50
2.5	Les moyens d'étalonnage dynamique . . . . .	52

---

2.5.1	Position du problème . . . . .	52
2.5.2	Le générateur d'impulsion de pression . . . . .	52
2.5.3	Le marteau instrumenté . . . . .	54
<b>3</b>	<b>DYNAMIQUE DE L'IMPLOSION D'UN TOURBILLON DE VAPEUR ISOLE</b>	<b>57</b>
3.1	Introduction . . . . .	58
3.2	Moyens expérimentaux . . . . .	58
3.2.1	Le Générateur de Tourbillons de Cavitation . . . . .	58
3.2.2	Mesure de la pression . . . . .	63
3.2.3	Mesure des vibrations induites par la cavitation . . . . .	63
3.2.4	Détection de la phase vapeur . . . . .	67
3.2.5	Visualisation . . . . .	67
3.3	Etude préliminaire . . . . .	69
3.3.1	Analyse de l'écoulement en régime permanent . . . . .	69
3.3.2	Influence du taux d'oxygène dissous . . . . .	73
3.3.3	Caractérisation des surpressions d'impacts du GTC . . . . .	76
3.4	Dynamique du tourbillon de cavitation . . . . .	80
3.4.1	Grossissement et implosion d'une cavité tourbillonnaire . . . . .	80
3.4.2	Le stade final de l'implosion . . . . .	87
3.5	Surpression générée par l'implosion d'une cavité tourbillonnaire . . . . .	93
3.5.1	Rappel théorique . . . . .	93
3.5.2	Démarche pour l'estimation des surpressions de choc . . . . .	94
3.5.3	Résultats . . . . .	96
3.5.4	Considération énergétique . . . . .	97
3.6	Synthèse . . . . .	100
3.6.1	Mécanisme de l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé . . . . .	100
3.6.2	Caractérisation énergétique de la surpression due à l'implosion . . . . .	102
3.6.3	Comparaison avec la dynamique des bulles de cavitation . . . . .	102
<b>4</b>	<b>EXPERIMENTATION SUR UN PROFIL ISOLE</b>	<b>105</b>
4.1	Introduction . . . . .	106
4.2	Le tunnel de cavitation à grande vitesse . . . . .	108
4.2.1	Description de l'installation . . . . .	108
4.2.2	Les paramètres d'exploitation . . . . .	110
4.2.3	Le serveur temps réel des paramètres de l'écoulement . . . . .	110
4.3	Le profil expérimental . . . . .	111
4.4	Mesure des fluctuations de pression, de vibration et des dimensions de la poche de cavitation . . . . .	111
4.4.1	Mesure des fluctuations de pression . . . . .	111
4.4.2	Implantation des capteurs dans le profil expérimental . . . . .	112
4.4.3	Chaîne de mesure . . . . .	112
4.4.4	Etalonnage statique des capteurs de pression . . . . .	114
4.4.5	Mesure des vibrations et du bruit acoustique induits par la cavitation . . . . .	114
4.4.6	Etalonnage dynamique des capteurs de pression et de vibration . . . . .	116

---

4.4.7	Mesure des dimensions de la poche de cavitation . . . . .	121
4.4.8	Procédure expérimentale . . . . .	121
4.4.9	Les conditions hydrodynamiques exploitées . . . . .	122
4.5	Mesure de la luminescence . . . . .	122
4.5.1	Principe . . . . .	122
4.5.2	Dispositif expérimental . . . . .	124
<b>5</b>	<b>MECANISME DE GENERATION DES CAVITES EROSIVES</b>	<b>125</b>
5.1	Introduction . . . . .	126
5.2	Dynamique de la poche de cavitation . . . . .	126
5.2.1	Morphologie . . . . .	128
5.2.2	Stabilité . . . . .	128
5.2.3	Le régime forcé . . . . .	129
5.2.4	Influence de la forme du bord de fuite . . . . .	131
5.2.5	Influence de la rugosité du bord d'attaque . . . . .	131
5.2.6	Les dimensions de la poche de cavitation . . . . .	133
5.3	Mécanisme de génération des cavités érosives . . . . .	133
5.3.1	Observations visuelles . . . . .	133
5.3.2	Analyse des signaux bruts de fluctuation de pression . . . . .	136
5.3.3	Les profils des valeurs moyennes et quadratiques de la pression . . . . .	146
5.3.4	Pulsations de la poche et taux de lâcher des cavités érosives . . . . .	149
5.3.5	La cinématique des cavités érosives . . . . .	159
5.3.6	Analyse temps-fréquence des fluctuations de pression . . . . .	160
5.4	La luminescence . . . . .	166
5.4.1	Mise en évidence . . . . .	166
5.4.2	Analyse spectrale . . . . .	168
5.5	Synthèse . . . . .	169
5.5.1	La génération des cavités érosives en régime libre . . . . .	169
5.5.2	Origines de l'instabilité de la poche de cavitation . . . . .	170
5.5.3	Influence du comportement de la poche de cavitation sur le risque d'érosion . . . . .	170
5.5.4	L'importance du régime forcé . . . . .	171
5.5.5	Caractérisation des surpressions dues aux implosions . . . . .	171
5.5.6	La luminescence des cavité érosives . . . . .	171
<b>6</b>	<b>LA CARACTERISATION VIBRATOIRE DE LA CAVITATION D'ENTREE</b>	<b>173</b>
6.1	Introduction . . . . .	174
6.2	La détection vibratoire dans le cas d'un profil isolé . . . . .	174
6.2.1	Niveaux de vibrations en fonction des paramètres hydrodynamiques	174
6.2.2	Vibrations et bruit acoustique . . . . .	175
6.2.3	Analyse spectrale des vibrations . . . . .	176
6.2.4	Analyse de la modulation d'amplitude des vibrations . . . . .	182
6.3	La détection vibratoire dans une pompe . . . . .	184
6.3.1	Configuration et procédure expérimentales . . . . .	184

---

---

6.3.2	Analyse des figures de cavitation . . . . .	186
6.3.3	Les valeurs quadratiques moyennes des vibrations . . . . .	187
6.3.4	Analyse temporelle des signaux de vibrations . . . . .	188
6.3.5	Analyse spectrale des vibrations . . . . .	190
6.3.6	Examen de la modulation d'amplitude des vibrations . . . . .	194
6.4	Synthèse . . . . .	197
<b>7</b>	<b>VERS UN MODELE DE PREDICTION</b>	<b>199</b>
7.1	Introduction . . . . .	200
7.2	Le potentiel érosif de la cavitation . . . . .	200
7.2.1	Cas d'une cavité isolée . . . . .	200
7.2.2	Cas de la cavitation de bord d'attaque . . . . .	201
7.3	Le modèle macroscopique de la puissance érosive . . . . .	205
7.4	Validation dans le cas d'un profil isolé . . . . .	207
7.4.1	Mesure des surpressions dues aux implosions . . . . .	207
7.4.2	Le volume moyen des cavités transitoires . . . . .	207
7.4.3	Le taux moyen de génération des cavités . . . . .	208
7.4.4	Fluctuations de pression et puissance érosive . . . . .	209
7.4.5	Normalisation des spectres de pression par la puissance érosive . . . . .	210
7.5	La puissance érosive dans une turbomachine . . . . .	216
<b>8</b>	<b>CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES</b>	<b>217</b>
8.1	Le mécanisme de l'érosion de cavitation . . . . .	218
8.1.1	La dynamique de l'implosion d'un tourbillon isolé . . . . .	218
8.1.2	Le procesus de génération des cavités érosives par une poche attachée	218
8.2	La détection vibratoire de la cavitation . . . . .	220
8.3	Caractérisation du processus d'attaque hydrodynamique . . . . .	220
8.4	Perspectives . . . . .	221
8.4.1	Etude physique des instabilités de la poche de cavitation . . . . .	221
8.4.2	Contrôle de la dynamique de la poche de cavitation . . . . .	221
8.4.3	La détection vibratoire . . . . .	221
8.4.4	Le modèle de la puissance érosive . . . . .	221
<b>A</b>	<b>ELEMENTS D'ANALYSE DES SIGNAUX TRANSITOIRES</b>	<b>223</b>
A.1	Signaux et systèmes . . . . .	224
A.1.1	Classification des signaux . . . . .	225
A.1.2	Echantillonnage . . . . .	225
A.2	Corrélation . . . . .	225
A.3	Analyse spectrale de signaux aléatoires stationnaires . . . . .	226
A.3.1	Cas des signaux discrets . . . . .	227
A.4	Analyse spectrale de signaux aléatoires instationnaires . . . . .	228
A.4.1	Transformée de Fourier à fenêtre glissante . . . . .	228
A.4.2	Analyse par ondelettes . . . . .	228
A.5	La modulation d'amplitude . . . . .	230
A.6	Recherche de la relation entre deux processus . . . . .	232

---

<b>B</b>	<b>LE TUNNEL DE CAVITATION A GRANDE VITESSE</b>	<b>233</b>
B.1	Description de l'installation . . . . .	234
B.1.1	Contrôle de l'état de nucléation . . . . .	234
B.1.2	Contrôle de la température de l'eau d'essai . . . . .	234
B.1.3	Mesure de l'incidence du profil . . . . .	234
B.1.4	Mesure et contrôle des paramètres hydrodynamiques . . . . .	236
B.2	La gestion automatique du tunnel de cavitation . . . . .	237
B.2.1	Le pilote du tunnel de cavitation . . . . .	237
B.2.2	Le serveur temps réel des paramètres du tunnel . . . . .	238



# Liste des figures

1.1	Ecoulement autour d'un profil porteur. . . . .	26
1.2	Cavitation du tourbillon marginal réalisée dans le tunnel de cavitation de l' <i>IMHEF</i> (d'après Faller <i>et al</i> , 1992). . . . .	27
1.3	Figures de cavitation sur un profile NACA009 dans le tunnel de cavitation de l' <i>IMHEF</i> . a: cavitation à bulles séparées, b: cavitation par poche attachée. . . . .	28
1.4	(a): développement de la cavitation d'entrée dans un modèle de pompe d'accumulation. (b): dégâts d'érosion sur le prototype après 400 h de fonctionnement. . . . .	29
1.5	Allure de la vitesse d'érosion due à la cavitation (d'après Maamouri, 1989).)	31
2.1	Principe de l'architecture du bus <i>CAMAC</i> . . . . .	39
2.2	Fonctions de transfert des filtres <i>IMHEF</i> dans les bandes de fréquences [100, 5'000 Hz], [100, 10'000 Hz] et [100, 20'000 Hz]. . . . .	40
2.3	Synchronisation des enregistreurs de signaux. . . . .	41
2.4	Schéma de principe de l'unité d'éclairage <i>IMHEF</i> . . . . .	45
2.5	Arrangement optique. . . . .	45
2.6	Arrangement optique de la caméra <i>Cranz Schardin</i> . . . . .	48
2.7	Principe de synchronisation des enregistrements des signaux et des images. . . . .	48
2.8	Dessin de détail d'un capteur instationnaire <i>Keller</i> . . . . .	51
2.9	Circuit électrique du générateur d'impulsions de pression. . . . .	53
2.10	Sonde porte-bougie. . . . .	53
2.11	Visualisation de l'implosion (haut) et du collapse (bas) d'une bulle de vapeur produite par le générateur d'impulsions de pression. . . . .	54
3.1	Le Générateur de Tourbillons de Cavitation (GTC). . . . .	60
3.2	La veine d'essais. . . . .	61
3.3	La vanne rotative. . . . .	61
3.4	Caractéristique débit-pression dans le GTC. . . . .	62
3.5	Montage de l'accéléromètre dans le GTC. . . . .	64
3.6	Mesure de la fonction de transmissibilité dans le GTC. . . . .	64
3.7	Traces temporelles de l'excitation (Force) et de la réponse (Accélération). . . . .	65
3.8	Mesure de la fonction de transmissibilité dans le GTC: Spectres d'énergie de l'excitation et de la réponse, fonctions de transfert et de cohérence. . . . .	66
3.9	Détection de la phase vapeur. . . . .	67
3.10	Visualisation dans le GTC avec la caméra <i>Hycam</i> . . . . .	68

---

3.11	Evolution des pressions en fonction du débit. . . . .	70
3.12	Evolution des coefficients de pression en fonction du Nombre de Reynolds. . . . .	70
3.13	Visualisation du tourbillon de vapeur en régime permanent. . . . .	72
3.14	Influence du coefficient de cavitation sur les coefficients de pression. . . . .	73
3.15	Evolution du taux d'oxygène dissous et de l'écart type de l'accélération en fonction du temps. . . . .	74
3.16	Evolution de l'écart type de l'accélération en fonction du taux d'oxygène dissous. . . . .	75
3.17	Evolution de l'écart type de l'accélération en fonction des paramètres hydrodynamiques ( $N=200$ tr/mn). . . . .	77
3.18	Intégrale de l'enveloppe de l'accélération en fonction des paramètres hydrodynamiques. ( $N=200$ tr/mn). . . . .	78
3.19	Relation entre l'écart type de l'accélération et l'intégrale de l'enveloppe des vibrations dans trois bandes de fréquences. . . . .	79
3.20	Relation entre l'écart type et la valeur maximum de l'accélération: $Q=8.5$ l/s, $N=200$ tr/mn, $\sigma=1.6$ . . . . .	80
3.21	Visualisation du grossissement et de l'implosion d'un tourbillon de cavitation: (3000 images/seconde, $Q=0.8$ l/s, $\sigma=1.89$ , $N=200$ tr/mn). . . . .	81
3.22	Evolution de la pression ( $p_7$ ) et de l'accélération. . . . .	83
3.23	Spectre moyen des vibrations induites dans l'échantillon. . . . .	83
3.24	Evolution de la pression ( $p_7$ ) et de la phase vapeur dans la veine d'essai. . . . .	84
3.25	Evolution de l'accélération et de la phase vapeur dans la veine d'essai. . . . .	85
3.26	Evolution des instants $t_i$ et $t_o$ en fonction de la vitesse de rotation de la vanne. . . . .	86
3.27	Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC: $Q=0.8$ l/s, $\sigma=1.89$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	88
3.28	Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC: $Q=0.54$ l/s, $\sigma=1.9$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	88
3.29	Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC: $Q=0.68$ l/s, $\sigma=1.9$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	89
3.30	Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC: $Q=0.54$ l/s, $\sigma=1.5$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	89
3.31	Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC: $Q=0.68$ l/s, $\sigma=1.5$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	90
3.32	Visualisation des ondes de choc dans le liquide et le solide: $Q=0.8$ l/s, $\sigma=1.89$ , $N=200$ tr/mn. . . . .	91
3.33	Principe de détermination du centre et du rayon d'une onde de choc à partir de la numérisation du front de l'onde. . . . .	95
3.34	Evolution de la surpression du choc en fonction du débit. . . . .	98
3.35	Evolution de la surpression du choc en fonction du coefficient de cavitation. . . . .	98
3.36	Evolution de la surpression du choc en fonction de l'énergie potentielle de la cavité de vapeur. . . . .	99
3.37	Dégâts d'érosion sur un échantillon en acier inoxydable. . . . .	101
3.38	Impact de cavitation sur un échantillon en stellite exposé dans le GTC. . . . .	101

---

3.39	Développement du micro jet lors de l'implosion d'une bulle sphérique à proximité d'une paroi solide dans un champ de pression fluctuante (60 Hz).	103
4.1	Implosion de cavités dans le GTC et dans un modèle de pompe centrifuge .	107
4.2	Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse . . . . .	109
4.3	La veine d'essai . . . . .	109
4.4	Le profil expérimental: NACA009 . . . . .	111
4.5	Disposition des capteurs de pression sur le profil expérimental . . . . .	112
4.6	Dessin de détail d'un capteur <i>Keller</i> et montage dans le profil expérimental	113
4.7	Vue des cotés intrados et extradados du profil en cours de réalisation . . . . .	113
4.8	Courbe d'étalonnage statique du capteur <i>N°1</i> . . . . .	114
4.9	Principe de mesure des pressions instationnaires et des vibrations . . . . .	115
4.10	Etalonnage des capteurs instationnaires dans la veine d'essai . . . . .	116
4.11	Traces temporelles des réponses des capteurs à une explosion . . . . .	118
4.12	Spectres des pressions $p_3$ et $p_{ref}$ , fonction de transfert et fonction de cohérence	119
4.13	Spectre des vibrations, fonction de transfert et fonction de cohérence . . .	120
4.14	Mesure des dimensions de la poche de cavitation . . . . .	121
4.15	Conditions hydrodynamiques explorées . . . . .	123
4.16	Mesure de la luminescence dans le tunnel de cavitation . . . . .	124
5.1	Schéma de formation des cavités tourbillonnaires (Dupont). . . . .	127
5.2	Condition de développement d'une poche de cavitation (Arakeri). . . . .	127
5.3	Illustration du régime stable ( $C_{ref}=20$ m/s, $i=2.5^\circ$ , $\sigma=0.85$ ). . . . .	129
5.4	Illustration du régime instable ( $C_{ref}=30$ m/s, $i=3.5^\circ$ , $\sigma=1.1$ ). . . . .	130
5.5	Régime forcé de la poche de cavitation: ( $C_{ref}=14.99$ m/s, $i = 3^\circ$ , $\sigma = 0.9$ ).	131
5.6	Les deux versions du profil expérimental. . . . .	132
5.7	Développement d'une poche de cavitation tridimensionnelle: ( $C_{ref}=18$ m/s, $i = 1.2^\circ$ , $\sigma = 0.7$ ). . . . .	132
5.8	Longueur de la poche de cavitation en fonction des paramètres hydrodynamiques. . . . .	134
5.9	Evolution du paramètre $i_a$ en fonction de $\sigma$ . . . . .	134
5.10	Longueur de la poche de cavitation en fonction du paramètre $\sigma/(i - i_a(\sigma))$ .	134
5.11	Génération de cavités transitoires par une poche de cavitation partielle: ( $C_{ref}=30$ m/s, $i=3.5^\circ$ , $\sigma=0.9$ ). . . . .	135
5.12	Visualisation cinématographique de la dynamique d'une poche de cavitation. (20'000 images/seconde: $C_{ref}=30$ m/s, $i=3.5^\circ$ , $\sigma=1.13$ ). . . . .	137
5.13	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=19.99$ m/s, $i=2.52^\circ$ , $\sigma=0.845$ . . . . .	140
5.14	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=31.97$ m/s, $i=2.51^\circ$ , $\sigma=0.851$ . . . . .	141
5.15	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=30.03$ m/s, $i=2.53^\circ$ , $\sigma=0.793$ . . . . .	142

---

---

5.16	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=30.03$ m/s, $i=3.02^\circ$ , $\sigma=0.941$ . . . . .	143
5.17	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{16}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=30.00$ m/s, $i=3.53^\circ$ , $\sigma=1.244$ . . . . .	144
5.18	Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas) $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques: $C_{ref}=14.99$ m/s, $i=3.0^\circ$ , $\sigma=0.9$ . . . . .	145
5.19	Profil des valeurs moyennes, quadratiques moyennes, maximales et minimales des coefficients de pression: ( $i=2.5^\circ$ , $\sigma=0.85$ ). . . . .	147
5.20	Profil des valeurs moyennes, quadratiques moyennes, maximales et minimales des coefficients de pression: ( $i=3^\circ$ , $C_{ref}=20$ m/s). . . . .	148
5.21	Positions des capteurs sélectionnés pour l'analyse spectrale. . . . .	149
5.22	Spectres des pressions $p_8, p_9$ et $p_{10}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime instable: $C_{ref}=29.97$ m/s, $i=2.99^\circ$ , $\sigma=0.906$ . . . . .	151
5.23	Spectres des pressions $p_{10}, p_{16}$ et $p_{22}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime instable: $C_{ref}=29.97$ m/s, $i=2.99^\circ$ , $\sigma=0.906$ . . . . .	152
5.24	La fréquence de pulsation de la poche en fonction du groupement $\frac{C_{ref}}{i}$ . . . . .	153
5.25	Spectres de pressions $p_8, p_9$ et $p_{10}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime stable: $C_{ref}=19.98$ m/s, $i=2.08^\circ$ , $\sigma=0.694$ . . . . .	154
5.26	Spectres de pressions $p_{10}, p_{16}$ et $p_{22}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime stable: $C_{ref}=19.98$ m/s, $i=2.08^\circ$ , $\sigma=0.694$ . . . . .	155
5.27	Spectres de pressions $p_8, p_9$ et $p_{10}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime forcé: $C_{ref}=14.99$ m/s, $i=3.00^\circ$ , $\sigma=0.90$ . . . . .	157
5.28	Spectres de pressions $p_{10}, p_{16}$ et $p_{22}$ et les fonctions de cohérence correspondantes en régime forcé: $C_{ref}=14.99$ m/s, $i=3.00^\circ$ , $\sigma=0.90$ . . . . .	158
5.29	Vitesse de convection des cavités érosives. . . . .	159
5.30	Transformée en ondelettes de la pression $p_4$ (haut) et $p_{10}$ (bas) en régime stable, $C_{ref}=20$ m/s, $\sigma=0.73$ et $i=2.5^\circ$ . . . . .	161
5.31	Transformée en ondelettes de la pression $p_4$ (haut) et $p_{10}$ (bas), $C_{ref}=20$ m/s, $\sigma=0.97$ et $i=3.0^\circ$ . . . . .	163
5.32	Transformée en ondelettes de la pression $p_4$ (haut) et $p_{10}$ (bas) en régime instable, $C_{ref}=20$ m/s, $\sigma=1.32$ et $i=4.0^\circ$ . . . . .	165
5.33	Nombre de photons en fonction de la vitesse ( $i=4^\circ$ et $\sigma=1.1$ ). . . . .	167
5.34	Nombre de photons en fonction du coefficient de cavitation ( $i=4^\circ$ et $C_{ref}=30$ m/s). . . . .	167
5.35	Spectres de l'émission des photons pour différentes valeurs de la vitesse amont ( $i=4^\circ$ et $\sigma \approx 1.1$ ). . . . .	168
5.36	Fréquence principale de l'émission des photons en fonction de la vitesse amont ( $i=4^\circ$ et $\sigma \approx 1.1$ ). . . . .	169
6.1	Evolution de l'écart type des vibrations en fonction de la vitesse amont. . . . .	175
6.2	Relation entre les écarts types du bruit acoustique et des vibrations. . . . .	176

---

---

6.3	Traces temporelles et spectres des vibrations dans le cas du régime stable de la poche de cavitation ( $i=2.0^\circ$ , $\sigma=0.75$ ). . . . .	177
6.4	Traces temporelles et spectres des vibrations dans le cas du régime instable de la poche de cavitation ( $i=3.5^\circ$ , $\sigma=1.25$ ). . . . .	179
6.5	Spectre de la pression $p_8$ , spectre des vibrations et la fonction de cohérence correspondante ( $C_{ref}=20$ m/s, $i=3.6^\circ$ , $\sigma=0.92$ ). . . . .	180
6.6	Spectre de la pression $p_8$ , spectre des vibrations et la fonction de cohérence correspondante dans le cas du régime forcé $C_{ref}=14.99$ m/s, $i=3.0^\circ$ , $\sigma=0.90$ ). 181	
6.7	(a): Enregistrement brut de l'accélération. (b): Accélération filtrée dans la bande (15–18 kHz) et l'enveloppe correspondante. . . . .	182
6.8	Spectre de la pression $p_{10}$ , spectre de l'enveloppe des vibrations et la fonction de cohérence correspondante ( $C_{ref}=20$ m/s, $i=3.6^\circ$ , $\sigma=0.92$ ). . . . .	183
6.9	Le modèle expérimental avec les capteurs d'accélération. . . . .	185
6.10	Le canal d'aspiration. . . . .	185
6.11	Les conditions expérimentales relatives aux enregistrements de l'accélération. 186	
6.12	Evolution de l'écart type des vibrations dans le bâti (a) et dans le hublot (b) en fonction du $NPSH$ Pour différentes valeurs du débit. . . . .	187
6.13	Signaux d'accélération induites dans le bâti et le hublot de la pompe pour différentes valeurs du $NPSH$ : ( $N=2'000$ tr/mn, $Q=140$ l/s). . . . .	189
6.14	Spectres de vibrations induites dans le bâti (a) et dans le hublot (b) pour différentes valeurs du $NPSH$ : ( $Q=140$ l/s, $N=2000$ tr/mn). . . . .	191
6.15	Cohérences entre les vibrations induites dans le bâti et dans le hublot: $Q=140$ l/s, $N=2000$ tr/mn). . . . .	192
6.16	Coefficients d'ondelettes normalisés des vibrations induites dans le bâti et dans le hublot: $Q=140$ l/s, $N=2000$ tr/mn, $NPSH=14.57$ m. . . . .	193
6.17	Spectres de l'enveloppe des vibrations (dans le bâti et dans le hublot): $Q=140$ l/s, $N=2000$ tr/mn, $H=14.57$ m. . . . .	195
6.18	Cohérences entre les vibrations induites dans le bâti et dans le hublot: $Q=140$ l/s, $N=2000$ tr/mn). . . . .	196
6.19	Mesure de la fonction de transmissibilité dans une turbine avec un éclateur. 198	
7.1	Développement d'une poche de cavitation partielle sur le profil NACA009 et distribution de la pression moyenne correspondante. . . . .	202
7.2	Evolution de l'écart type de la pression en fonction de la puissance érosive normalisée . . . . .	209
7.3	Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_4$ ). ( $i=4^\circ$ , $\sigma=1.3$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	211
7.4	Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_4$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=4^\circ$ , $\sigma=1.3$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	211
7.5	Spectres de la pression dans le sillage de la poche ( $p_{10}$ ). ( $i=4^\circ$ , $\sigma=1.3$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	213
7.6	Spectres de la pression dans le sillage de la poche ( $p_{10}$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=4^\circ$ , $\sigma=1.3$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	213

---

---

7.7	Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_{10}$ ). ( $i=3.5^\circ$ , $\sigma=1.0$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	215
7.8	Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_{10}$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=3.5^\circ$ , $\sigma=1.0$ , $C_{ref}$ variable) . . . . .	215
A.1	Exemples d'ondelettes de base . . . . .	230
A.2	Trace temporelle, transformée en ondelettes et spectre d'un signal test . . .	231
B.1	Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse . . . . .	235
B.2	La veine d'essai . . . . .	236
B.3	Acquisition et contrôle des paramètres d'exploitation . . . . .	239
B.4	Synoptique du serveur temps réel du tunnel de cavitation . . . . .	241

# Liste des tableaux

3.1	Nombre des essais réussis et les conditions hydrodynamiques correspondantes. . . . .	97
5.1	Les conditions de référence et les paramètres hydrodynamiques associés. . .	136
5.2	Les conditions hydrodynamiques relatives à l'analyse spectrale. . . . .	149
5.3	Nombre de Strouhal de la poche pour différentes valeurs de l'angle d'incidence.	150

# Nomenclature

$C_e$	Vitesse à l'entrée de la veine d'essai du GTC	[m/s]
$C_s$	Célérité du son	[m/s]
$C_c$	Vitesse de déplacement de l'interface eau-vapeur	[m/s]
$C_{ref}$	Vitesse de référence	[m/s]
$C_{paroi}$	Vitesse à la paroi	[m/s]
$D_e$	Diamètre du conduit d'amenée du GTC	[m]
$E_f$	Potentiel érosif	[J]
$H_s$	Hauteur d'implantation d'une pompe	[m]
$H$	Module de la fonction de transfert	[dB]
$\mathcal{M}$	Nombre de Mach	[-]
$NPSH$	Hauteur nette d'aspiration d'une pompe	[m]
$O_2$	Teneur en oxygène dissous	[ppm]
$P_{erf}$	Puissance érosive	[W]
$Q$	Débit	[m <sup>3</sup> /s]
$R_e$	Nombre de Reynolds	[-]
$S$	Nombre de Strouhal	[-]
$T$	Température de l'eau d'essai	[°C]
$V_f$	Volume d'une cavité transitoire	[m <sup>3</sup> ]
$\overline{V}_f$	Volume moyen des cavités transitoires	[m <sup>3</sup> ]
$a$	Célérité du son dans l'eau	[m/s]
$c_p$	Coefficient de pression, $c_p = \frac{p - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2}$	[-]
$c_{pf}$	Coefficient de pression dans la fermeture de la poche	[-]
$f$	Fréquence	[Hz]
$f_c$	Fréquence de lâcher des cavités érosives	[Hz]
$g$	Accélération de la pesanteur	[m/s <sup>2</sup> ]
$i$	Incidence du profil expérimental	[°]
$i_a(\sigma)$	Incidence du profil correspondant au début de la cavitation pour un coefficient de cavitation fixé	[°]
$l$	Longueur de la poche de cavitation	[m]
$p$	Pression	[Pa]
$p_a$	Pression atmosphérique	[Pa]
$p_i$	Pression mesurée par le capteur N°i	[Pa]
$p_v$	Pression de vapeur saturante	[Pa]
$t$	Temps	[s]
$x(t), y(t)$	Signaux réels à énergie finie	[-]
$\hat{x}(t)$	Transformée de Hilbert du signal x(t)	[-]
$\gamma(x, y)$	Fonction de cohérence relative aux signaux x et y	[-]
$\omega$	Vitesse angulaire	[rd/s]
$\xi$	Coefficient de pertes de charges	[-]
$\rho$	Masse volumique de l'eau d'essai	[kg/m <sup>3</sup> ]

---

$\sigma$	Coefficient de cavitation,	$\sigma = \frac{p_{ref} - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2}$	[-]
$\Gamma$	Circulation de la vitesse		[m <sup>2</sup> /s]
$\nu$	Viscosité cinématique de l'eau		[m <sup>2</sup> /s <sup>2</sup> ]

### Abbréviations:

<i>rms</i>	<i>Root Mean Square</i> (écart type)
<i>CAMAC</i>	<i>Computer Automated Measurement And Control</i>
<i>DIN</i>	<i>Deutsche Industrienormen</i>
<i>EPFL</i>	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
<i>GPIB</i>	<i>General Purpose Interface Bus</i>
<i>GTC</i>	Générateur de Tourbillons de Cavitation
<i>IMHEF</i>	Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides
<i>ISO</i>	<i>International Standardisation Organization</i>
<i>NFS</i>	<i>Network File System</i>
<i>NPSH</i>	<i>Net Positive Suction Head</i>
<i>TCP/IP</i>	<i>Transmission Control Protocol / InterNet Protocol</i>
<i>TF</i>	Transformée de Fourier
<i>TFG</i>	Transformée à fenêtre glissante



# Chapitre 1

## INTRODUCTION

## 1.1 Le phénomène de l'érosion de cavitation

### 1.1.1 Qu'est ce que la cavitation ?

**Définition 1.1** On appelle cavitation le phénomène d'apparition, dans un liquide, de poches remplies de vapeur et de gaz provoquée par l'abaissement de la pression sans apport de chaleur.

L'apparition de la cavitation dans un liquide est un problème complexe qui fait intervenir l'aspect de la germination. On appelle germes les micro bulles remplies de gaz dissous et de vapeur aussi bien que les impuretés qu'on peut rencontrer dans les fluides industriels [35]. Ces germes, dont la taille est de quelques microns, fragilisent considérablement la cohésion du fluide et favorisent sa vaporisation. Ils constituent les maillons faibles de la chaîne. Ainsi, l'apparition de la cavitation dans un liquide dépend étroitement de sa teneur en germes. Une eau pure (dépourvue de germes) peut résister à une tension de plusieurs centaines de bar sans qu'il y ait vaporisation [44].

On admet, dans le cas de l'eau industrielle, que la cavitation apparaît lorsque la pression atteint la pression de vapeur saturante,  $p_v$ . Cette dernière est une fonction de la température ( $p_v=1800$  Pa pour une température  $T=20^\circ\text{C}$ ). On peut ainsi exprimer la condition d'apparition de la cavitation, en un point  $M$  du fluide:

$$p(M) < p_v \quad (1.1)$$

Dans le cas d'un écoulement autour d'un profil porteur (Figure 1.1), la condition d'apparition de la cavitation (1.1) peut être exprimée de manière adimensionnelle en introduisant les coefficients de pression et de cavitation:

$$c_p(M) < -\sigma \quad (1.2)$$

$$\text{où } c_p(M) = \frac{p(M) - p_{ref}}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2} \quad \text{et} \quad \sigma = \frac{p_{ref} - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2}$$

$C_{ref}$  et  $p_{ref}$  représentent respectivement la vitesse et la pression de référence.

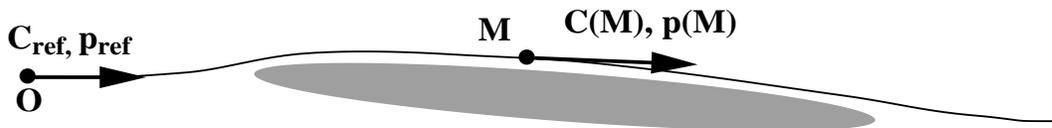


Figure 1.1: Ecoulement autour d'un profil porteur.

Les effets de la cavitation sont le bruit et les vibrations, l'altération des performances hydrodynamiques ainsi que l'érosion des matériaux.

### 1.1.2 Les types de cavitation

On distingue principalement les trois types de cavitation suivants:

- La cavitation de vortex
- La cavitation à bulles séparées
- La cavitation de poche attachée

La cavitation de vortex est couramment rencontrée dans les hélices marines. La dépression creusée dans le coeur du tourbillon marginal peut provoquer sa vaporisation (Figure 1.2). les germes contenus dans le liquide sont piégés dans le coeur du tourbillon et favorisent sa vaporisation [25].

Par ailleurs, la variation de la pression en fonction de la position angulaire de l'aubage d'une hélice provoque des pulsations du volume de vapeur générateur de bruit et de vibration préjudiciables envers la discrétion acoustique des navires et des sous marin et qui peuvent provoquer la rupture mécanique de l'aubage.

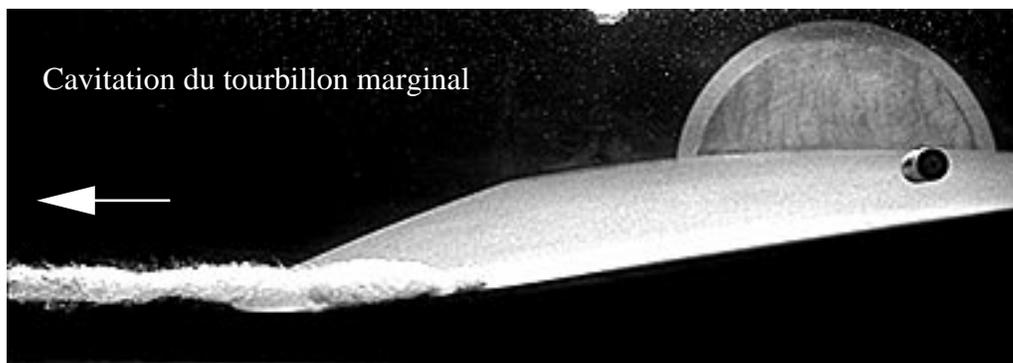


Figure 1.2: Cavitation du tourbillon marginal réalisée dans le tunnel de cavitation de l'IMHEF (d'après Faller *et al*, 1992).

La cavitation à bulles séparées se manifeste sur un profil porteur lorsque l'incidence de l'écoulement au bord d'attaque est voisine de l'incidence nulle. Les germes dont la pression critique est supérieure à la pression minimum sur le profil subissent une expansion explosive et viennent imploser dans les zones de recompression (Figure 1.3). Les pulsations de ce type de cavités sont à l'origine du bruit de cavitation. Dans les machines hydrauliques, la cavitation à bulles se produit principalement à la sortie des aubes de turbines Francis sur le côté extrados ainsi que dans les pompes au voisinage du point de fonctionnement optimum. Gindroz [35] a montré que la cavitation à bulles peut provoquer de sérieuses dégradations des performances hydrauliques d'une turbomachine.

La cavitation à poche, appelée aussi cavitation de bord d'attaque ou cavitation d'entrée, se développe sur un profil porteur en incidence. Elle est caractérisée par une poche de vapeur attachée au bord d'attaque et qui génère des cavités transitoires. Ces cavités de vapeur sont convectées par l'écoulement et implosent dans la zone de recompression (Figure 1.3).

Figure 1.3: Figures de cavitation sur un profil NACA009 dans le tunnel de cavitation de l'IMHEF . a: cavitation à bulles séparées, b: cavitation par poche attachée.

L'érosion de cavitation est due à l'implosion des cavités convectées. Des surpressions très brève ( $\approx 1\mu\text{s}$ ) et très intenses ( $\approx 1\text{ GPa}$ ) peuvent ainsi être générées et solliciter de manière destructive tous les matériaux industriels de nos jours.

### 1.1.3 La situation érosive

Dans le domaine des turbomachines, tous les types de cavitation sont, à priori, accompagnés d'un risque d'érosion. Toutefois, il est de plus en plus admis que la cavitation de bord d'attaque constitue la situation la plus érosive [5, 12, 23, 41, 65]. En effet, les cavités tourbillonnaires lâchées par une poche de cavitation attachée, ont une longueur finie et demeurent par conséquent au contact de la paroi solide en vertu du théorème de *Kelvin*.

Une justification de cette hypothèse est donnée Figure 1.4 dans le cas d'une pompe d'accumulation. Les essais sur modèle révèlent une cavitation de bord d'attaque avec un développement tridimensionnel de la poche de vapeur. On distingue les cavités transitoires qui viennent s'effondrer dans le sillage de la poche. L'examen des dégâts d'érosion provoqués sur le prototype de la même pompe est effectué après 400 heures de fonctionnement environ. La photo correspondante, présentée sur la même figure, illustre une concentration de l'érosion dans le sillage de la poche à l'endroit où se produisent les implosions répétées des cavités transitoires.

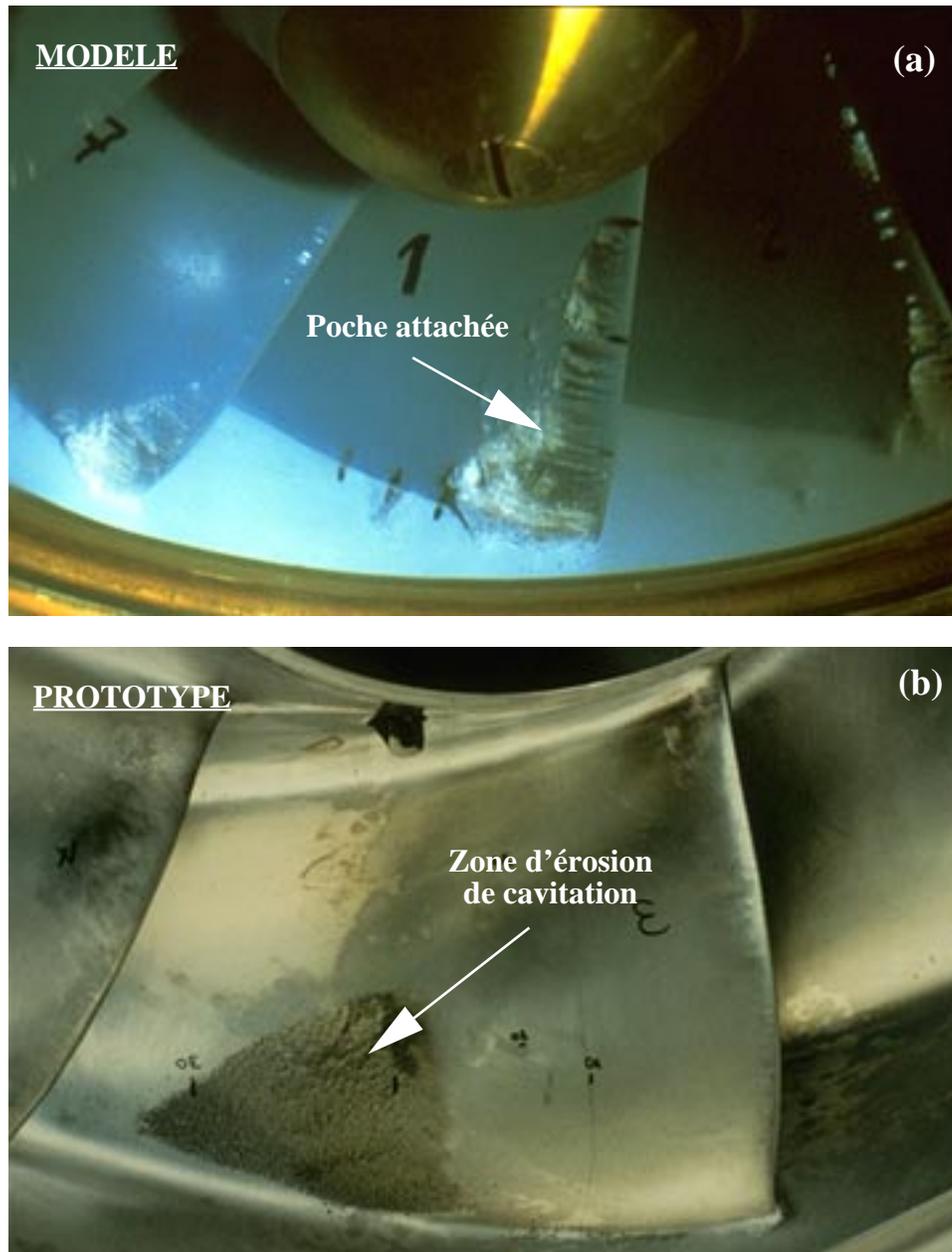


Figure 1.4: (a): développement de la cavitation d'entrée dans un modèle de pompe d'accumulation. (b): dégâts d'érosion sur le prototype après 400 h de fonctionnement.

### 1.1.4 Position du problème

Dans le domaine des machines hydrauliques, le développement de la cavitation est essentiellement gouverné par la hauteur d'implantation. Cette dernière est souvent imposée dans le cahier des charges. En outre, la recherche d'un encombrement minimum conduit le concepteur à réaliser des machines avec des vitesses spécifiques de plus en plus grandes. Dans ces conditions, la cavitation dans les machines hydrauliques modernes est un phénomène qu'on ne peut pas éviter. En général, le développement de la cavitation est toléré tant que les performances de la machines ne sont pas affectées.

L'érosion excessive due à la cavitation dans une machine hydraulique peut conduire à un arrêt prématuré de la machine avec des conséquences économiques considérables.

Le problème de l'érosion dans les turbomachines hydrauliques peut être posé de la manière suivante:

#### *Peut on prédire l'érosion de cavitation dans une turbomachine ?*

La recherche de la réponse à cette question a conduit naturellement les chercheurs dans les domaines de la mécanique des fluides et la science des matériaux. Le premier permet de caractériser le chargement mécanique dû à la cavitation. Le second est nécessaire pour prédire la réponse d'un matériau donné à l'attaque de la cavitation. Les deux aspects, fluide et solide, étant couplés.

En dépit des très nombreuses études déjà consacrées au phénomène de l'érosion de cavitation, il n'est toujours pas possible de nos jours de prédire avec une précision acceptable les dégâts d'érosion sur une machine hydraulique.

Nous avons représenté, Figure 1.5, l'allure de la vitesse d'érosion (perte de masse par unité de temps) en fonction du temps d'exposition telle qu'elle est généralement observée pour un matériau exposé à la cavitation. On distingue quatre zones relatives à des comportements différents. La première zone appelée, période d'incubation est caractérisée par une déformation plastique du matériau sans perte de masse. Au terme de cette période, la surface du matériau est suffisamment "martelée" et on assiste à une accélération de la perte de masse qui se stabilise avant de subir une décélération. cette décélération est attribuée à un amortissement des impacts due à l'effet de "coussin" de l'air et du liquide piégés dans les rugosités de la surface érodée.

Il est à noter que l'allure de la vitesse d'érosion, présentée Figure 1.5, est relative à des conditions hydrodynamiques stationnaires. Cette remarque illustre la complexité du processus d'érosion. En effet, outre les caractéristiques métallurgiques, la déformation d'un matériau aussi bien que la perte de masse qui peuvent se produire à un instant donné dépendent non seulement de l'amplitude de la surpression, due à l'implosion d'une cavité de vapeur à l'instant considéré, mais de l'état de surface qui résulte de toute l'histoire de la sollicitation mécanique subie par le matériau et qui constitue ce qu'on appellera par la suite le processus d'attaque hydrodynamique (Bargmann, 1992 [9]).

Afin de simplifier le problème et fixer un objectif réaliste, on peut écarter l'aspect métallurgique et ne considérer que la cavitation à poche qui constitue la situation la plus érosive. La question à laquelle on se propose de répondre est alors la suivante:

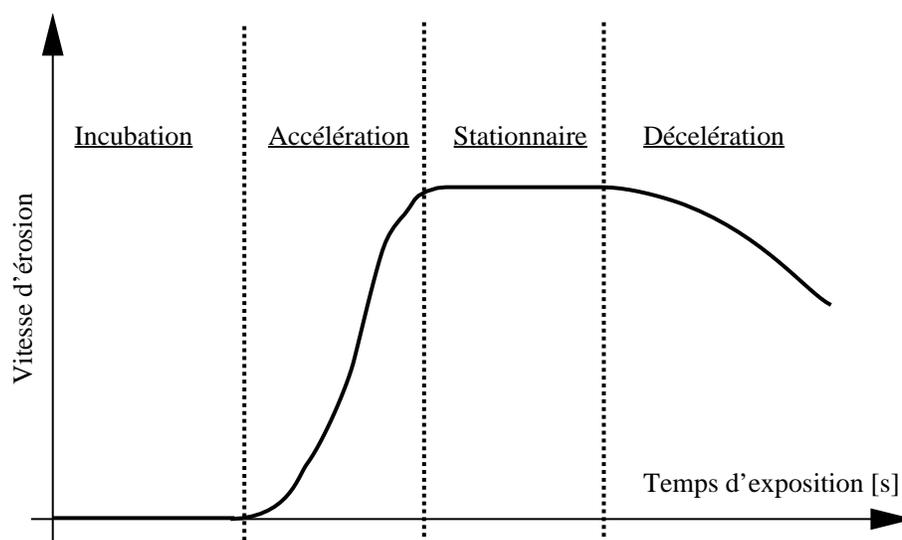


Figure 1.5: Allure de la vitesse d'érosion due à la cavitation (d'après Maamouri, 1989).)

*Peut-on caractériser le processus d'attaque hydrodynamique induit sur un matériau par les implosions répétées des cavités transitoires dans le sillage d'une poche de cavitation partielle ?*

Compte tenu de l'état de l'art en matière de cavitation, le champ de pression induit sur un matériau donné ne peut pas être ni calculé ni mesuré. Notre objectif se limite à le caractériser, c'est à dire à identifier les paramètres hydrodynamiques prépondérants qui conditionnent l'intensité des surpressions et la fréquence à laquelle elles se produisent. A défaut de prédire l'érosion, cette démarche permet de comparer les risques d'érosion associés à des situations hydrodynamiques différentes indépendamment de la nature des matériaux.

L'élaboration d'un modèle de prédiction du processus d'attaque hydrodynamique nécessite au préalable la maîtrise des phénomènes physiques mis en jeu. Ainsi, il est capital de disposer d'une connaissance approfondie sur le mécanisme de génération des cavités transitoires par une poche attachée et de quantifier le taux de leur production aussi bien que leurs dimensions en fonction des paramètres hydrodynamiques.

## 1.2 Etat de l'art

Depuis le début du siècle, le phénomène de la cavitation suscite un intérêt croissant dans la communauté scientifique. En 1970, on dénombrait déjà plus de 10'000 publications concernant ce phénomène.

### 1.2.1 Implosion d'une cavité de vapeur isolée

Rayleigh [58] est l'un des premiers à avoir proposé un modèle mathématique de l'implosion d'une cavité. Ce modèle repose sur l'hypothèse d'une cavité sphérique vide créée subite-

ment dans un milieu liquide infini. Le liquide est supposé incompressible et sans viscosité. Le modèle de Rayleigh permet de suivre l'évolution du rayon de la cavité pendant son implosion et donne une très bonne estimation de la durée du collapse [8, 44]. Toutefois, la vitesse de l'implosion et par suite la pression de choc tendent vers l'infini lorsque le rayon de la bulle tend vers zéro. En réalité, durant le stade final du collapse, la cavité ne peut pas être considérée comme vide, et les effets thermiques et de tension superficielle ainsi que la compressibilité du fluide doivent être pris en compte.

Plusieurs auteurs ont mis en évidence le phénomène du rebond de la cavité après son implosion et s'accordent pour l'associer à la présence de gaz dans la cavité. Le rebond de la cavité est générateur d'une onde de choc intense dont l'intensité peut dépasser 1 GPa (10 kbar) [40].

Kornfeld et Suronov (1945) [45] ont été les premiers à suggérer que les instabilités de surface peuvent conduire à la formation d'un micro jet pendant l'implosion d'une cavité sphérique à proximité d'une paroi solide. Depuis, le phénomène du micro jet est mis en évidence à la fois par l'expérimentation [16, 21, 69, 70] que par le calcul numérique [11, 16]. La surpression qui en résulte, appelée pression du marteau d'eau "*water hammer pressure*" peut dépasser 1 GPa [21].

La question de savoir si l'érosion est due à la surpression du micro jet ou à l'onde de choc a divisé les chercheurs pendant longtemps. Aujourd'hui, on s'accorde de plus en plus à penser que l'érosion est due à une combinaison des deux phénomènes à la fois [69].

En dehors des cavités sphériques en milieu infini, très peu d'études ont été consacrées à la dynamique de l'implosion des cavités tourbillonnaires analogues à celles générées par une poche de cavitation partielle. Citons les travaux entrepris par Avellan & Farhat [4, 5, 6] et par Crespo [20].

Dear & Field [21] ont mis en évidence l'émission de lumière lors de l'implosion d'une cavité de vapeur isolée. Ce phénomène, appelé luminescence, est attribué à une augmentation substantielle de la température dans la phase finale de l'implosion (plusieurs milliers de °K) qui provoque la formation de radicaux libres. La recombinaison de ces derniers est à l'origine de l'émission de photons détectable au moyen d'un photomultiplicateur ou d'un intensificateur d'images.

### **1.2.2 Dynamique des cavités générées par une poche attachée**

Le mécanisme de production des cavités érosives est de toute évidence lié à la dynamique de la poche de cavitation. Arakeri [3] a mis en évidence le lien étroit entre la morphologie de la couche limite et la dynamique de la poche de cavitation. Il a observé que le développement d'une poche attachée a lieu à l'aval d'un décollement laminaire. Il en a déduit que ce dernier constitue une condition nécessaire pour l'établissement de la cavitation de bord d'attaque.

Franc [32] a confirmé la forte interaction entre la couche limite et la poche de cavitation. Marjolet [50] a observé qu'une bulle de vapeur qui explose à l'amont de la poche peut provoquer la suppression de cette dernière. Cet effet est expliqué en adoptant le modèle d'Arakeri: la bulle déclenche la transition à la turbulence dans la couche limite. Si le décollement devient turbulent, la poche disparaît.

Dupont [23] a étudié le mécanisme de production des cavités transitoires en effectuant

des mesures de champs de vitesse dans le sillage de la poche. Il a mis en évidence un cisaillement intense à l'interface liquide-vapeur, responsable de la génération de lignes de vorticité. L'interaction de ces lignes avec les instabilités de type *Kelvin Helmholtz* conduit à la formation des cavités transitoires en forme de fer à cheval. Ce sont les implosions répétées de ce type de cavités qui sont à l'origine de l'érosion.

### 1.2.3 La mesure de l'érosion de cavitation

La première technique de mesure directe de l'érosion de cavitation en temps réel est proposée par Simoneau et Chincholle [64]. Cette technique utilise une sonde en titane dont le potentiel électrochimique est directement relié à la perte de masse. Simoneau *et al* [65, 66] ont adopté cette technique à l'occasion de plusieurs campagnes expérimentales dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF*, dans le Générateur de Tourbillon de Cavitation et dans le Générateur du jet cavitant ainsi que dans des prototypes de turbine Francis. Si cette technique apparaît très utile dans la recherche de caractérisation du processus d'attaque hydrodynamique, sa mise en oeuvre est très délicate et ne se prête pas à une utilisation prolongée dans une machine hydraulique.

La technique de marquage d'échantillons est largement utilisée [22]. Elle consiste à exposer un échantillon à la cavitation pendant une durée inférieure à la période d'incubation. Rappelons que pendant cette période d'incubation, on assiste à une déformation plastique de la surface du matériau sans perte de masse. L'analyse des caractéristiques géométriques des impacts fournit un moyen pour caractériser le processus d'attaque hydrodynamique.

Fortes [33] ainsi que Reboud *et al* [59] ont proposé un code de calcul permettant d'estimer la surpression due à l'implosion d'une cavité de vapeur à partir du relevé géométrique de l'impact qui en résulte. Le modèle de calcul est conduit en supposant un comportement  lasoplastique du matériau.

### 1.2.4 La détection de la cavitation

Dans l'absence d'un modèle de prédiction utilisable à l'échelle industrielle et de manière fiable, plusieurs auteurs se sont penché sur la possibilité d'effectuer la surveillance des machines hydrauliques dans le but de détecter et caractériser les surpressions induites sur l'aubage. Pour des raisons de commodité, l'approche vibratoire a reçu une grande attention. En effet, la surveillance basée sur la mesure de l'accélération induite par la cavitation sur les parties fixes d'une machine hydraulique présente l'avantage d'une mise en oeuvre simple et peu coûteuse.

Bourdon [12, 13, 14] a montré que le signal de vibration mesuré sur le palier guide d'une turbine Francis est modulé (en amplitude) par la fréquence de lâcher des cavités érosives. Ce résultat, confirmé par Abbot [1], permet de détecter la cavitation de bord d'attaque dans une turbomachine. Toutefois, la relation entre les vibrations et le risque d'érosion demeure inconnue.

## **1.3 La procédure d'élaboration d'un modèle prédictif**

Afin d'établir un modèle de prédiction du processus d'attaque hydrodynamique associé à un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle, une procédure expérimentale est mise oeuvre. Cette dernière est décrite dans les paragraphes suivants:

### **1.3.1 Etude de la dynamique de l'implosion d'un tourbillon isolé**

L'investigation directe de la dynamique des cavités érosives est rendue difficile à cause du caractère turbulent, tridimensionnel et biphasique de tels écoulements. Aussi, dans un premier temps, une étude physique de l'implosion d'un tourbillon isolé est entreprise dans le Générateur de Tourbillon de Cavitation de l'*IMHEF*. Ce dernier permet de produire de manière répétée et contrôlée une succession de grossissements et d'implosions de cavités tourbillonnaires. Des visualisations ultra rapides couplées avec des mesures de pressions instationnaires et de vibrations sont réalisées.

Le but de cette étude préliminaire est de décrire la dynamique de l'implosion d'un vortex de vapeur et de vérifier son caractère érosif. Il s'agit, en outre, d'identifier les paramètres prépondérants qui conditionnent la surpression induite sur un échantillon. Les résultats qui en découlent constituent la base du modèle prédictif.

### **1.3.2 Etude du mécanisme de génération des cavités transitoires**

L'étude de la dynamique de la poche de cavitation et du phénomène de lâcher des cavités transitoires est réalisée dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* sur un profil symétrique de type NACA009.

Outre les visualisations de l'écoulement, des mesures simultanées des dimensions de la poche et des fluctuations de pression dans le sillage de cette dernière sont réalisées pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques. L'analyse spectrale des fluctuations de pression permet le suivi des cavités transitoires.

Par ailleurs, le phénomène de luminescence de la cavitation est mis en évidence dans le tunnel de cavitation. Une instrumentation appropriée permet de compter le nombre de photons générés par les implosions répétées des cavités transitoires et de le comparer aux paramètres globaux de l'écoulement.

### **1.3.3 La détection vibratoire de la cavitation**

La détection de la cavitation par la technique vibratoire ne fait pas partie des objectifs de ce travail. Toutefois, on verra, lors de la présentation du modèle prédictif, que la fréquence de lâcher des cavités érosives, dans une machine hydraulique, constitue une inconnue du problème. Nous montrerons que la détection vibratoire permet de lever cette indétermination. Ainsi, une étude des vibrations induites par la cavitation est entreprise à la fois dans le tunnel de cavitation et dans un modèle de pompe centrifuge.

Un traitement approprié est appliqué aux signaux d'accélération dans le but d'en extraire l'enveloppe. Une comparaison avec les spectres de pression, au moyen de fonctions

de cohérence, permet de valider l'effet de la modulation de l'amplitude des vibrations par le lâcher des cavités transitoires.

### 1.3.4 Un modèle de prédiction

L'ensemble des résultats obtenus à l'issue de ces expériences permet de proposer un modèle destiné à caractériser les surpressions induites sur une paroi solide par les implosions répétées des cavités transitoires dans le sillage d'une poche de cavitation partielle. Ce modèle, appelé modèle de la puissance érosive, dépend uniquement des paramètres macroscopiques de l'écoulement. Une validation de ce modèle est proposé dans le cas d'un profil isolé en veine.

## 1.4 Organisation du document

Dans le chapitre 2, les moyens expérimentaux de base sont présentés. Il s'agit des outils de visualisation, de l'instrumentation pour la mesure de la pression et des vibrations, des moyens d'étalonnage dynamique des capteurs instationnaires ainsi que du dispositif d'enregistrement et de traitement des signaux numériques <sup>1</sup>.

Le chapitre 3 est consacré à l'étude expérimentale de l'implosion d'un tourbillon isolé dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation. Les résultats de ce chapitre constituent la base du développement du modèle prédictif du processus d'attaque par la cavitation.

L'ensemble des expériences entreprises dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* sur un profil isolé sont décrites dans le chapitre 4.

Le chapitre 5, les résultat de visualisation, de mesure de pression instationnaire et de luminescence sont présentés et analysés dans le but de décrire le mécanisme de génération des cavités érosives par une poche attachée.

La détection vibratoire de la cavitation est abordée dans le chapitre 6. Outre les mesures entreprises dans le tunnel de cavitation, nous présenterons les résultats relatifs à un modèle de pompe centrifuge.

Le modèle de la puissance érosive, destiné à caractériser le processus d'attaque hydrodynamique associé à un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle, est développé dans le chapitre 7. Ce chapitre tient compte de l'ensemble des résultats établis dans les chapitres 3, 5 et 6.

---

<sup>1</sup>Les éléments de traitement numérique des signaux transitoires sont rappelés en Annexe A



## Chapitre 2

# MOYENS EXPERIMENTAUX

## 2.1 Acquisition et traitement des signaux transitoires

A l'image des phénomènes à caractère transitoire, l'étude expérimentale des écoulements en présence de la cavitation nécessite l'enregistrement et l'analyse de grandeurs fluctuantes telles que la pression, les vibrations ou le bruit induits par les implosions répétées des cavités de vapeur.

### 2.1.1 Qu'est ce qu'un signal ?

Nous appellerons signal toute fonction  $x(t)$ , à variable et à valeur réelles, dont le carré est intégrable<sup>1</sup>. Un signal est dit numérique ou échantillonné, lorsque l'information qu'il véhicule n'est valable qu'à des instants particuliers.

En considérant la nature de l'évolution d'un signal en fonction du temps, on peut distinguer les signaux déterministes dont l'évolution en fonction du temps peut être rigoureusement prédite par un modèle mathématique approprié et les signaux aléatoires dont le comportement temporel est imprévisible. Dans la famille des signaux aléatoires à laquelle appartient la majorité des signaux réels, on distingue les signaux aléatoires stationnaires dont les caractéristiques statistiques sont invariantes dans le temps, et les signaux aléatoires instationnaires qui ne jouissent pas de cette propriété.

### 2.1.2 Les moyens de numérisation des signaux

Afin de conserver l'intégralité de l'information, nous avons privilégié la sauvegarde des signaux en temps malgré la consommation importante de la mémoire de masse que ce choix implique. En effet, l'expérience montre qu'un premier traitement numérique est rarement optimal et qu'il est souvent nécessaire de le modifier ou de le compléter en fonction de la nature du signal à traiter afin d'en extraire un maximum d'informations.

La numérisation des signaux est assurée par trois enregistreurs *LeCroy* de type 6810 et un enregistreur *LeCroy* de type 8212A. La conversion analogique-numérique est réalisée avec une résolution de 12 bits (4'096 niveaux).

Chacun des modules 6810 est doté d'une mémoire de 1 Méga octets et permet de numériser simultanément 1, 2 ou 4 canaux aux cadences maximales respectives de 5, 2 et 1 MHz. Le module 8212A permet les numérisations simultanées de 32 canaux à une cadence maximale de 5 kHz avec une profondeur de mémoire 1 kilo octets par canal. Les enregistreurs utilisent le concept de la mémoire circulaire: Une fois armés, ils entament de manière permanente la numérisation des signaux d'entrées en attendant le signal de déclenchement qui fixe l'origine des temps. Lorsque ce dernier a lieu, les enregistreurs terminent la numérisation en fonction du réglage du repère de pré-déclenchement. Il est ainsi possible de disposer du passé du signal ( $t \leq 0$ ) par rapport à l'instant de déclenchement.

Le système d'acquisition des signaux utilise la norme IEEE-583 pour la gestion interne des modules d'enregistrement. Cette norme, appelée aussi *CAMAC* (*Computer Automated Measurement And Control*), offre les spécifications électriques et physiques du bus interne. Un module supplémentaire joue le rôle du contrôleur du bus et permet de la

---

<sup>1</sup>Une fonction  $x(t)$  est dite à carré intégrable si et seulement si  $\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)^2 dt < +\infty$   
L'ensemble des fonctions à carré intégrable, noté  $L^2(\mathcal{R})$ , est un espace de Hilbert [67]

Figure 2.1: Principe de l'architecture du bus *CAMAC* .

communication avec un ordinateur externe à travers une interface GPIB (*General Purpose Interface Bus*). Les modules d'enregistrement 6810 et 8212A sont montés séparément dans deux paniers *CAMAC* dotés respectivement des contrôleurs *LeCroy* 6010 et 8901A.

La Figure 2.1 illustre l'architecture du bus *CAMAC* . Chaque module est repéré grâce à une adresse unique. On distingue deux types de lignes de communications. Les voies partagées et les lignes dédiées. Les premières sont utilisées séquentiellement par tous les modules et assurent l'écriture et la lecture des données, la lecture des états des enregistreurs ainsi que le transfert des commandes et des signaux de contrôles. Les secondes permettent l'adressage des modules ainsi que la gestion des interruptions.

La visualisation et le contrôle des signaux en temps réel est effectuée au moyen d'un oscilloscope numérique à 2 canaux *LeCroy* DO9400.

### 2.1.3 Les filtres anti repliement

Avant l'entrée dans l'enregistreur, les signaux sont systématiquement filtrés afin d'éviter le repliement des spectres ("*aliasing*") et satisfaire le théorème d'échantillonnage de Shannon [67]. A cet effet, nous avons conçu et réalisé une batterie de 32 filtres passe-haut et 32 filtres passe-bas basés sur le circuit intégré *Burr-Brown* UAF41 [15]. Chacun de ces filtres, de type Chebyshev à 5 pôles, est assemblé sur une carte de type *Europe*. La configuration des filtres peut être effectuée soit manuellement au moyen de boutons poussoirs soit à distance grâce à une interface série de type *RS232* . La fréquence de coupure des filtres passe haut peut être choisie entre 10, 20, 50, 100, 200, 500, 1'000 ou 2'000 Hz. La fréquence de coupure des filtres passe bas peut valoir 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 ou 100 kHz.

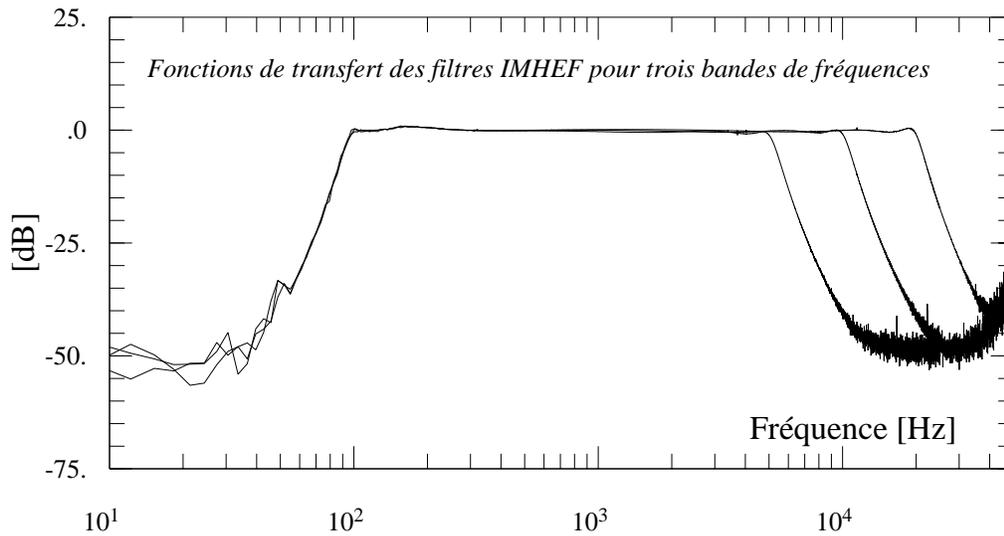


Figure 2.2: Fonctions de transfert des filtres *IMHEF* dans les bandes de fréquences [100, 5'000 Hz], [100, 10'000 Hz] et [100, 20'000 Hz].

En assemblant en série un filtre passe bas et un filtre passe haut, on obtient un filtre passe bande. La fonction de transfert de ce dernier est donnée Figure 2.2 pour différentes valeurs des fréquences de coupure. On relève une pente de coupure d'environ 100 dB par octave conformément au nombre de pôles adoptés.

### 2.1.4 Synchronisation

Chaque enregistreur dispose d'une entrée et d'une sortie haute impédance réservées aux signaux de déclenchement. En règle générale, la synchronisation entre les enregistreurs de signaux est réalisée en sélectionnant un enregistreur comme maître. Son signal de sortie est alors utilisé pour déclencher simultanément les autres enregistreurs (Figure 2.3). Le module maître peut lui même être déclenché par un signal externe, par l'un des signaux à enregistrer ou par un ordre logiciel provenant de l'ordinateur pilote.

Par ailleurs, l'oscilloscope numérique *LeCroy DO9400* est largement utilisé pour faciliter le déclenchement de l'enregistreur maître à partir d'un signal externe tel que la pression. En effet, cet oscilloscope offre une détection précise et fiable du seuil de déclenchement avec une sensibilité dix fois supérieure à celle des enregistreurs numériques. Toutefois, nous avons dû l'équiper d'une sortie de déclenchement qui faisait défaut.

### 2.1.5 Les moyens logiciels

#### 2.1.5.1 Acquisition

Un pilote de transfert et de stockage sur disque dur est développé dans l'environnement *Asyst* [29]. L'ordinateur pilote est de type compatible *IBM* géré par la cinquième version du système d'exploitation *DOS*. Une programmation modulaire est adoptée pour éviter

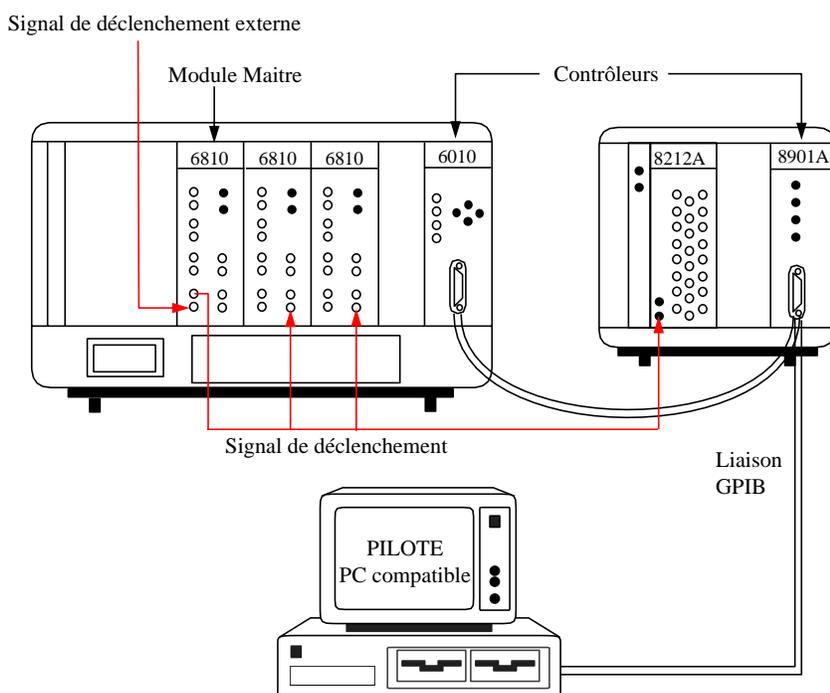


Figure 2.3: Synchronisation des enregistreurs de signaux.

la saturation de la mémoire qui constitue le point faible de ce système d'exploitation. La communication avec les différents enregistreurs est réalisée à travers une interface *GPIB* qui permet un transfert à haute vitesse ( $\approx 300$  k-octet/s).

### 2.1.5.2 Archivage

L'archivage des fichiers de données représente un problème que la capacité usuelle des disques durs ne permet pas de résoudre. En effet, lorsque tous les enregistreurs numériques sont engagés, chaque acquisition génère 3'211'264 octets. Il s'agit de disposer d'un moyen de stockage de grande capacité facilement et rapidement accessible par les programmes de traitement. Le serveur de fichiers principal de l'*EPFL*, répond parfaitement à ces critères. Ce dernier est raccordé au réseau local (*EtherNet*) de l'*EPFL* et peut être accédé soit par connexion directe utilisant le protocole de transfert de fichiers *ftp* (*File Transfert Protocol*), soit par la possibilité de partage de systèmes de fichiers *NFS* (*Network File System*). Les vitesses de transmission sur le réseau *EtherNet* peuvent atteindre jusqu'à 2 Gbit/s, rendant ainsi les performances d'accès aux fichiers archivés comparables à celles obtenues sur un disque dur local.

### 2.1.5.3 Traitement numérique

La théorie du traitement du signal a pour principaux buts d'élaborer, détecter et interpréter les signaux porteurs d'informations. Il s'agit d'un ensemble de concepts et de modèles mathématiques inspirés de l'analyse fonctionnelle, de l'algèbre linéaire et des calculs de probabilités. Le lecteur trouvera dans l'annexe 2 la définition des opérateurs

adoptés pour le traitement des signaux de pression et de vibration présentés dans le cadre de notre travail.

Un logiciel de traitement des signaux est développé en langage C dans l'environnement *Unix* sur une station de travail de type *HP 9000/720*. Le choix du système *Unix* pour le développement des programmes de traitement est principalement motivé par les performances de l'architecture *RISC* du micro processeur qui équipe la station de travail. En effet, les performances en calcul sont nettement supérieures à celle du micro processeur Intel 486 des compatibles PC. En outre, la possibilité de partage de systèmes de fichiers permet d'accéder directement aux fichiers archivés sans avoir à les transférer sur le disque local et par conséquent, d'exécuter le programme de traitement simultanément sur plusieurs stations de travail appartenant au parc informatique de l'*IMHEF*.

Le logiciel permet principalement de calculer les grandeurs suivantes:

- Les caractéristiques statistiques (valeur moyenne, extrémales et écart type <sup>2</sup>)
- Les densités de probabilité et les fonctions de répartition
- Les spectres et les interspectres à l'aide de la transformée de Fourier rapide)
- Les fonction d'auto corrélation et d'inter corrélation
- Les fonctions de transfert et les fonctions de cohérence
- La modulation d'amplitude à partir de la transformée de Hilbert
- La transformée dans l'espace temps-fréquence avec la méthode des ondelettes
- Filtrage numérique

La visualisation des résultats du traitement des signaux s'effectue à l'aide du logiciel graphique *zorro* développé à l'*IMHEF* par Santal *et al*[61]. Par ailleurs, le logiciel *Explorer* est utilisé pour visualiser les coefficients des transformées en ondelettes.

---

<sup>2</sup>Nous utiliserons également les appellations rms ("root mean square") pour désigner l'écart type

## 2.2 Les moyens de visualisation

Les constantes de temps mises en jeu dans le phénomène de la cavitation sont de l'ordre de la microseconde. L'œil humain est de toute évidence inapte pour analyser des évolutions aussi rapides et la visualisation photographique utilisant des moyens d'éclairage adéquats joue un rôle de première importance. L'enregistrement des images sur un support photosensible utilisant un éclairage de très courte durée (quelques microsecondes) offre l'avantage de figer l'écoulement et de permettre une analyse réaliste du phénomène en question.

La visualisation cinématographique offre en plus l'avantage de suivre les évolutions des cavités érosives et de décrire leur dynamique. La cadence de prise de vues était il y a encore quelques années limitée par la demande gigantesque en énergie lumineuse. Aujourd'hui, l'arrivée sur le marché de la nouvelle génération de films à grains tabulaires hautement sensibles (50'000) ASA, permet d'atteindre des cadences de prise de vues de 200'000 images/seconde avec une énergie lumineuse d'une centaine de joules seulement.

### 2.2.1 Eclairage

#### 2.2.1.1 Les flashes de l'*IMHEF*

Une unité d'éclairage destinée à la photographie de phénomènes à évolution rapide est réalisée à l'*IMHEF* à partir de flashes conventionnels. Elle se compose de deux sources de lumière flash de courte durée pouvant être générées de manière synchrone ou séquentielle. La Figure 2.4 montre un schéma électrique simplifié de l'unité d'éclairage. L'alimentation électrique est composée d'une source de tension principale *EG&G* PS450 de puissance 100 W permettant d'atteindre la tension de 1 kV aux bornes des condensateurs et de deux sources de tension complémentaires de marque *Wallis* (L53/33P) de puissance 5 W (1 mA) permettent d'élever la tension jusqu'à 5 kV au maximum.

Les boîtiers flash contiennent chacun une lampe à xénon de marque *EG&G* (type 2P4), un module de déclenchement *EG&G* de type FY-304 et un condensateur papier de faible résistance interne. Ce dernier est disposé dans le boîtier flash afin de minimiser les pertes dans les câbles et réduire la durée de la décharge.

À l'état non ionisé, le xénon possède une grande impédance (plusieurs M $\Omega$ ) permettant ainsi le chargement du condensateur pour autant que la tension aux bornes de ce dernier ne dépasse pas la tension d'auto déclenchement du tube flash.

Le déclenchement des flashes est assuré par la source de tension principale. Une impulsion électrique de courte durée ( $\approx 1 \mu s$ ) et de 170 V est envoyée simultanément aux modules de déclenchement des lampes pour être amplifiée. La tension qui en résulte ( $\approx 10$  kV) supérieure à la tension d'auto déclenchement est appliquée simultanément aux bornes de chacune des lampes. On assiste alors dans un intervalle de temps très court à l'ionisation d'un nombre suffisant d'atomes de xénon tel qu'un chemin de faible impédance est créé entre les électrodes. À l'état ionisé, l'impédance du xénon n'est plus que de quelques m $\Omega$  provoquant ainsi un court circuit du condensateur. Le gaz demeure dans l'état ionisé pendant toute la durée de la décharge du condensateur. Lorsque le courant s'annule, le xénon revient à l'état non ionisé et la recharge du condensateur est engagée. Il est à noter que, pour les lampes que nous avons adoptées, seule la partie du gaz située entre les électrodes est sujette à l'ionisation. Ces lampes dites de type *bulbe*

présentent ainsi l'avantage d'une source de lumière quasi ponctuelle par opposition aux lampes dites de type *linéaire* pour lesquelles la totalité du gaz est ionisé.

Pendant la phase de conduction électrique, la tension aux bornes de la lampe  $U$  est reliée au courant  $I$  par la loi de Goncz [36]:

$$U = K_0 \sqrt{I} \quad (2.1)$$

Où  $K_0$  désigne l'impédance dynamique du plasma exprimée en  $[W/A]$ .  $K_0$  dépend de la nature et de la pression du gaz utilisé ainsi que du diamètre et de la longueur de l'arc électrique.

Si on désigne par  $L$  l'inductance du circuit, la durée  $t_{\frac{1}{3}}$  du flash au  $\frac{1}{3}$  du pic est donnée par la relation:

$$t_{\frac{1}{3}} = \pi \sqrt{LC} \quad (2.2)$$

Il apparaît dès lors que la minimisation de la durée du flash conduit à réduire au maximum la valeur de la capacité. Ceci entraîne une augmentation de la tension d'alimentation pour une même énergie électrique ( $=\frac{1}{2}CU^2$ ). La tension d'alimentation est limitée par la tension d'auto déclenchement de la lampe, la valeur de la capacité est alors imposée par l'énergie nécessaire pour imprégner l'émulsion photographique. Des essais préliminaires sur l'émulsion *Ilford* HP5, couramment utilisée à l'*IMHEF*, ont montré que l'énergie du flash doit être au moins égale à 10 J. Par conséquent, la tension d'alimentation est fixée à 3.5 kV et la capacité est de 2  $\mu F$ . La durée du flash ainsi obtenue est de 2  $\mu s$ .

L'arrangement optique représenté Figure 2.5 est conçu pour augmenter le rendement lumineux. Il est composé d'un miroir sphérique, un condenseur et de deux lentilles divergentes. Le faisceau de lumière ainsi obtenu peut être parallèle ou divergent. L'angle d'ouverture du faisceau est varié en ajustant la distance entre les lentilles divergentes. L'alignement de ces éléments optiques est réalisé au moyen d'un faisceau laser.

### 2.2.1.2 Le flash *Weinberger*

Outre l'unité d'éclairage de l'*IMHEF* un flash de marque *Weinberger* (Xénon Pulse) est utilisé. Le tube flash est de type *linéaire* possédant une longueur de 15 mm. L'originalité de cet éclairage réside dans le procédé de déclenchement. Contrairement aux flashes conventionnels, le gaz (xénon) contenu dans la lampe est maintenu constamment à l'état ionisé. L'étage de puissance est isolé de la lampe par deux électrodes. Le déclenchement du flash s'effectue en créant un arc électrique (dans l'air) entre les électrodes d'isolation. L'avantage de ce schéma de fonctionnement réside dans le fait que la tension d'alimentation n'est plus limitée par l'auto déclenchement de la lampe et vaut 10 kV. En effet, l'auto déclenchement au niveau des électrodes d'isolation peut être évité en les écartant suffisamment l'une par rapport à l'autre. La décharge électrique possède une énergie de 100 J et une durée de l'ordre de 10  $\mu s$ .

## 2.2.2 Caméras monocoup

Pour réaliser les visualisations photographiques, deux caméras 35 mm (*Nikkon* F3) munies d'objectifs 55 mm macro sont utilisées. L'emploi du moteur (*Nikkon* MD40) permet le

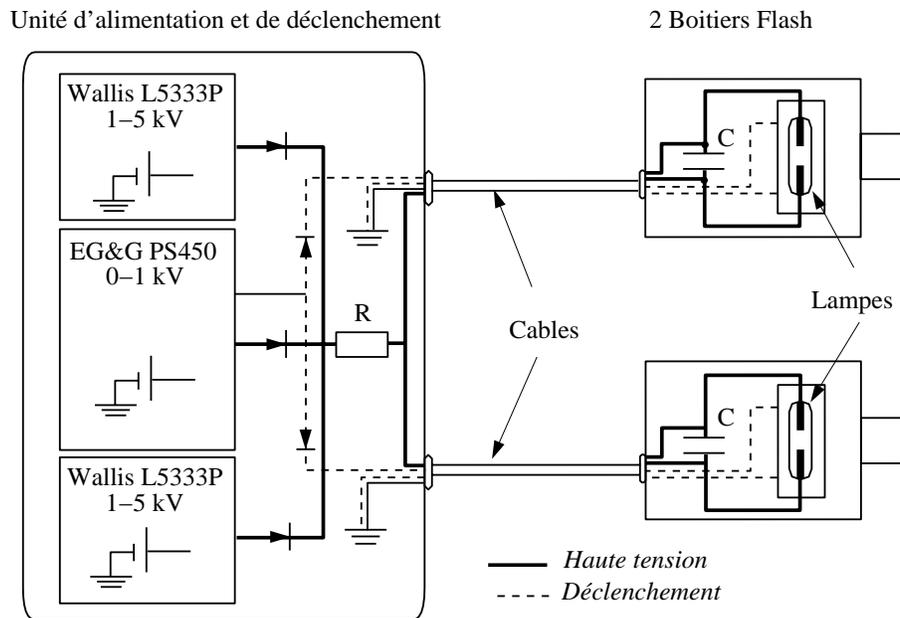


Figure 2.4: Schéma de principe de l'unité d'éclairage *IMHEF* .

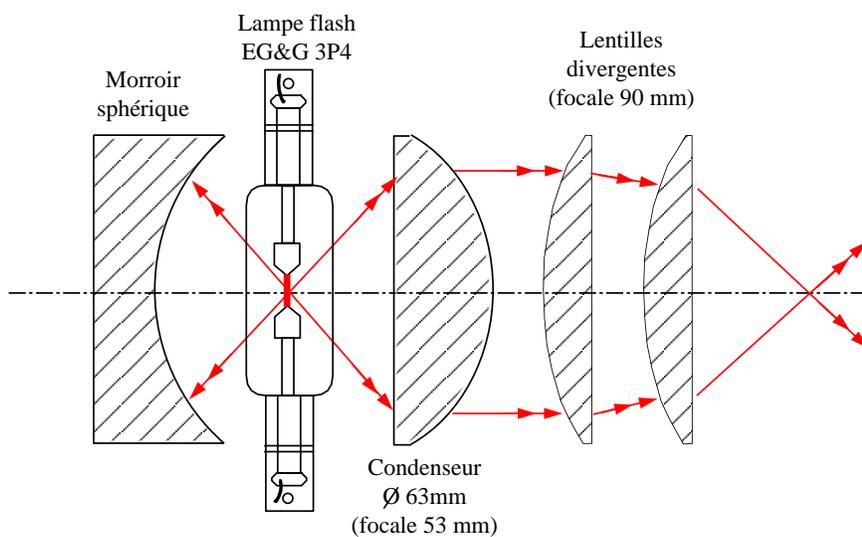


Figure 2.5: Arrangement optique.

déclenchement à distance de la prise de vue par une simple fermeture de contact électrique. Un relais commandé par ordinateur est utilisé à cet effet.

### **2.2.3 Cinématographie**

Les visualisations cinématographiques sont assurées par trois caméras dont les cadences de prise de vues couvrent la gamme allant de 10 à 10'000'000 images/seconde.

#### **2.2.3.1 La caméra *Hycam***

Il s'agit d'une caméra à prisme tournant dont la cadence de prise de vues peut être choisie entre 10 et 10'000 images par seconde. Le support de l'enregistrement est un film 16 mm doublement perforé de longueur 30, 60 ou 120 m. Il est à noter que ce type de film est de moins en moins utilisé et qu'il est de plus en plus difficile de s'en procurer dans le marché et de faire réaliser son développement chimique. Nous avons utilisé des films positifs de marque *FUJI* (RT500) dont la sensibilité est de 500 ASA. L'éclairage est fourni par trois lampes à mercure possédant chacune une puissance de 2 kW. Une alimentation triphasée permet un redressement de l'énergie lumineuse.

#### **2.2.3.2 La caméra *Cordin***

Une caméra de marque *Cordin* est utilisée pour atteindre des cadences de prise de vues plus élevées. Il s'agit d'une caméra à miroir et tambour tournants. Le miroir est un prisme à neuf faces entraîné en rotation par le tambour. Les vitesses de rotation (opposées) du tambour et du miroir peuvent atteindre au maximum 200 tr/s et 2'777 tr/s respectivement. Le support photosensible est un film 70 mm de longueur 1.007 m plaqué sur le tambour. Une pompe à vide permet d'atténuer les effets thermiques dus au frottement visqueux de l'air sur la surface du film. La cadence de prise de vues peut être choisie entre 10'000 à 200'000 images/seconde. On obtient ainsi 500 images de format 10x6.9 mm chacune. Le temps d'exposition dépend de la cadence de prise de vue et vaut respectivement 0.82  $\mu$ s et 163.9  $\mu$ s pour les cadences maximale et minimale. La durée totale d'une séquence dépend de la cadence de prise de vues et est comprise entre 2.5 ms et 500 ms.

L'éclairage est cette fois-ci réalisé par la décharge d'une énergie électrique de 1100 Joules au maximum à travers deux tubes flash à xénon. La durée de l'éclairage peut être choisie dans l'intervalle [1, 11 ms] en fonction de la cadence de prise de vues.

Une entrée déclenchement permet de synchroniser le début de l'enregistrement des images avec l'acquisition de signaux provenant de capteurs de pression ou d'accélération. Pour ce faire, le tambour est mis en rotation avec l'obturateur fermé. L'arrivée du signal de déclenchement externe provoque l'ouverture du diaphragme et le déclenchement des sources flash. Toutefois, un retard est systématiquement observé entre l'arrivée du signal de déclenchement et le départ effectif des sources de lumière. Ce retard présente un caractère aléatoire autour de la valeur moyenne de 40  $\mu$ s environ. Nous présenterons plus loin dans ce chapitre, une procédure différente de synchronisation plus efficace faisant intervenir une photodiode ultra rapide.

### 2.2.3.3 La caméra *Cranz Schardin*

La troisième caméra est une caméra *Cranz Schardin* initialement développée à l'Institut Saint Louis [39] et permettant de réaliser 16 images avec une cadence de prise de vue variant de 1'000 images/seconde à 10'000'000 images/seconde. Elle comprend une batterie de 16 flashes quasi ponctuels et coplanaires et d'une caméra dotée de 16 objectifs ainsi qu'un arrangement optique faisant correspondre à chacune des sources de lumière un objectif de la caméra. On obtient ainsi sur la surface sensible par ombroscopie 16 images indépendantes de dimensions 14 mm x 32 mm. Chacune des sources de lumière est constituée de deux électrodes et l'éclair provient d'une décharge dans l'atmosphère de 2.4 J préalablement emmagasinée dans un condensateur de capacité 47 nF sous une tension de 10 kV. La durée de l'éclair mesurée au 1/3 du pic de lumière est de 300 ns en moyenne. L'arrangement optique comprend deux lentilles convergentes identiques de 1600 mm de longueur focale, placée d'une part et d'autre de la veine d'essai. Les sources de lumière sont disposées dans le plan focal objet de la première lentille permettant ainsi un éclairage parallèle à l'axe de la veine d'essai. Les objectifs, de 380 mm de longueur focale et de 11.8 mm de diamètre chacun, sont placés dans le plan focal image de la deuxième lentille (Figure 2.6)

L'alignement optique de la caméra *Cranz Schardin* est une étape déterminante. En effet, si les erreurs de parallaxe ne peuvent pas être évitées totalement, elles sont toutefois minimisées lorsque la caméra est bien alignée. Afin de réaliser cette tâche, les sources flashes sont remplacées par une batterie de 16 sources de lumière continue. Les différents éléments de la caméra sont ensuite disposés les uns par rapport aux autres le long de l'axe optique de manière à faire correspondre ces sources avec les 16 objectifs correspondants.

### 2.2.4 Synchronisation

Dans la plupart de nos expériences, nous avons à effectuer des enregistrements de signaux provenant de capteurs de pression ou de vibration couplés avec des enregistrements d'images. Le problème consiste alors à synchroniser ces enregistrements afin de permettre une bonne analyse des résultats.

Afin d'assurer la synchronisation entre l'enregistrement des signaux et celui des images, la source de lumière flash est utilisée comme origine temporelle. Une photodiode ultra rapide (*EG&G FND100*), possédant un temps de montée de 1 ns, est placée dans le champ de vision et délivre un signal de déclenchement pour l'enregistreur maître. L'instant  $t=0$  des signaux enregistrés correspond alors à la première image du film.

La procédure de déclenchement de la source de lumière dépend de la nature du phénomène observé. Lorsque ce dernier présente un caractère stationnaire, le déclenchement de la source de lumière peut être réalisé manuellement. Cette procédure est adoptée dans le cas des expériences entreprises dans le tunnel de cavitation. En effet, le phénomène de lâcher des cavités érosives remplit la condition de stationnarité.

Par ailleurs, lorsque le phénomène observé est intermittent, le déclenchement de la source de lumière ne peut plus être effectué manuellement et on doit dans ce cas détecter le début du phénomène. Nous avons rencontré ce problème principalement lors des visualisations de l'implosion d'un tourbillon isolé dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation où l'instant du collapse ne peut pas être prédit avec une précision acceptable.

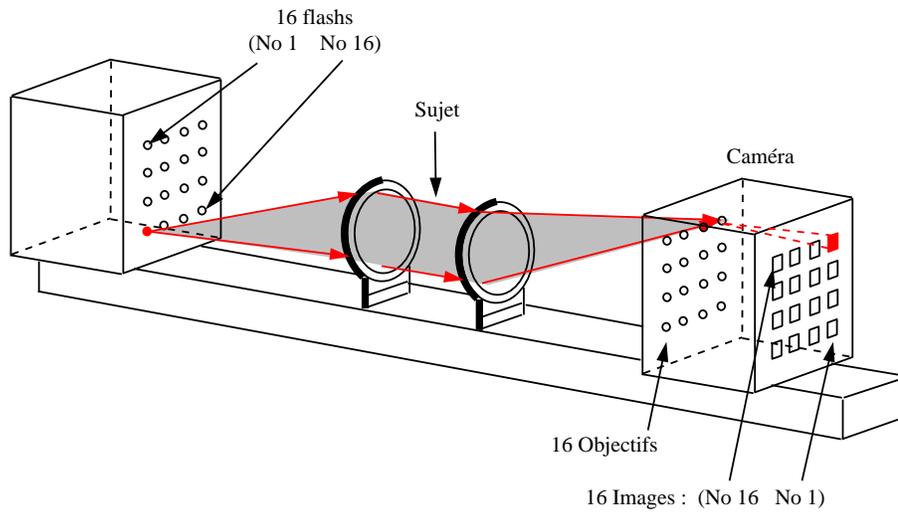


Figure 2.6: Arrangement optique de la caméra *Cranz Schardin* .

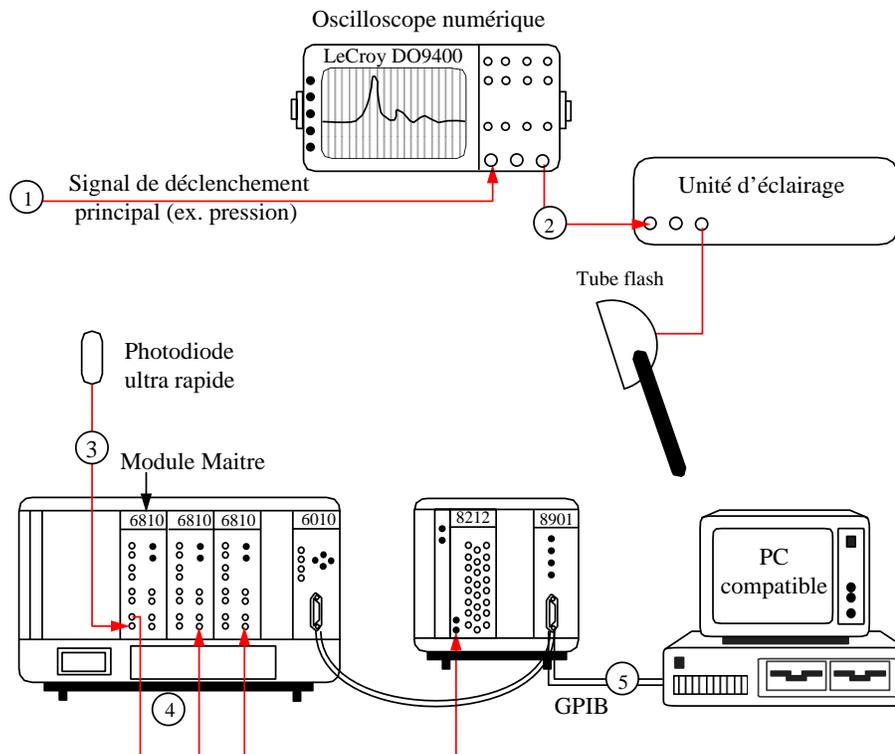


Figure 2.7: Principe de synchronisation des enregistrements des signaux et des images.

Nous avons alors utilisé un signal de pression comme détecteur du début du phénomène. Ce dernier est connecté à l'oscilloscope numérique DO9400 que nous avons spécialement équipé d'une sortie de déclenchement. L'emploi de l'oscilloscope numérique est motivé par ses capacités dans le réglage des niveaux de déclenchement.

La Figure 2.7 illustre la procédure de synchronisation des enregistrements des signaux et des images. Les étapes successives du déclenchement y sont numérotées de 1 à 5. Si cette procédure est adoptée le plus souvent, il n'en demeure pas moins que dans certains cas particuliers elle n'est plus suffisante. Les arrangements spécifiques que nous avons mis en oeuvre seront présentés ultérieurement dans ce document.

## 2.3 Instrumentation pour la mesure des vibrations

La mesure des vibrations est assurée par deux types d'accéléromètres piézo électriques. Le capteur *Brue&Kjaer* 8309 est un accéléromètre miniature possédant une masse de 3 g, un diamètre de 7 mm et une hauteur de 16.3 mm. La gamme de mesure s'étend jusqu'à 15'000 g. La fréquence de résonance axiale (resp. transversale) est de 175 kHz (resp. 28 kHz). La sensibilité de mesure est de 0.04 pC/g. Le signal en charge de ce capteur est conditionné à travers un amplificateur *Vibrometer* de type T3AD. Le montage de ce capteur est assuré par filetage M5.

Le second est un capteur *Kistler* 8614M basé sur la technologie piézotron et dont l'étendue de mesure est de  $\pm 1'000$  g. La fréquence de résonance est de 125 kHz. Ce capteur est doté d'un amplificateur incorporé et est alimenté par un coupleur *Kistler* (modèle 5120 M3). La sensibilité de mesure est de 2.5 mV/g. Le montage de cet accéléromètre est assuré par un film de colle de faible épaisseur.

## 2.4 Instrumentation pour la mesure de pression

### 2.4.1 Mesure de la pression statique

La mesure de la pression statique est assurée par plusieurs types de capteurs.

#### 2.4.1.1 Les capteurs à quartz

Ces capteurs, de marque *DigiQuartz*, sont dotés d'un barreau de quartz dont la fréquence propre dépend de la pression appliquée. Le quartz est constamment excité à sa fréquence propre. Une approximation de la relation qui lie la période des oscillations et la pression est un polynôme du 4<sup>ième</sup> degré. Les constantes du polynôme sont régulièrement mises à jour par étalonnage statique.

Les capteurs de type 2300-AS-002 sont utilisés avec un calculateur *ParoScientific* qui assure la conversion de la période des oscillations du quartz en pression en tenant compte du polynôme d'étalonnage. Les valeurs de la pression sont disponibles sur une ligne sérielle de type *RS232* avec une cadence fixe de 2 Hz.

Pour les capteurs de type 1300A-01, le calculateur est intégré dans le boîtier du capteur et l'on dispose directement des valeurs numériques de la pression sur une ligne sérielle

de type *RS422*. En outre, un thermomètre intégré dans le boîtier du capteur permet d'effectuer une compensation en température. Le taux de rafraîchissement de la valeur de la pression est cette fois-ci réglable en agissant sur le temps d'intégration du capteur. Ce taux de rafraîchissement varie de 0.5 à 100 Hz pour des temps d'intégration respectifs de 1 s et 100 s.

#### **2.4.1.2 Le commutateur de pression**

Ce dispositif, appelé aussi *Scanivalve*, permet de connecter de manière séquentielle, plusieurs prises de pression (maximum 64) à un capteur *DigiQuartz* (Type 2300-AS-002). Le commutateur de pression est doté d'une ligne série permettant la commutation à distance.

#### **2.4.1.3 L'étalon de transfert de pression**

Afin d'assurer l'étalonnage statique des différents capteurs de pression, un étalon de transfert de pression de marque *Huber* est utilisé. Il s'agit d'un capteur inductif de haute précision. La valeur de la pression est disponible sur une ligne série de type *RS232*. La pression est mesurée avec une précision de 1 mbar.

### **2.4.2 Mesure de la pression instationnaire**

#### **2.4.2.1 Capteurs de pression en paroi**

La mesure des fluctuations de pression en paroi est effectuée au moyen de capteurs *Kistler* de type 601A. Il s'agit de capteurs piézo électriques dont la gamme de mesure s'étend de 0 à 200 bar. La fréquence de résonance est de 125 kHz ce qui limite la gamme de fréquences exploitable à 40 kHz environ. Le signal en charge délivré par le capteur est conditionné à travers l'amplificateur de charge *Vibrometer* de type T3AD doté d'un filtre passe bande.

Les capteurs *Kistler* se prêtent aisément à un montage en paroi grâce à leur forme cylindrique (rayon: 3 mm, hauteur: 5 mm).

#### **2.4.2.2 Capteurs embarqués**

Les fluctuations de pression induites dans le sillage d'une poche de cavitation seront utilisées pour mesurer l'aptitude de l'écoulement à provoquer des dégâts d'érosion. Afin de vérifier cette hypothèse, nous sommes amenés à effectuer des mesures du champ de pression instationnaire dans un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle. Il faut pour cela implanter un nombre suffisant de capteurs dans le profil expérimental (NACA009). Du fait de leurs dimensions trop grandes par rapport à l'épaisseur du profil expérimental, les capteurs *Kistler* ne satisfont pas ces exigences. Aussi nous avons sollicité un développement de nouveaux capteurs de pression instationnaire auprès de la société *Keller*<sup>3</sup>. C'est ainsi que nous avons pu disposer d'un nouveau capteur dont le

---

<sup>3</sup>*Keller SA, Winthertour, Suisse*

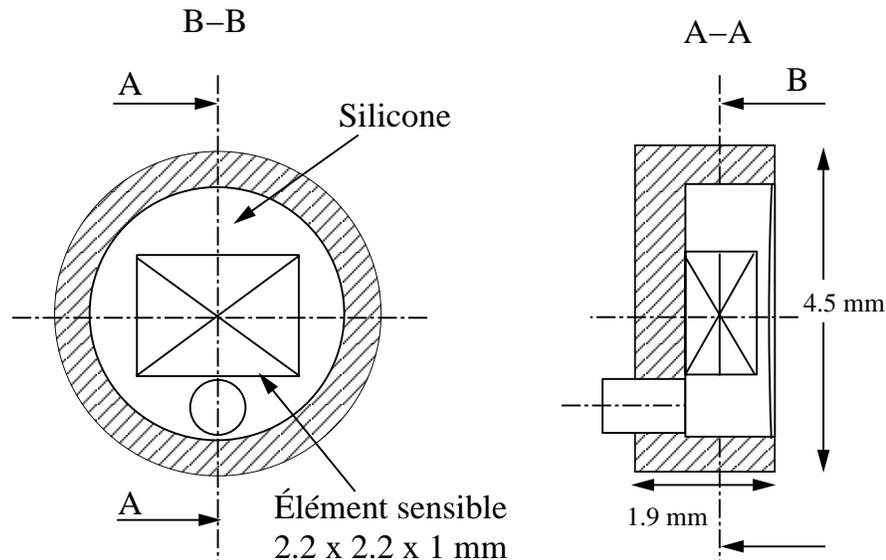


Figure 2.8: Dessin de détail d'un capteur instationnaire *Keller* .

dessin de détail est donné Figure 2.8. Il s'agit de capteurs piézo résistifs dont la première version (resp. deuxième version) couvre la gamme de 0 à 28 bar (resp. 0 à 200 bar).

L'élément sensible du capteur, de dimensions 2.2 x 2.2 x 1 mm, est un pont de Weast-hon diffusé placé au centre d'une pastille en acier de 4.5 mm de diamètre et 2 mm de hauteur. Il est protégé par une couche en silicone.

Les capteurs *Keller* peuvent être montés soit en paroi soit noyés dans le profil étudié. Dans ce dernier cas, une prise de pression de faibles dimensions permet de connecter le capteur à l'écoulement externe. C'est cette dernière configuration qui est retenue parce qu'elle permet de protéger les capteurs de l'agressivité de la cavitation. Une attention particulière est accordée au dimensionnement de la chambre abritant le capteur et de la prise de pression pour éviter les résonances. Cette question est traitée dans le chapitre 5.

Afin d'assurer l'alimentation électrique des capteurs, 8 cartes de type *Europe* contenant chacune 4 sources de courant (4 mA, 15 V) sont réalisées. Ces cartes sont équipées de circuits de réglage des zéros des capteurs. En effet, ces derniers sont influencés par la température de l'eau d'essai et l'on est amené avant chaque essai à les contrôler.

Un étage de 32 amplificateurs répartis sur 8 cartes *Europe* est en outre réalisé pour le conditionnement des signaux de pression. Le facteur d'amplification peut être choisi égal à 1, 10, 100, 200 ou 500. La fréquence de coupure de ces amplificateurs dépend du facteur d'amplification et vaut 200 kHz au maximum.

## 2.5 Les moyens d'étalonnage dynamique

### 2.5.1 Position du problème

L'exploitation des mesures de vibrations ou de fluctuations de pression nécessite la connaissance des réponses dynamiques des capteurs utilisés afin de déterminer les perturbations ainsi mesurées à l'origine du phénomène. En règle générale, la réponse dynamique d'un capteur instationnaire est fournie par le constructeur. Toutefois, une fois le capteur intégré à un ensemble expérimental particulier, sa réponse dynamique devient caduque et il est nécessaire de procéder à un étalonnage de ce capteur dans la configuration de travail.

L'étalonnage dynamique d'un capteur instationnaire consiste à déterminer sa fonction de transfert. Pour cela, il suffit de générer une perturbation suffisamment riche en fréquence et comparer la réponse du capteur à étalonner avec celle d'un capteur de référence placé le plus près possible du phénomène à étudier.

### 2.5.2 Le générateur d'impulsion de pression

Un système d'étalonnage dynamique de capteurs instationnaires est spécialement conçu et réalisé à l'*IMHEF*. Le principe de ce dispositif est de déposer, entre deux électrodes immergées et dans un intervalle de temps très court ( $\approx 5 \mu\text{s}$ ), une énergie suffisante pour produire une bulle de vapeur qui grossit de manière explosive. Une impulsion de pression de très courte durée est ainsi obtenue. Etant donné que la fonction de transfert d'un système linéaire n'est autre que sa réponse impulsionnelle, il apparaît dès lors que la réponse d'un capteur à l'impulsion de pression générée par l'explosion est d'autant plus proche de sa fonction de transfert que cette impulsion est de courte durée.

Le schéma électrique du générateur d'impulsion de pression est présenté Figure 2.9. Un condensateur dont la capacité peut varier entre  $0.2 \mu\text{F}$  et  $5.3 \mu\text{F}$  est chargé au moyen d'une source de tension à 4.3 kV. L'énergie électrique ainsi disponible varie de 1.8 à 50 J. La décharge électrique est contrôlée par un déclencheur *EG&G*, modèle GP31B. Il s'agit d'un interrupteur ultra rapide généralement utilisé en pyrotechnie pour équiper les détonateurs. Ce déclencheur assure le découplage des électrodes du circuit haute tension. Lorsqu'il est déclenché au moyen d'une impulsion de tension délivrée par un transformateur *EG&G* 180B, la tension de charge est appliquée quasi instantanément à la cathode et provoque l'ionisation de l'eau entre les électrodes pour autant que la tension d'auto déclenchement soit dépassée. Cette dernière dépend essentiellement de l'écartement des électrodes et de la qualité de l'eau utilisée. Des tests préliminaires réalisés avec plusieurs types d'électrodes ont permis d'adopter des bougies similaires à celles utilisées dans les moteurs à explosion (*Bosch*, modèle W7HCX et W6DTC). Outre l'intérêt économique, ces électrodes offrent une bonne reproductibilité et une durée de vie acceptable.

Une attention particulière est accordée au montage de la bougie afin de faciliter son introduction dans une veine d'essai. La bougie est montée au bout d'une canne de forme cylindrique de 0.6 m de longueur et de .027 m de diamètre, Figure 2.10.

La visualisation de la bulle de vapeur en phase d'explosion est présentée Figure 2.11. Cette visualisation est réalisée avec la caméra *Cordin* et un éclairage parallèle. Tout

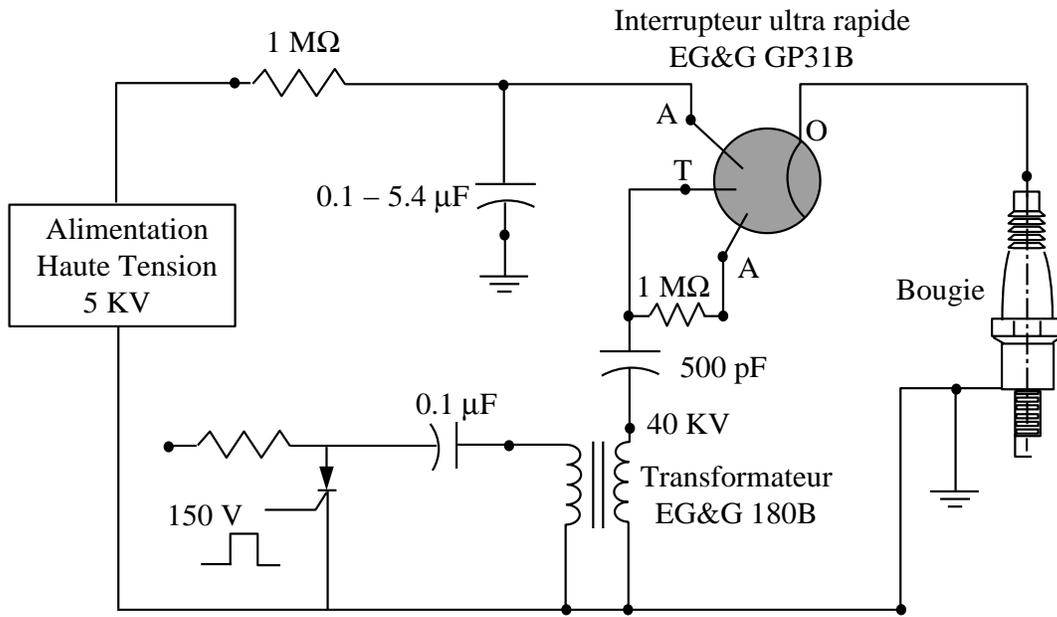


Figure 2.9: Circuit électrique du générateur d'impulsions de pression.

Figure 2.10: Sonde porte-bougie.

comme dans un tube flash, l'ionisation du fluide dans l'espace entre les électrodes provoque l'émission de lumière visible dans les premières microsecondes qui suivent l'explosion. La chaleur intense due à l'effet Joule provoque la vaporisation locale du fluide. L'onde de choc visible sur les photos, témoigne du caractère explosif du grossissement de la bulle.

Nous avons reporté sur la même figure la visualisation de l'implosion de la bulle qui a lieu  $640 \mu\text{s}$  après le début de l'explosion. On observe un rebond supersonique de la cavité générateur d'une deuxième onde de choc qui se propage dans le fluide. Toutefois, seule l'onde de choc relative à l'explosion initiale de la bulle est utilisée pour exciter les capteurs de pression.

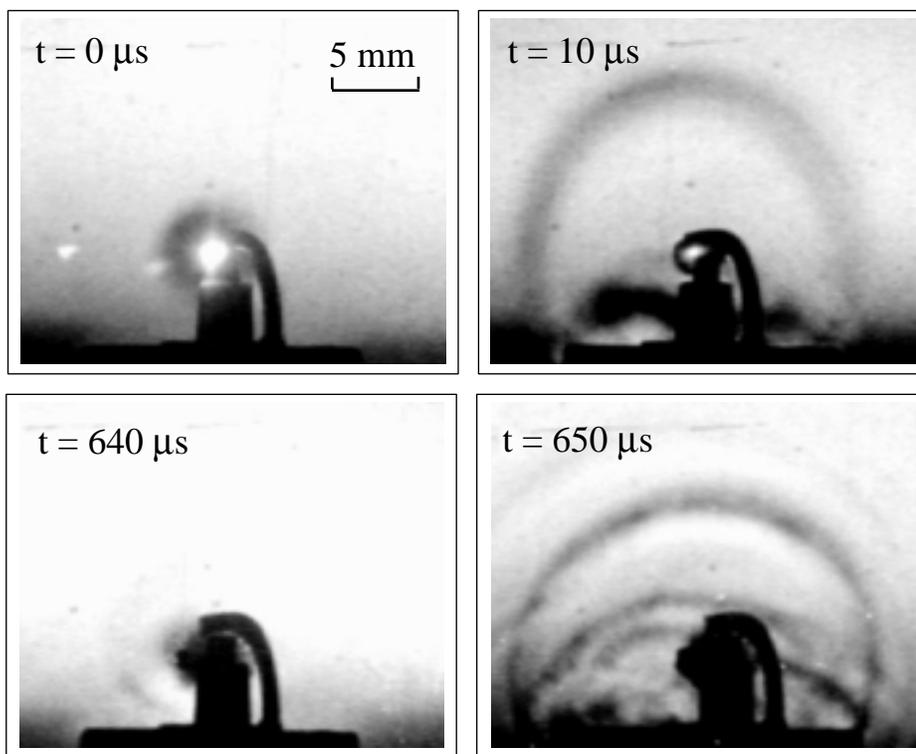


Figure 2.11: Visualisation de l'implosion (haut) et du collapse (bas) d'une bulle de vapeur produite par le générateur d'impulsions de pression.

Une étude exhaustive du générateur d'impulsion de pression et de la procédure de l'étalonnage dynamique des capteurs de pression, réalisée par Pereira Farhat & Avellan (1993), est disponible dans la référence [54].

### 2.5.3 Le marteau instrumenté

Lorsque le dispositif expérimental ne permet pas l'introduction du générateur d'impulsion de pression, nous avons utilisé un marteau instrumenté pour l'étalonnage dynamique des capteurs de vibration. Il s'agit d'un marteau de marque *Dytran* modèle 5800SL équipé d'un capteur piézo électrique pour la mesure instationnaire de la force. Ce capteur est de type *LIVM* (*Low Impedance Voltage Mode*): un amplificateur incorporé permet de

réduire de 10 fois la haute impédance du quartz. L'alimentation du capteur est assurée par une source de courant *Dytran* (modèle 4110). L'alimentation électrique et le signal de sortie partagent le même câble (2 fils). La tension de sortie est proportionnelle à la force appliquée pour les fréquences inférieures à 100 kHz.

Grâce à son faible poids (107 g) et à la faible surface de contact, l'impact du marteau sur une structure métallique fournit une impulsion de force de courte durée ( $\approx 10$  à  $20 \mu\text{s}$ ) et permet ainsi de réaliser des excitations à large bande (jusqu'à 100 kHz).



## Chapitre 3

# DYNAMIQUE DE L'IMPLOSION D'UN TOURBILLON DE VAPEUR ISOLE

## 3.1 Introduction

L'investigation expérimentale de la dynamique des cavités tourbillonnaires générées par une poche de cavitation dans une machine hydraulique présente des difficultés techniques considérables. Ces difficultés sont essentiellement dues au caractère biphasique tridimensionnel instationnaire et turbulent de tels écoulements ainsi qu'à la rotation de la machine. En outre, les constantes de temps ( $< 1\mu s$ ) mises en jeu dans le phénomène de l'implosion de ce type de cavités associées à la nature aléatoire de la distribution des impacts rendent toute mesure directe (exemple: la pression) techniquement impossible avec les moyens expérimentaux disponibles aujourd'hui.

Afin d'étudier la dynamique qui régit l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé, le Générateur de Tourbillons de Cavitation (GTC) est adopté comme outil expérimental. Ce dispositif, développé par la société Neyrtec (Grenoble, France), permet de générer de manière répétée des implosions de tourbillons de vapeur. A l'origine, le GTC est destiné à l'étude de la résistance des matériaux à l'érosion de cavitation. Nous l'avons adapté pour permettre l'investigation de l'aspect hydrodynamique de la formation et de l'implosion d'un tourbillon de vapeur. Ainsi, les zones où se développent les tourbillons sont rendues transparentes afin de permettre la réalisation de visualisation des phénomènes mis en jeu. En outre, un suivi de l'évolution de la pression en différents endroits de l'installation ainsi que des vibrations induites sur la structure est réalisé.

Karimi & Avellan [43] ont montré que les dégâts d'érosion obtenus avec le GTC sont semblables à ceux constatés dans une turbine Francis. Ce résultat nous permet d'émettre l'hypothèse que les aspects hydrodynamiques relatifs à ces deux situations sont aussi semblables.

Dans un premier temps, une étude préliminaire est entreprise pour analyser l'écoulement moyen et d'examiner l'influence des paramètres hydrauliques sur l'intensité des implosions. Des mesures de pression instationnaire et des vibrations ainsi que des visualisations ultra rapide sont ensuite entreprises afin de suivre les évolutions du grossissement et de l'implosion d'un tourbillon de vapeur. Une attention particulière est accordée au calcul des surpressions générées par l'implosion d'un tourbillon à partir des résultats de la visualisation.

## 3.2 Moyens expérimentaux

### 3.2.1 Le Générateur de Tourbillons de Cavitation

#### 3.2.1.1 Description de l'installation

Le Générateur de Tourbillons de Cavitation dont un schéma est donné Figure 3.1 est un circuit hydraulique fermé comprenant une veine d'essai, où des essais d'érosion et de visualisation peuvent être conduits, une vanne rotative, un ensemble de plusieurs réservoirs et une pompe de circulation. La pompe aspire l'eau dans le réservoir à pression atmosphérique ( $p_2$ ) et la refoule à travers un échangeur de chaleur dans le réservoir de haute pression ( $p_1$ ). Ce dernier, qui possède un volume total de 60 l, joue le rôle d'une chambre tampon capable d'atténuer les variations brusques de pression dans le circuit. Le débit

maximum atteint est de 3 m<sup>3</sup>/h, ce qui correspond à une pression amont de 9.5 bar.

La veine d'essai est constituée d'une chambre cylindrique de 80 mm de diamètre et de 20 mm de largeur terminée d'un côté par un cône tronqué d'une longueur de 40 mm réalisant un changement de section circulaire à rectangulaire et de l'autre côté par un conduit de 24 mm de diamètre et 850 mm de longueur débouchant dans le réservoir aval. L'entrée du fluide dans la veine d'essai s'effectue de manière tangentielle par un conduit de 10 mm de diamètre (Figure 3.2).

La vanne rotative est constituée d'un disque de 140 mm de diamètre entraîné en rotation par un moteur à courant continu dont la vitesse peut être variée entre 0 et 600 tr/mn. L'obturateur proprement dit, de 19 mm de hauteur et de 40 mm de longueur est fixé sur la périphérie du disque (Figure 3.3). L'entrefer entre l'obturateur et le conduit d'amenée est de 0.2 mm.

### 3.2.1.2 Principe de fonctionnement

Le principe du GTC est de produire une série d'ondes de détente et de compression dans un écoulement de type vortex. Lorsque les conditions de l'écoulement le permettent, une vaporisation d'une partie du vortex suivie d'une implosion violente ont lieu à chaque rotation de la vanne. Pendant la phase d'ouverture de la vanne qui représente 96 % de la durée d'un cycle, un écoulement de type vortex s'établit dans la veine d'essai et le conduit aval. Contrairement à un tourbillon libre, les effets visqueux limitent la vitesse dans le voisinage de l'axe du vortex. Dans cette zone, l'écoulement est de type rotation solide.

La fermeture de la vanne provoque un coup de bélier dans l'installation: Une onde de détente se propage alors dans la veine et le conduit aval. Celle-ci donne naissance à un noyau de vapeur centré sur l'axe du vortex qui tend à s'étendre sur tout le rayon. La durée de fermeture de la vanne qui dépend de la vitesse de rotation limite l'expansion du noyau de vapeur. Lorsque la vanne est ouverte, l'onde de compression issue du réservoir amont provoque l'implosion de la cavité.

### 3.2.1.3 Paramètres d'exploitation

Les paramètres d'exploitation du générateur de vortex cavitant sont le coefficient de cavitation  $\sigma$ , le débit  $Q$  et la vitesse de rotation de la vanne  $N$ . Le coefficient de cavitation est défini par:

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho C_e^2} \quad (3.1)$$

où  $\rho$  désigne la masse volumique de l'eau d'essai,  $p_v$  la tension de vapeur saturante et  $T$  la température.  $p_2$  est la pression de référence mesurée dans le réservoir aval. La vitesse de référence  $C_e$  est prise égale à la vitesse du fluide à l'entrée de la veine d'essai. La pression  $p_1$  (resp.  $p_2$ ) est mesurée par un capteur piézo résistif *Keller* PA-21-10 (resp. PAA-11-197) dont la gamme de mesure s'étend de 0 à 10 bar (resp. de 0 à 2 bar). Les sorties analogiques (en tension) de ces capteurs sont converties en valeurs numériques au moyen de deux interfaces *Rikenta*. Ces dernières sont dotées d'une sortie sérielle de type *RS232* permettant l'accès aux valeurs numérisées des pressions depuis un ordinateur à une cadence de 10 mesures par seconde.

Figure 3.1: Le Générateur de Tourbillons de Cavitation (GTC).

Figure 3.2: La veine d'essais.

Figure 3.3: La vanne rotative.

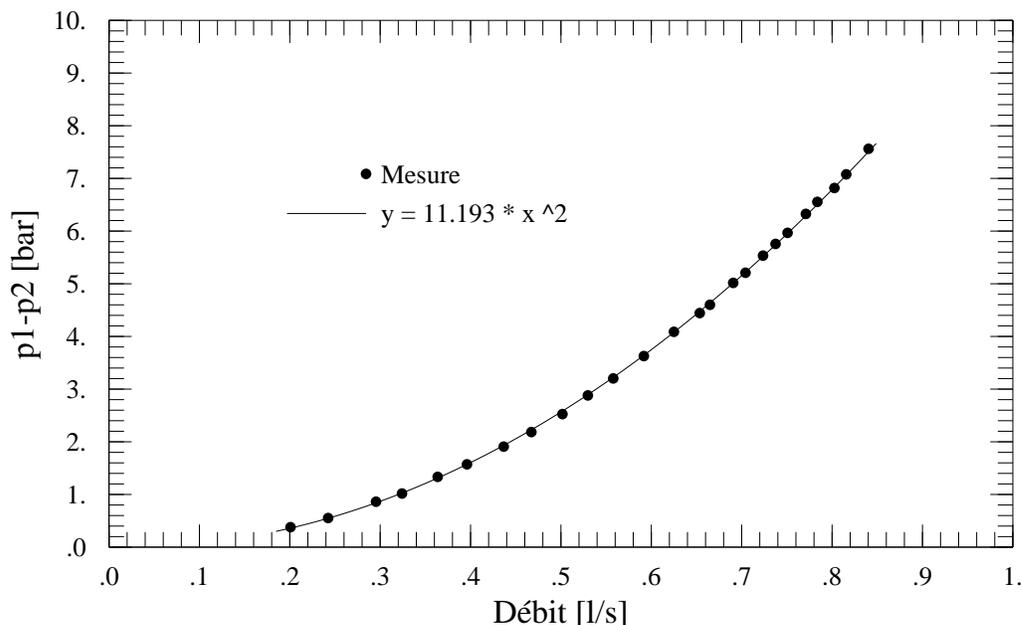


Figure 3.4: Caractéristique débit-pression dans le GTC.

L'évolution du débit dans l'installation (mesuré à l'aide d'un compteur d'eau) en fonction de la différence de pression dans les réservoirs amont et aval ( $p_1 - p_2$ ) est présentée Figure 3.4. Il s'agit naturellement d'une dépendance quadratique qu'on peut formuler selon l'équation de Bernoulli comme suit:

$$Q = K \sqrt{p_1 - p_2} \quad (3.2)$$

où  $K$  est fonction des pertes de charge dans le circuit ( $K=3.517$  lorsque le débit est exprimé en  $[m^3/s]$  et la pression en  $[Pa]$ ).

### 3.2.1.4 Contrôle de la teneur en air

Il est établi que la cavitation de tourbillon est fortement influencée par la teneur en air dissous [30, 25]. De très nombreux travaux ont déjà mis en évidence le rôle des micro bulles de gaz dans l'apparition de la cavitation dans un tourbillon. Dans le générateur de tourbillons de cavitation, l'intensité des implosions des cavités de vapeur se trouve fortement diminuée lorsque la concentration en air dissous augmente au delà d'une limite qui sera précisé plus loin dans ce chapitre. Dans ce cas, les micro bulles en suspension sont piégées dans le coeur du tourbillon et l'on assiste à une rupture permanente de la colonne liquide.

Ainsi, une opération de dégazage est systématiquement entreprise avant chaque essai. Elle consiste à réaliser un écoulement direct entre les réservoirs amont et aval en isolant la veine d'essai. Le réservoir aval étant connecté à une pompe à vide assurant une pression proche de la pression de vapeur saturante. L'écoulement ainsi obtenu est un jet cavitant

où la pression est suffisamment basse pour exciter les germes dans une large gamme de rayon. La durée du dégazage est de 30 minutes environ.

Toutefois, l'engazage de l'eau d'essai pendant l'expérience ne peut pas être évité. Afin de contrôler l'état de nucléation de l'eau en temps réel, un capteur d'oxygène dissous (*Orbisphere*) est introduit dans le réservoir aval.

L'influence de la teneur en germes de l'eau d'essai sur l'intensité des implosions des tourbillons dans le GTC sera examiné dans la section 3.3.

### 3.2.2 Mesure de la pression

Afin de suivre l'évolution de la pression statique en différents points de l'installation, sept prises de pression ont été réalisées comme le montre la Figure 3.1. Les pressions statiques sont mesurées en connectant les prises de pression à un commutateur de pression séquentiel (scanivalve). Ce dernier permet de connecter successivement chacune des prises de pression à un capteur de pression à quartz de haute précision (*DigiQuartz 2300-AS-002*).

Chacune des pressions  $(p_i)_{(i=1\dots7)}$  peut être représentée par le coefficient adimensionnel  $Cp_i$  défini par :

$$Cp_i = \frac{p_i - p_2}{\rho C_e^2} \quad i = 1 \dots 7 \quad (3.3)$$

La mesure des pressions instationnaires est conduite en implantant des capteurs piézo-électriques (*Kistler 601A*) dans les prises de pression Figure 3.1. Les signaux issus de ces capteurs sont conditionnés au moyen d'amplificateurs de charge (*Vibrometer*) avant d'être numérisé sur l'enregistreur numérique *LeCroy 6810*.

### 3.2.3 Mesure des vibrations induites par la cavitation

Les vibrations induites dans la veine d'essai par les implosions répétées des cavités tourbillonnaires sont mesurées au moyen de l'accéléromètre *Brue&Kjear 8309*. Ce dernier est vissé à l'arrière de l'échantillon comme illustré sur la figure 3.5.

#### 3.2.3.1 Fonction de transmissibilité

Afin d'évaluer la force subie par l'échantillon à partir du signal de vibration, nous avons entrepris la mesure des fonctions de transmissibilité. Pour cela, nous avons utilisé le marteau instrumenté (*Dytran 5800SL*) pour réaliser des impacts sur l'échantillon. La réponse de l'accéléromètre est alors comparée au signal délivré par le capteur de force incorporé dans le marteau. Devant l'impossibilité de réaliser cet étalonnage dans la configuration de travail, nous avons adopté le montage de la Figure 3.6 dans lequel la veine d'essai est vidée de son eau. Le flasque porte échantillon est fixé à l'envers permettant ainsi d'effectuer des impacts sur l'échantillon depuis le côté extérieur de la veine.

Par ailleurs, une attention particulière est accordée aux différents serrages lors du montage de l'échantillon et de l'accéléromètre. Des clefs dynamométriques sont utilisées pour assurer une reproductibilité du montage dont dépend la fonction de transmissibilité.

Figure 3.5: Montage de l'accéléromètre dans le GTC.

Figure 3.6: Mesure de la fonction de transmissibilité dans le GTC.

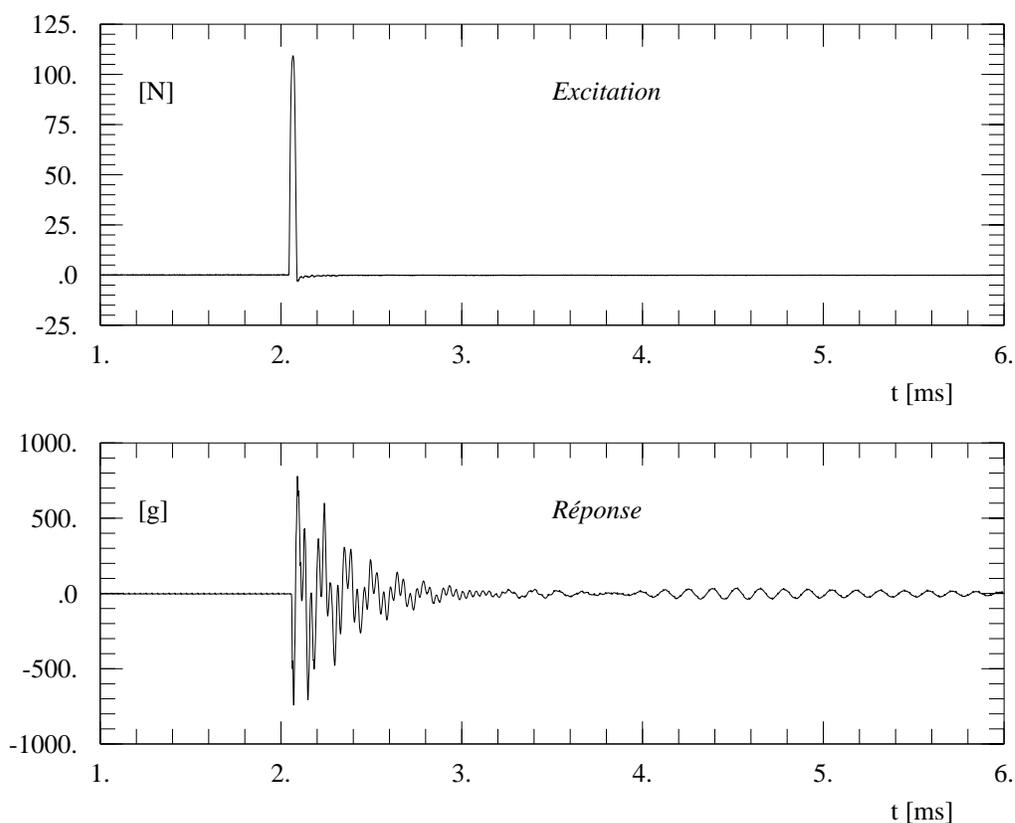


Figure 3.7: Traces temporelles de l'excitation (Force) et de la réponse (Accélération).

Un module *LeCroy* 6810 est utilisé pour l'acquisition des signaux transitoires. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 1 MHz. Pour chacun des 16 coups de marteau, 16 k-échantillons correspondant aux signaux de force et d'accélération sont simultanément numérisés. On obtient ainsi un enregistrement composé de 16 segments de durée 16 ms chacun.

Nous avons représenté Figure 3.7 les traces temporelles des signaux de force (excitation) et d'accélération (réponse) correspondant au premier segment de l'enregistrement. Les spectres moyens relatifs à l'excitation et à la réponse ainsi que la fonction de transfert et la fonction de cohérence sont présentées Figure 3.8.

Les fonctions de cohérence montrent une bonne linéarité de la réponse dans la plage de fréquences allant de 1 à 50 kHz environ. Néanmoins, un creux dans la fonction de cohérence est observé autour de la fréquence de 32 kHz. Ceci est dû à un manque d'énergie dans le contenu spectral de l'excitation. Par ailleurs, le premier pic observé dans la fonction de transfert correspond à la fréquence de résonance axiale de l'ensemble constitué par l'échantillon, le porte échantillon et l'accéléromètre. Le deuxième pic correspond à la fréquence de résonance transversale de l'accéléromètre. Rappelons que la fréquence de résonance axiale de l'accéléromètre est de 175 kHz et de ce fait ne se trouve pas excitée.

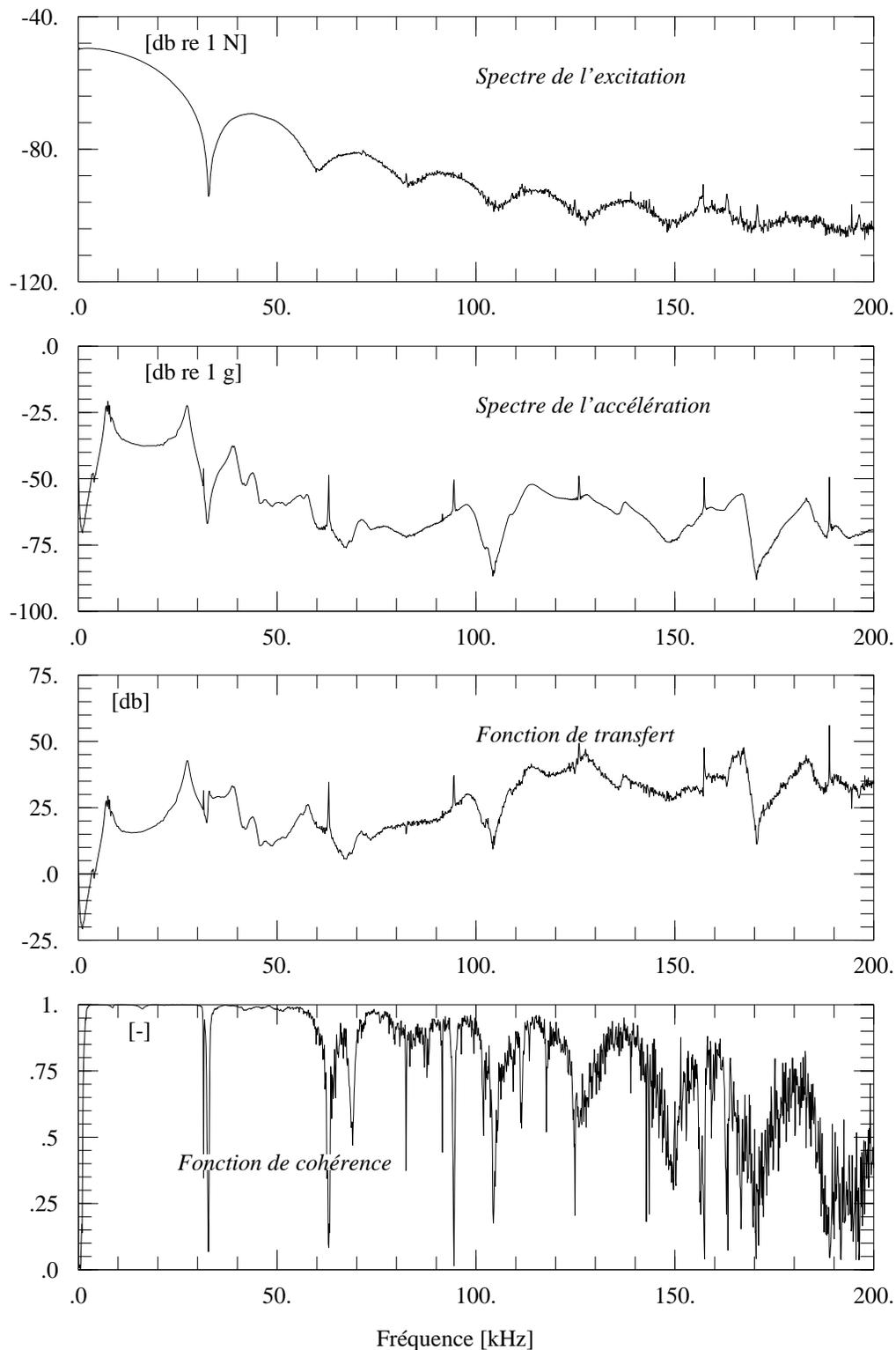


Figure 3.8: Mesure de la fonction de transmissibilité dans le GTC: Spectres d'énergie de l'excitation et de la réponse, fonctions de transfert et de cohérence.

### 3.2.4 Détection de la phase vapeur

Afin de suivre la présence de la phase vapeur, la veine d'essai est illuminée au moyen d'un faisceau laser He Ne, d'une puissance de 2 mW. Le faisceau transmis traverse la veine d'essai et est il recueilli sur la photodiode ultra rapide (*EG&G FND100*). Le courant délivré par la photodiode est converti en tension, amplifié puis enregistré au moyen de l'oscilloscope numérique (*LeCroy DO9400*). La Figure 3.9 illustre le dispositif expérimental.

Figure 3.9: Détection de la phase vapeur.

### 3.2.5 Visualisation

#### 3.2.5.1 Visualisation d'un cycle complet

La visualisation des phases de grossissement et d'implosion d'un tourbillon est menée au moyen de la caméra *Hycam* qui offre une durée d'enregistrement d'images suffisante pour couvrir un cycle complet de la rotation de la vanne rotative. L'éclairage est fourni par l'unité *Strobolume* dotée de trois lampes de puissance 1000 J chacune. La caméra et la source de lumière sont disposées de part et d'autre de la veine d'essai. Un écran diffuseur est placé devant la source de lumière (Figure 3.10).

Afin de faciliter l'analyse des films, l'enregistrement des signaux de pression et de vibration est systématiquement entrepris de manière synchrone. Un tube flash *EG&G 3 p-4*, placé dans le champ de vision de la caméra, est déclenché par le signal de début de fermeture de la vanne rotative Figure 3.10. La durée de la lampe témoin étant de quelques microsecondes, cette lampe apparaît éclairée sur une seule image du film assurant ainsi une localisation parfaite de l'image correspondant au début du cycle.

Figure 3.10: Visualisation dans le GTC avec la caméra *Hycam* .

### **3.2.5.2 Visualisation du stade finale de l'implosion**

La visualisation de la phase finale de l'implosion d'un tourbillon de vapeur dans la veine d'essai est effectuée à l'aide de la caméra *Cranz Schardin* déjà décrite dans le chapitre 2. La constante de temps relativement courte du phénomène de l'implosion impose une cadence de prise de vue d'au moins 500'000 images/seconde. Ne disposant que de 16 images, la durée totale de l'enregistrement est de 32  $\mu s$  au maximum. Il apparaît dès lors

que le problème de la synchronisation avec les enregistrements des signaux présente plus de difficulté que dans le cas précédent.

Le signal de pression délivré par le capteur *Kistler* monté dans la prise de pression N°7 est utilisé en combinaison avec l'oscilloscope numérique *LeCroy* DO9400 pour assurer le déclenchement de la caméra: dès que le niveau du signal de pression dépasse un seuil de déclenchement préalablement ajusté, l'oscilloscope entame la numérisation et le stockage du signal de pression tout en délivrant simultanément un signal de déclenchement pour la caméra *Cranz Schardin*.

### 3.3 Etude préliminaire

#### 3.3.1 Analyse de l'écoulement en régime permanent

##### 3.3.1.1 Le modèle de Rankine

Pour analyser la morphologie du tourbillon, nous adoptons le modèle du tourbillon de Rankine. Ce modèle est basé sur l'existence d'un noyau au voisinage de l'axe du tourbillon dans lequel le fluide se comporte comme un solide en rotation. En dehors du noyau solide, l'écoulement est celui d'un tourbillon libre. Si l'on désigne par  $a$  le rayon du noyau solide et par  $\omega$  la vitesse angulaire de ce dernier, le champ de vitesse s'écrit:

$$\begin{cases} r \leq a & u_\theta(r) = \omega \cdot r \\ r \geq a & u_\theta(r) = 2\pi\Gamma/r \end{cases} \quad (3.4)$$

où  $u_\theta$  et  $\Gamma$  désignent respectivement la vitesse tangentielle et la circulation de la vitesse le long de toute courbe fermée autour de l'axe du tourbillon. On en déduit la relation suivante entre  $\omega$  et  $\Gamma$ :

$$\omega a^2 = 2\pi\Gamma \quad (3.5)$$

Le champ de pression dans le tourbillon de Rankine peut être déduit par intégration de l'équation de l'équilibre radial et l'on a:

$$\begin{cases} r \leq a & c_p(r) = -\Gamma^2 \left(2 - \frac{r^2}{a^2}\right) / 4\pi^2 a^2 C_{ref}^2 \\ r \geq a & c_p(r) = -\Gamma^2 / 4\pi^2 r^2 C_{ref}^2 \end{cases} \quad (3.6)$$

##### 3.3.1.2 Champs de pression hors cavitation

Le régime permanent dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation est obtenu en maintenant ouverte la vanne rotative. Le débit est varié en réglant la vitesse de rotation de la pompe. La variation du coefficient de cavitation est obtenue en connectant le réservoir aval à une pompe à vide ou au réseau d'air sous pression (6 bar).

La figure 3.11 montre l'évolution des pressions  $p_1$ ,  $p_3$ ,  $p_4$ ,  $p_6$  et  $p_7$  en fonction du débit. Ce dernier est varié de 0.15 à 0.82 l/s. La pression  $p_2$  est maintenue égale à la pression atmosphérique. Ces courbes mettent en évidence une concentration d'une grande partie des pertes de charges à l'entrée du conduit d'amenée. Lorsque le débit augmente, on assiste à une augmentation quadratique de toutes les pressions sauf la pression  $p_7$  (au centre du

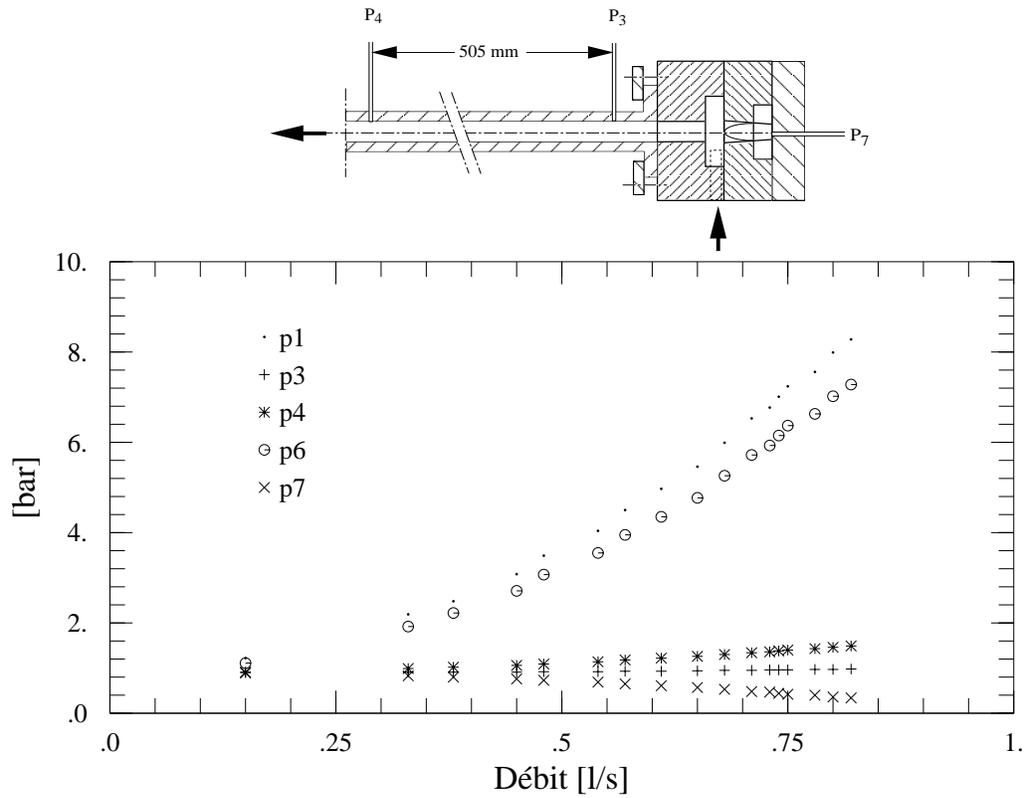


Figure 3.11: Evolution des pressions en fonction du débit.

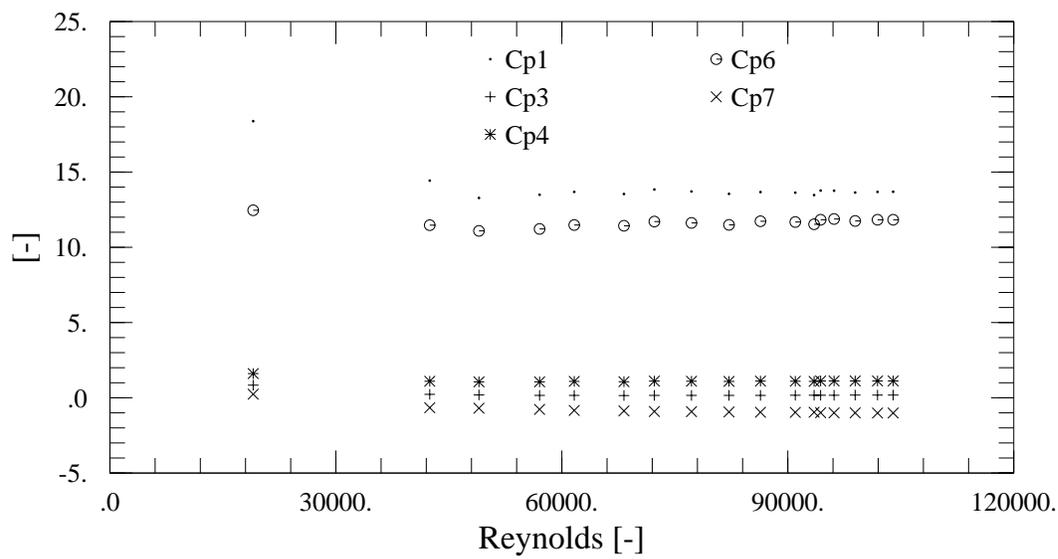


Figure 3.12: Evolution des coefficients de pression en fonction du Nombre de Reynolds.

tourbillon) qui subit une diminution quadratique. Au débit maximum ( $Q=0.83$  l/s), la pression  $p_7$  vaut 0.35 bar environ.

Nous avons représenté, Figure 3.11 les coefficients de pression  $Cp_3$ ,  $Cp_4$  et  $Cp_7$  en fonction du nombre de Reynolds  $Re$ . Ce dernier est basé sur la vitesse  $C_e$  dans le conduit d'amenée et le diamètre  $D_e$  de ce dernier.

$$Re = \frac{C_e D_e}{\nu} \quad (3.7)$$

Ces courbes font apparaître une très faible influence du nombre de Reynolds sur les coefficients. Toutefois, une légère diminution des coefficients de pression due aux effets visqueux est observée pour les faibles valeurs de débit.

### 3.3.1.3 Morphologie du tourbillon

L'observation de la morphologie du tourbillon dans le conduit aval est possible en provoquant sa vaporisation par une baisse du coefficient de cavitation. Nous avons représenté, Figure 3.13, les photographies ombroscopiques du volume de vapeur pour un débit de 0.71 l/s et pour différentes valeurs du coefficient de cavitation. La baisse de la pression dans l'installation provoque dans un premier temps l'apparition de cavités de vapeur le long de l'axe du tourbillon. Il est à noter que la valeur du coefficient de cavitation correspondant au début de la cavitation dépend fortement de la teneur en oxygène. Au fur et à mesure que la pression diminue, le volume de vapeur grossit dans la direction radiale.

On observe une baisse linéaire du diamètre du barreau de vapeur dans le sens de l'écoulement. Cette baisse matérialise une augmentation de la pression le long de l'axe du tourbillon. En effet, les effets visqueux provoquent une réduction de l'intensité ( $\Gamma$ ) du tourbillon dans le sens de l'écoulement ainsi qu'une augmentation du rayon de son noyau solide. Il en résulte, en vertu de la relation 3.6, une augmentation de la pression dans l'axe du tourbillon.

Par ailleurs, il est noter que les valeurs négatives du coefficient de cavitation sont dues à la vaporisation de l'eau dans le tuyau qui relie la prise de pression au capteur et doivent être traités avec précaution.

Les coefficients de pression  $Cp_3$ ,  $Cp_4$  et  $Cp_7$  sont représentés Figure 3.14 en fonction du coefficient de cavitation. Le débit est maintenu dans l'intervalle [0.61, 0.74 l/s]. Nous avons représenté sur le même graphe la droite  $Cp = -\sigma$ . On vérifie ainsi que lorsque  $Cp \geq -\sigma$ , les coefficients de pression ne dépendent pas du coefficient de cavitation.

Rappelons que les pressions  $p_3$  et  $p_4$  sont mesurées à la périphérie du tourbillon respectivement près de la sortie et à l'entrée du conduit aval et que la pression  $p_7$  est mesurée au point d'arrêt du tourbillon dans la veine d'essai comme illustré sur la figure 3.11.

D'après le modèle de Rankine, l'augmentation de la pression le long du conduit aval peut être expliquée par une diminution de la vitesse angulaire ( $\omega$ ) et de l'intensité du tourbillon ( $\Gamma$ ) dues aux frottements visqueux ainsi qu'à l'augmentation du rayon du noyau solide par diffusion de la quantité de mouvement.

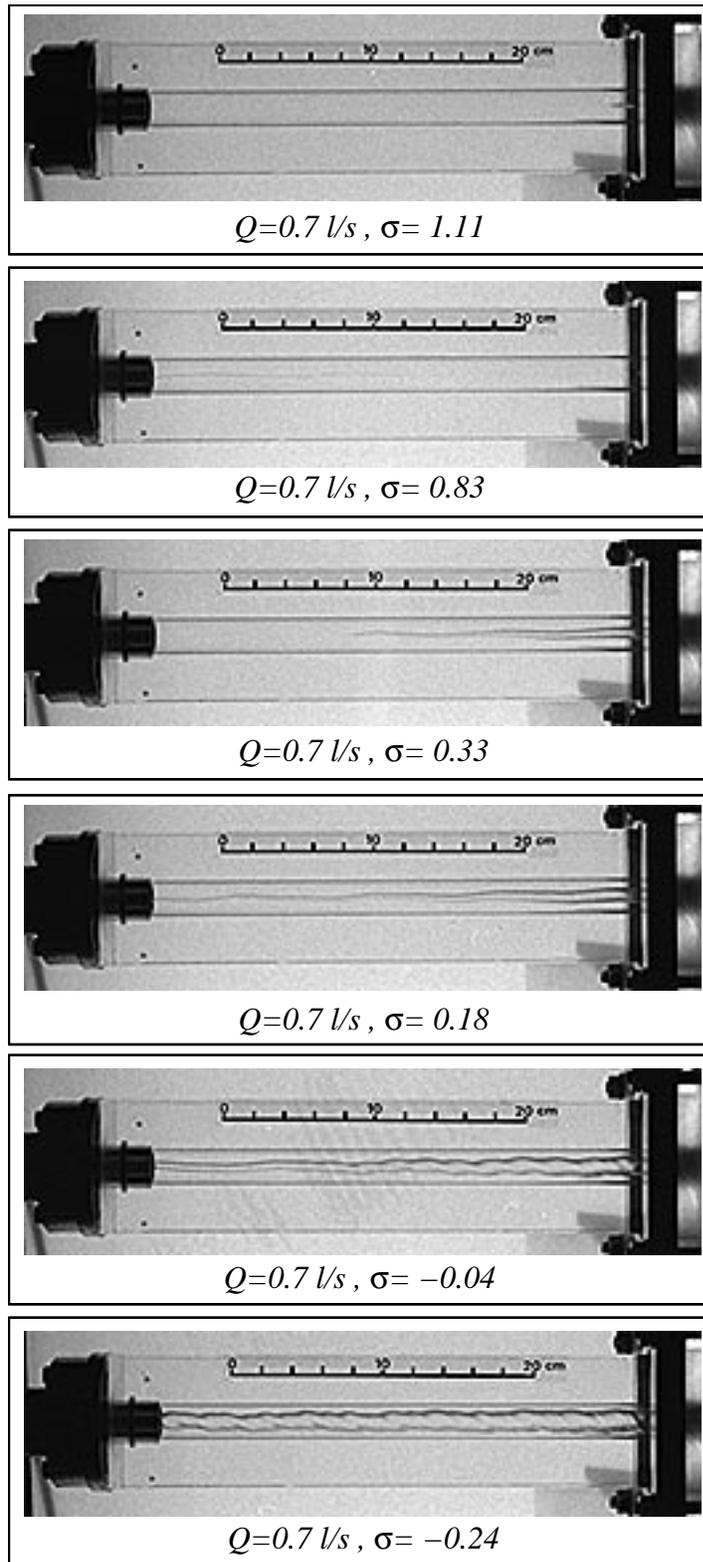


Figure 3.13: Visualisation du tourbillon de vapeur en régime permanent.

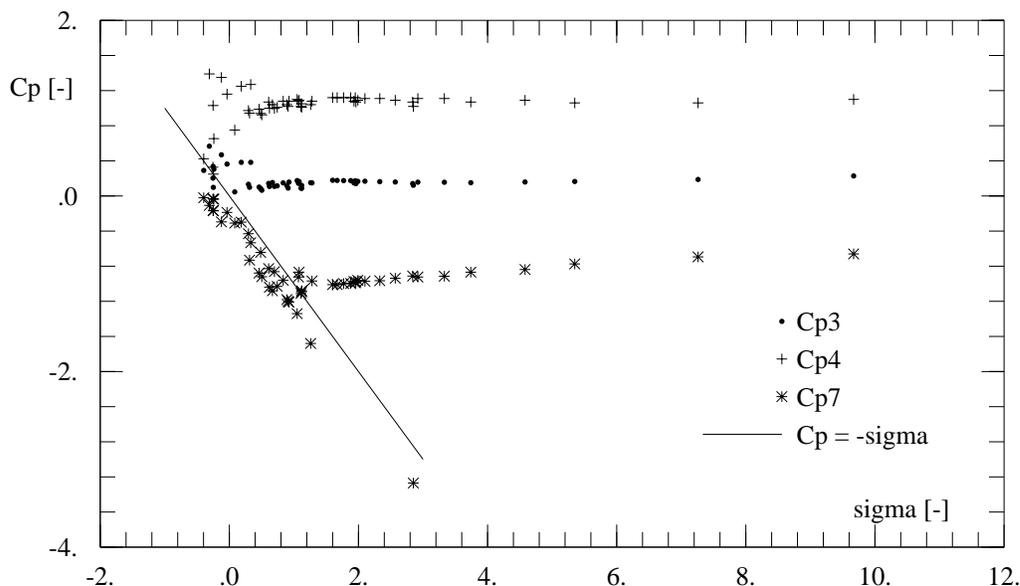


Figure 3.14: Influence du coefficient de cavitation sur les coefficients de pression.

### 3.3.2 Influence du taux d'oxygène dissous

L'influence de la teneur en germes est étudiée afin d'optimiser l'intensité des implosions dans le GTC et d'assurer une bonne reproductibilité d'un essai à l'autre. Pour cela, nous avons entrepris l'enregistrement à des intervalles réguliers des signaux de vibrations en même temps que la valeur de la teneur en oxygène dissous. Le débit est fixé au maximum ( $3 \text{ m}^3/\text{h}$ ), le coefficient de cavitation est de 1.65 correspondant à la pression  $p_2 = p_{atm}$ . La vitesse de rotation de la vanne est de 200 tr/mn. Au début de l'expérience, l'opération de dégazage permet de limiter le taux d'oxygène dissous à une valeur inférieure à 0.25 ppm.

Les évolutions au cours du temps de la teneur en oxygène dissous et de la valeur quadratique moyenne des vibrations sont représentées Figure 3.15. Les moyennes sont évaluées sur 256 lots (256 rotations de la vanne rotative). Nous avons également représenté Figure 3.16 l'évolution de la valeur quadratique moyenne des vibrations en fonction du taux d'oxygène dissous.

On assiste, au cours de l'expérience, à une augmentation régulière du taux d'oxygène dissous dont la valeur dépasse la valeur de 2 ppm après seulement 2 heures de fonctionnement environ. L'augmentation au cours du temps de la concentration en oxygène dans l'eau d'essai est accélérée du fait d'une particularité que nous avons relevée dans le fonctionnement du Générateur du Tourbillon de Cavitation. En effet, dans le conduit aval, le fluide au voisinage de l'axe du tourbillon possède une vitesse dont le sens est contraire à celui de la vitesse débitante. Ainsi, les bulles piégées dans le cœur du tourbillon remontent le conduit aval et viennent alimenter une poche de vapeur permanente située dans la chambre d'entrée.

Nous avons montré au paragraphe précédent que la pression augmente le long de l'axe du tourbillon dans le sens du débit. Il en résulte un écoulement de recirculation depuis le réservoir aval vers la chambre d'entrée.

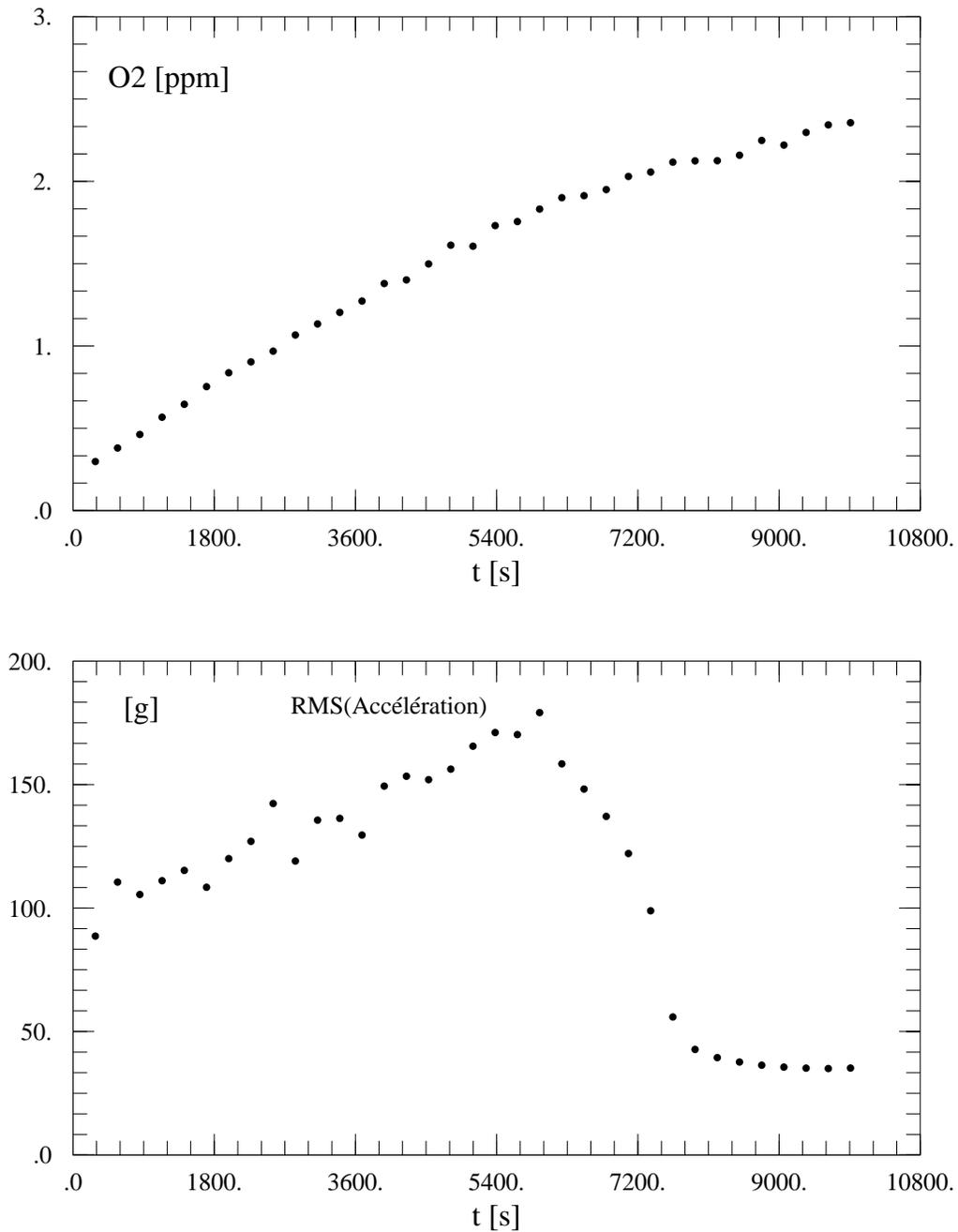


Figure 3.15: Evolution du taux d'oxygène dissous et de l'écart type de l'accélération en fonction du temps.

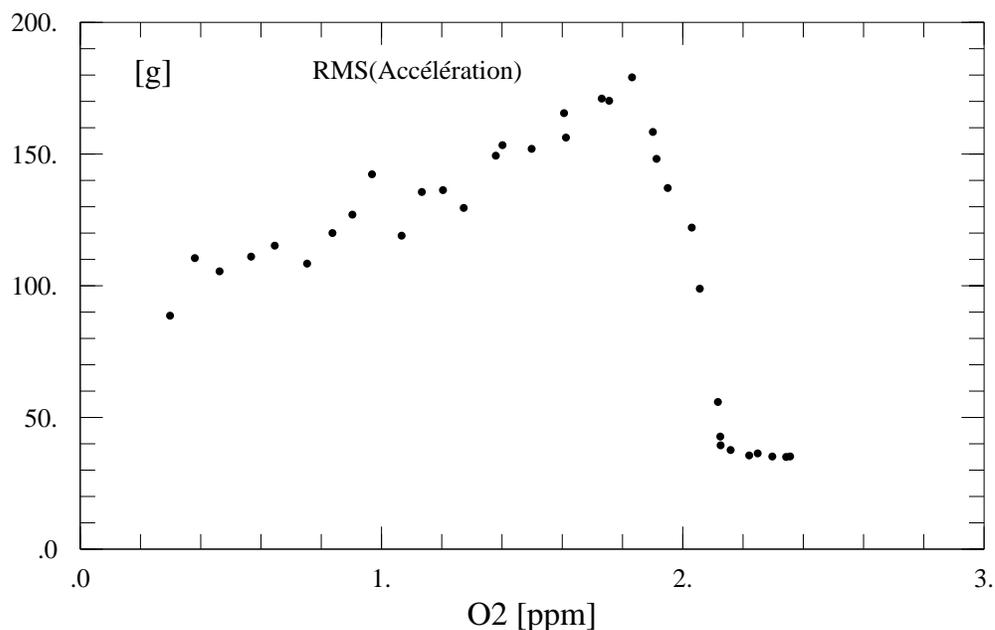


Figure 3.16: Evolution de l'écart type de l'accélération en fonction du taux d'oxygène dissous.

Pour des valeurs du taux d'oxygène inférieures à 0.25 ppm, l'intensité des vibrations est relativement faible ( $< 100g$ ). En effet, pour une eau très dégazée, nous avons observé que la vaporisation dans la veine d'essai n'a pas lieu à chaque cycle de la vanne rotative. Ce phénomène de retard à la cavitation est couramment observé pour les tourbillons en milieu dégazé [30, 25]. En effet, une eau parfaitement dégazée peut résister à des pressions négatives (tension) sans qu'il y ait transformation liquide-vapeur. Par ailleurs, pour les valeurs du taux d'oxygène comprises entre 0.25 et 1.8, l'écart type de l'accélération est une fonction monotone. L'augmentation de l'intensité des vibrations avec le taux d'oxygène dissous peut être expliquée par le fait que le volume des cavités tourbillonnaires devient plus important et que les rebonds des cavités sont plus nombreux et plus intenses.

Pour des concentrations d'oxygène supérieures à 1.8 ppm, l'intensité des vibrations décroît très vite avec la concentration en oxygène. Dans ce cas, l'air dissous est piégé dans le coeur du tourbillon et n'est pas évacué dans le réservoir aval. Il en résulte une séparation permanente de la colonne liquide dans le coeur du tourbillon et l'implosion dans la veine ne peut plus se produire.

### 3.3.3 Caractérisation des surpressions d'impacts du GTC

Dans le cadre de cette étude préliminaire, une expérience est entreprise visant à caractériser les surpressions d'impacts du générateur de tourbillons de cavitation en fonction des paramètres hydrodynamiques afin de permettre le choix de ces paramètres lors des essais de visualisations. Pour cela, nous supposons que les vibrations induites dans l'échantillon par les implosions répétées des cavités dans la veine d'essai sont caractéristiques des surpressions induites sur l'échantillon et qui sont responsables de l'érosion de cavitation. En effet, on conçoit que seule une partie de l'énergie transmise au matériau lors de l'implosion d'une cavité de vapeur est responsable de la déformation ou de l'enlèvement de matière. L'autre fraction de cette énergie se propage dans le matériau sous forme d'ondes de pression qui provoquent les vibrations de l'ensemble formé par l'échantillon et le porte échantillon. Le rapport des énergies de déformation et de vibration dépend de la nature de l'échantillon. On suppose que ce rapport est indépendant des conditions hydrodynamiques pour un matériau et un montage donnés.

Ainsi, les vibrations mesurées derrière l'échantillon (Figure 3.5) sont enregistrés sur une durée de 16 ms en faisant varier le débit et le coefficient de cavitation dans une large gamme. Pour l'ensemble des essais, la vitesse de rotation de la vanne est de 200 tr/mn et le taux d'oxygène dissous est maintenu dans l'intervalle [0.9, 1.4 ppm].

Pour chaque point de fonctionnement du GTC, 32 segments de 16'384 échantillons du signal de vibrations sont numérisés à une cadence de 1 MHz. A partir de ces enregistrements, nous avons calculé les valeurs maximums et les écart types des vibrations dans les trois bandes de fréquences suivantes: [1,15 kHz], [20,30 kHz] et [100, 200 kHz]. Nous avons ensuite évalué l'intégrale de l'enveloppe des vibrations dans ces mêmes bandes de fréquence.

Nous avons représenté, les évolutions des écart types de l'accélération (Figure 3.17) et l'intégrale de l'enveloppe des vibrations (Figure 3.18) en fonction du coefficient de cavitation pour différentes valeurs du débit. Ces courbes montrent que pour un débit donné, les vibrations induites par les implosions est une courbe en cloche dont le maximum dépend de la valeur du débit. En effet, pour les faibles valeurs du coefficient de cavitation, la vapeur est constamment présente dans le coeur du vortex et empêche son implosion totale. On assiste à une pulsation du volume de vapeur avec des vibrations induites de faible intensité. En augmentant le coefficient de cavitation, l'intensité des implosions croît et passe par un maximum pour un coefficient de cavitation d'environ 2,5. La diminution de l'intensité des vibrations pour les coefficients de cavitation supérieurs, est due à une absence de vaporisation du tourbillon dans la veine. Dans ce cas, la dépression générée par le coup de belier dans la vanne ne suffit plus pour provoquer la vaporisation dans le coeur du tourbillon. Par ailleurs, les irrégularités observées sur ces courbes témoignent de l'imperfection de la reproductibilité des impacts dans le GTC.

Afin de comparer les différents traitements ainsi réalisés, nous avons représenté, Figure 3.19, l'intégrale de l'enveloppe en fonction de l'écart type des vibrations dans les trois bandes de fréquences considérées. Nous avons également représenté, Figure 3.20, les valeurs maximums en fonction des écart types des vibrations. Les relations quasi linéaires ainsi obtenues montrent que les trois traitements numériques sont équivalents.

Figure 3.17: Evolution de l'écart type de l'accélération en fonction des paramètres hydrodynamiques ( $N=200$  tr/mn).

Figure 3.18: Intégrale de l'enveloppe de l'accélération en fonction des paramètres hydrodynamiques. ( $N=200$  tr/mn).

Figure 3.19: Relation entre l'écart type de l'accélération et l'intégrale de l'enveloppe des vibrations dans trois bandes de fréquences.

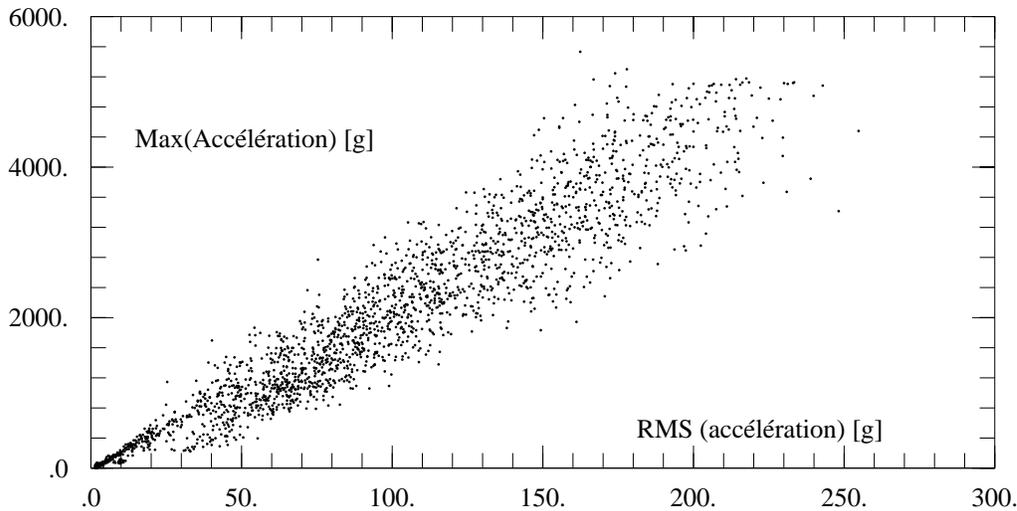


Figure 3.20: Relation entre l'écart type et la valeur maximum de l'accélération:  $Q=8.5$  l/s,  $N=200$  tr/mn,  $\sigma=1.6$ .

## 3.4 Dynamique du tourbillon de cavitation

### 3.4.1 Grossissement et implosion d'une cavité tourbillonnaire

La figure 3.21 montre le résultat de la visualisation de la génération et de l'implosion du tourbillon de cavitation dans la veine d'essai réalisée avec la caméra *Hycam*. La cadence de prise de vues est de 3000 images/seconde correspondant à un écart de  $333 \mu s$  entre deux images successives. La séquence présentée possède une durée de 56.3 ms. Le débit est de 0.8 l/s, la vitesse de rotation de la vanne est 200 tr/mn et le coefficient de cavitation est de 1.65. La première image correspond au début de la fermeture de la vanne rotative.

Cette séquence montre que l'onde de dépression générée par la coupure rapide du débit donne lieu dans un premier temps à la formation de plusieurs poches de vapeur isolées dans le voisinage de l'axe du tourbillon. Le grossissement de ces poches provoque leur coalescence et l'on assiste au grossissement dans la direction radial du tourbillon de vapeur. Le processus de grossissement est arrêté par l'ouverture de la vanne rotative qui coïncide avec la photo N°28. L'onde de surpression qui en résulte provoque alors l'effondrement du tourbillon.

L'implosion de la cavité a lieu entre les photos N°55 et 56 soit à un intervalle de 18 ms du début de la fermeture de la vanne. Il est à noter que l'instant de l'implosion est très variable d'un essai à l'autre et ne peut pas être prédit avec une précision meilleure que la milliseconde. Immédiatement après l'implosion, la cavité rebondit et grossit de nouveau. Le phénomène du rebond de la cavité est dû à la présence de gaz dissous dans l'eau qui joue le rôle de ressort. Notons qu'avec la cadence de prise de vues utilisée, il n'est évidemment pas possible de suivre le stade final de l'implosion. On assiste ensuite à une série d'implosions et de rebonds arbitrés par le système d'ondes amorties de surpression et de dépression s'établissant entre les réservoirs amont et aval.

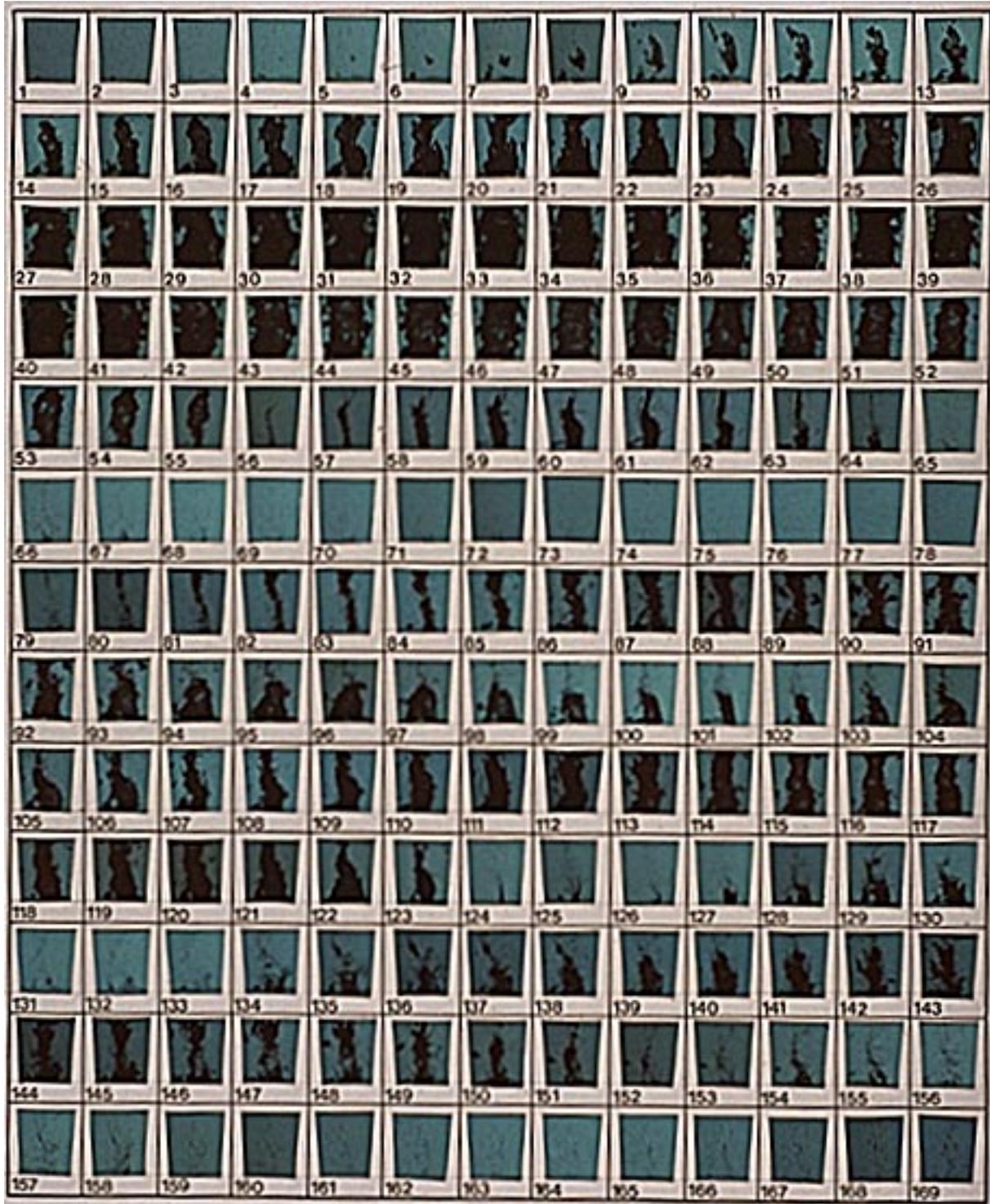


Figure 3.21: Visualisation du grossissement et de l'implosion d'un tourbillon de cavitation: (3000 images/seconde,  $Q=0.8$  l/s,  $\sigma=1.89$ ,  $N=200$  tr/mn).

Cette séquence montre que l'échantillon subit plusieurs impacts pendant un cycle de la vanne rotative. Ce résultat explique pourquoi lors de l'exposition d'un échantillon dans le GTC, le nombre d'impacts relevés est généralement plus grand que le nombre de cycles de la vanne rotative.

La figure 3.22 montre les évolutions simultanées de la pression ( $p_7$ ) et du niveau des vibrations induites derrière l'échantillon. La fermeture de la vanne crée un coup de belier que l'on peut observer à la fois sur le signal de pression et sur celui des vibrations. Durant la phase de fermeture de la vanne, le signal de pression ( $p_7$ ) montre une baisse de la pression dans la veine. L'ouverture de la vanne provoque l'implosion de la cavité de vapeur située dans le conduit d'amenée. Cette implosion est ressentie par l'accéléromètre. L'implosion du tourbillon dans la veine d'essai provoque une augmentation substantielle et brève de la pression ( $p_7$ ) ainsi que des vibrations fortement ressenties par l'accéléromètre.

Par ailleurs, on remarque que le second pic de pression de forte intensité n'est pas corrélé avec les images correspondantes qui montrent au même instant une absence de la phase vapeur dans la veine d'essai.

Nous avons représenté Figure 3.23 le spectre moyen des vibrations estimé à partir de 16 lots de 16 k-échantillons numérisés à 1 MHz. Il s'agit d'un spectre large bande où l'on peut identifier les fréquences de résonance axiale (175 kHz) et longitudinale (28 kHz) de l'accéléromètre ainsi que la fréquence propre de l'ensemble constitué de l'échantillon et du porte-échantillon.

Les figures 3.24 et 3.25 montrent, pour des conditions hydrodynamiques similaires, l'évolution de la phase vapeur dans la veine d'essai avec respectivement l'évolution de la pression pariétale ( $p_7$ ) et celle du signal d'accélération. La valeur minimum du signal de la photodiode correspond à une transmission totale de la lumière à travers la veine d'essai et par conséquent à une absence de la phase vapeur. Inversement, la valeur maximum du signal de la photodiode correspond à l'existence d'un volume de vapeur dans le voisinage de l'échantillon. On peut ainsi suivre la phase de grossissement du tourbillon de vapeur dans la veine d'essai ainsi que l'implosion et le rebond.

Ces signaux montrent une fois de plus que le second pic de pression correspond à une absence de la phase vapeur dans la veine d'essai. Ce second pic de pression est attribué à l'implosion de la cavité de vapeur dans le conduit aval. En effet, l'arrivée de la surpression divise le tourbillon de vapeur en deux parties. L'une située dans la veine d'essai et l'autre dans le conduit aval. La différence de volume entre ces deux cavités explique pourquoi c'est d'abord la première qui implose. Par ailleurs, on conçoit aisément que la surpression due à l'implosion du tourbillon dans le conduit aval ne participe pas à l'érosion de l'échantillon compte tenu de la distance qui sépare ce dernier du point d'émission de l'onde de surpression.

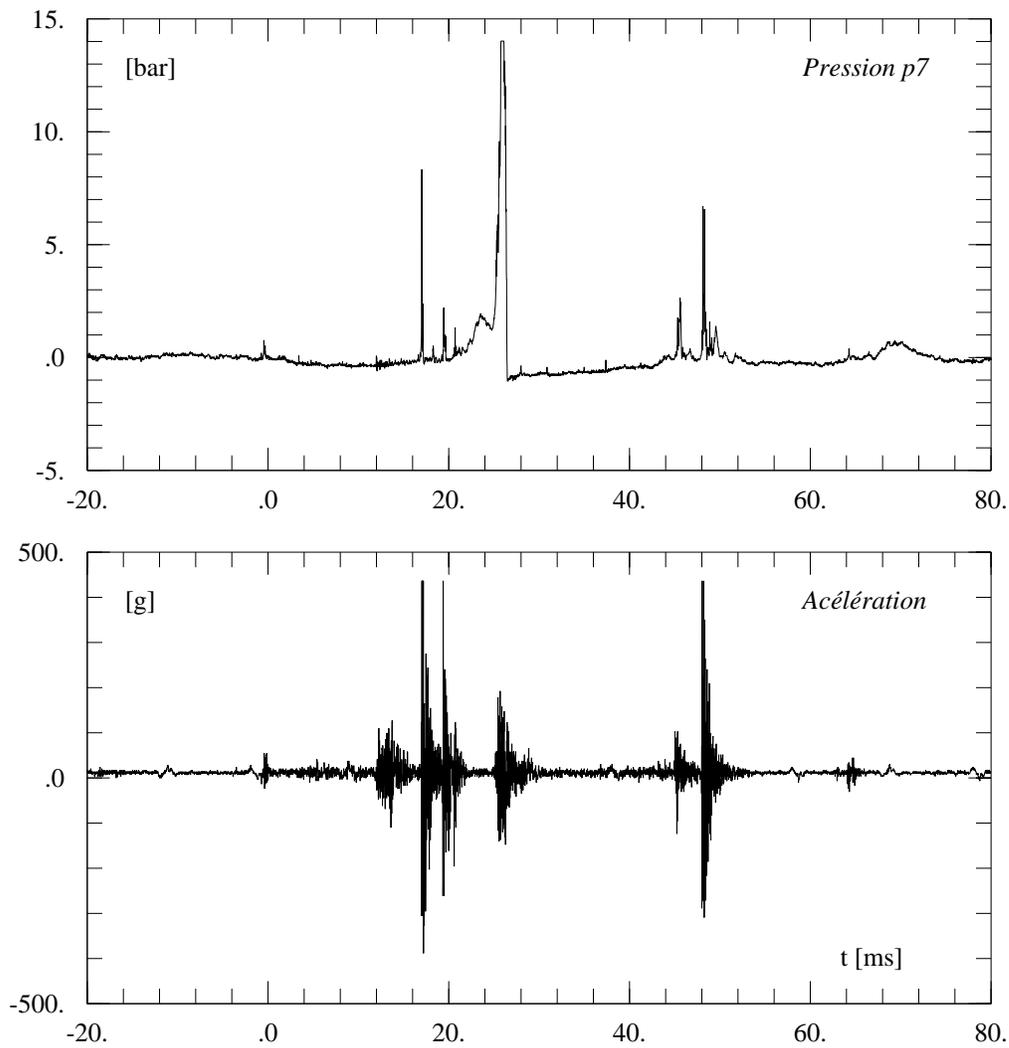


Figure 3.22: Evolution de la pression ( $p_7$ ) et de l'accélération.

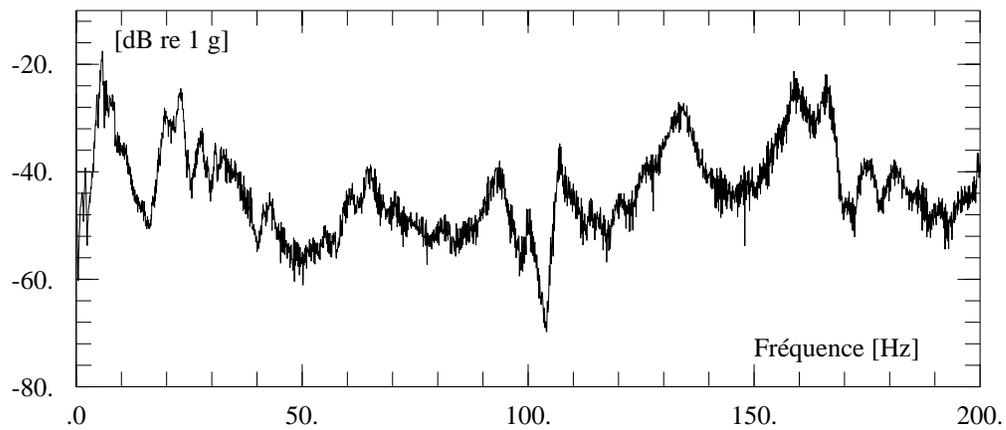


Figure 3.23: Spectre moyen des vibrations induites dans l'échantillon.

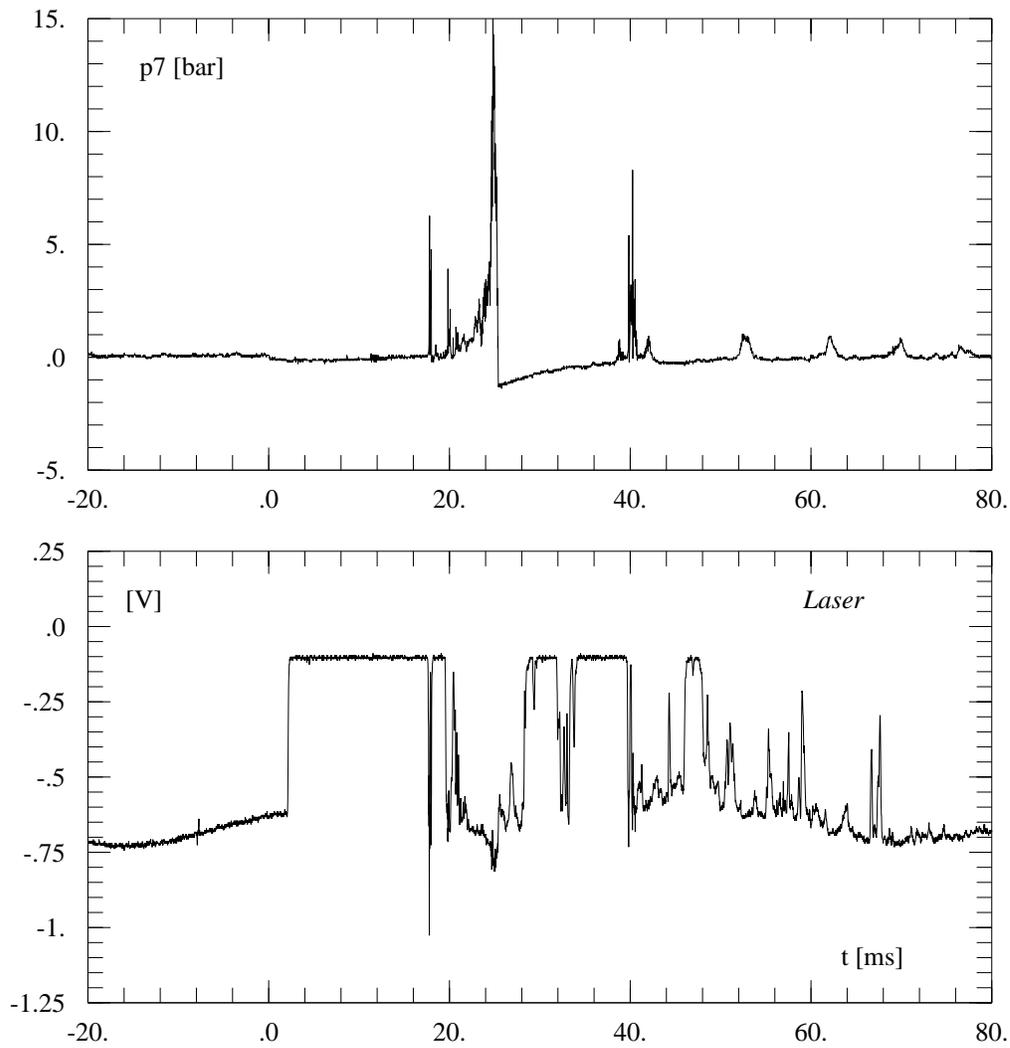


Figure 3.24: Evolution de la pression ( $p_7$ ) et de la phase vapeur dans la veine d'essai.

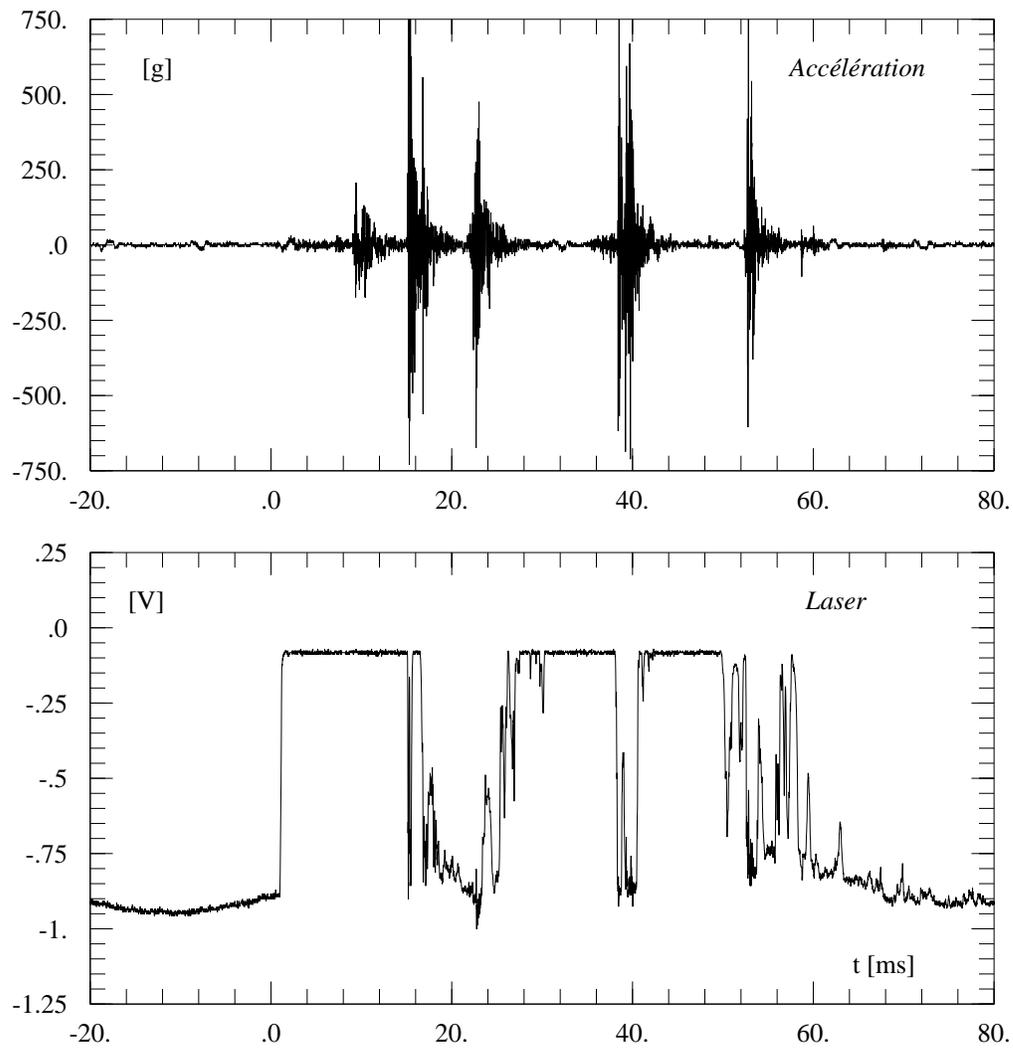


Figure 3.25: Evolution de l'accélération et de la phase vapeur dans la veine d'essai.

### 3.4.1.1 Influence de la vitesse de rotation de la vanne

La séquence cinématographique présentée Figure 3.21 montre clairement que la phase de grossissement de la cavité est interrompue par l'ouverture de la vanne.

Afin d'examiner l'influence de la vitesse de rotation de la vanne, nous avons mesuré l'instant  $t_i$  correspondant à la première implosion dans la veine d'essai par rapport au début de la fermeture de la vanne. L'évolution de la valeur moyenne de  $t_i$  est représentée, Figure 3.26, en fonction de la vitesse de rotation de la vanne. Nous avons représenté sur cette même figure les évolution de l'instant  $t_o$  correspondant au début de l'ouverture de la vanne ainsi que la différence  $t_i - t_o$ .

Ces courbes montrent que pour des valeurs de la vitesse de rotation supérieures à environ 100 tr/mn, la différence  $t_i - t_o$  demeure constante et égale à 10 ms environ. Il en résulte que l'implosion de la cavité dans la veine d'essai est provoquée par l'onde de surpression émanant du réservoir amont. Dans ce cas, la vitesse de rotation gouverne le processus de grossissement. Par ailleurs, pour les vitesses de rotation de la vanne inférieures à 100 tr/mn, l'instant  $t_i$  demeure constant et égal à 25 ms environ. L'implosion principale dans la veine d'essai a lieu avant le début de l'ouverture de la vanne. Dans ce cas, l'implosion est provoquée par le retour de l'onde de surpression du réservoir aval et le grossissement de la cavité n'est plus gouvernée par la vitesse de rotation.

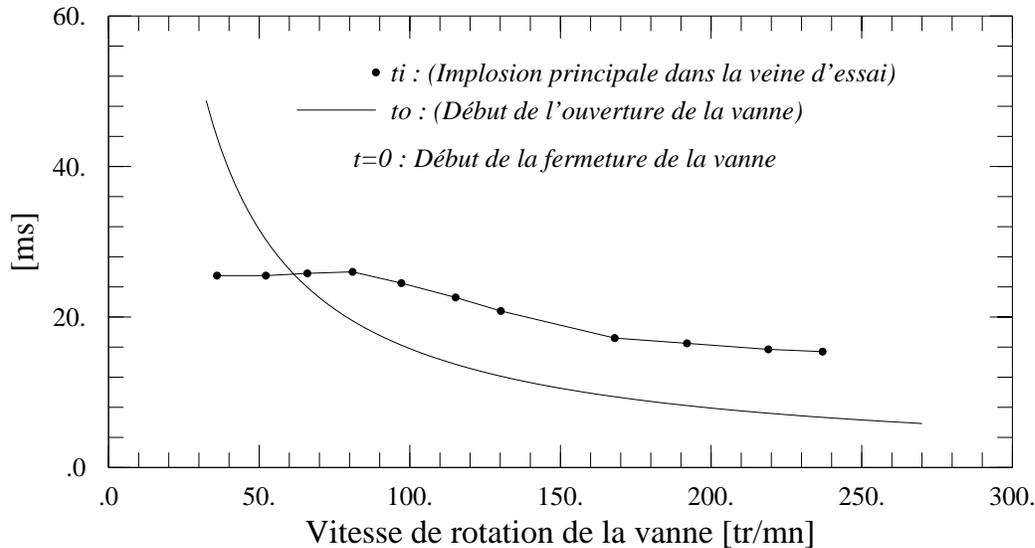


Figure 3.26: Evolution des instants  $t_i$  et  $t_o$  en fonction de la vitesse de rotation de la vanne.

### 3.4.2 Le stade final de l'implosion

La visualisation du stade final de l'implosion du tourbillon dans la veine d'essai est menée avec la caméra *Cranz Schardin* déclenchée par le signal de pression  $p_7$ . Les Figures 3.27 à 3.31 correspondent à la visualisation du stade final de l'implosion pour différentes valeurs du débit et du coefficient de cavitation. La vitesse de rotation de la vanne est fixée à 200 tr/mn.

Ces séquences mettent en évidence, pour toutes les conditions hydrodynamiques testées, un rebond de la cavité qui a lieu juste après son implosion. Ce rebond est systématiquement accompagné de la génération d'une onde de choc qui se propage dans la veine en se réfléchissant sur les parois solides. Ces ondes de choc, visibles grâce à l'éclairage ombroscopique, témoignent d'un gradient intense de la masse volumique du à une expansion supersonique de la cavité de vapeur lors du rebond.

Il est à noter qu'il ne s'agit pas du même rebond mis en évidence lors de la visualisation d'un cycle complet de la vanne rotative (voir paragraphe précédent). En effet, ce dernier est gouverné par le système d'ondes stationnaires de pression et de détente qui s'établit entre les réservoirs amont et aval et qui caractérise le phénomène du coup de belier.

Dans la plupart des cas, on observe plusieurs cavités qui subsistent dans la veine d'essai dans la phase finale de l'implosion. Ces cavités, situées dans le voisinage de l'axe du tourbillon, implosent et rebondissent les unes après les autres avec à chaque fois émission d'une onde de choc. En général, il a été observé que la cavité située le plus près de l'échantillon est la dernière à imploser. Les implosions ayant lieu loin de l'échantillon contribuent à l'augmentation de la pression  $p_7$  et permettent ainsi le déclenchement de la caméra quelques microsecondes avant l'implosion principale. Ceci explique la réussite de la procédure de déclenchement adoptée (voir le chapitre 2).

On conçoit aisément que seule l'implosion de la cavité située près de l'échantillon peut provoquer des dégâts sur le matériau. En effet, l'intensité d'une onde de pression décroît au fur et à mesure que l'on s'éloigne du centre d'émission comme  $\left(\frac{1}{r}\right)^n$ .  $r$  désigne le rayon et  $n$  un paramètre dépendant de la nature de l'onde. On montre [33] que  $n = 1$  pour une onde de pression et que  $n \approx 1.4$  pour une onde de choc.

En considérant les implosions des cavités près de la paroi, on observe une forte disparité dans la localisation spatiale du centre de l'implosion. Cette disparité explique la faible reproductibilité de l'intensité des impacts comme nous l'avons déjà mentionné lors de la caractérisation vibratoires du GTC.

Par ailleurs, contrairement au cas de l'implosion d'une cavité sphérique à proximité d'une paroi solide, nous n'avons pas pu mettre en évidence, avec les moyens d'observations adoptés, le développement d'un micro jet dans la phase finale de l'implosion des tourbillons de vapeur.

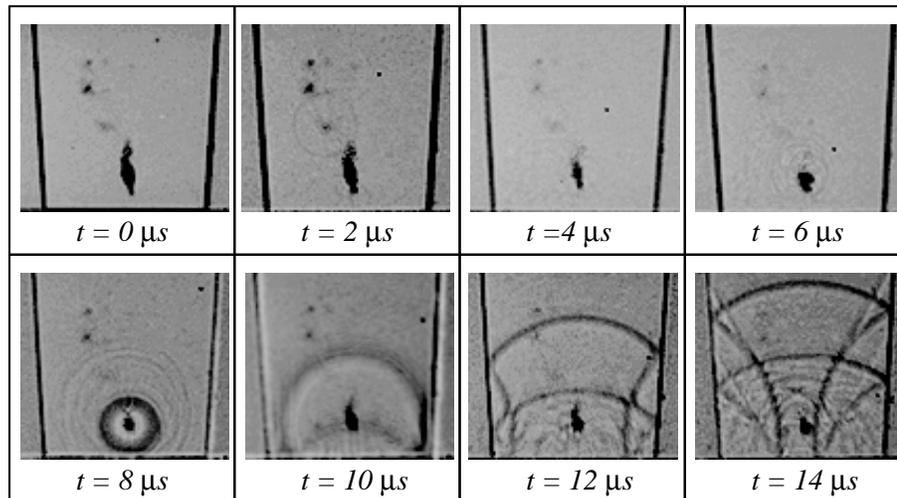


Figure 3.27: Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC:  $Q=0.8$  l/s,  $\sigma=1.89$ ,  $N=200$  tr/mn.

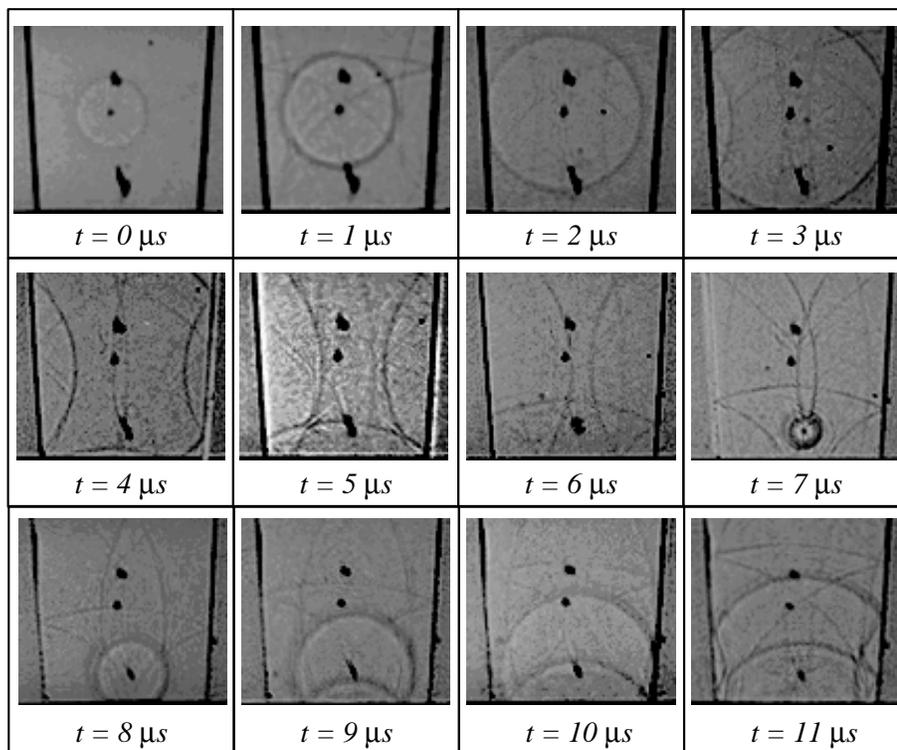


Figure 3.28: Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC:  $Q=0.54$  l/s,  $\sigma=1.9$ ,  $N=200$  tr/mn.

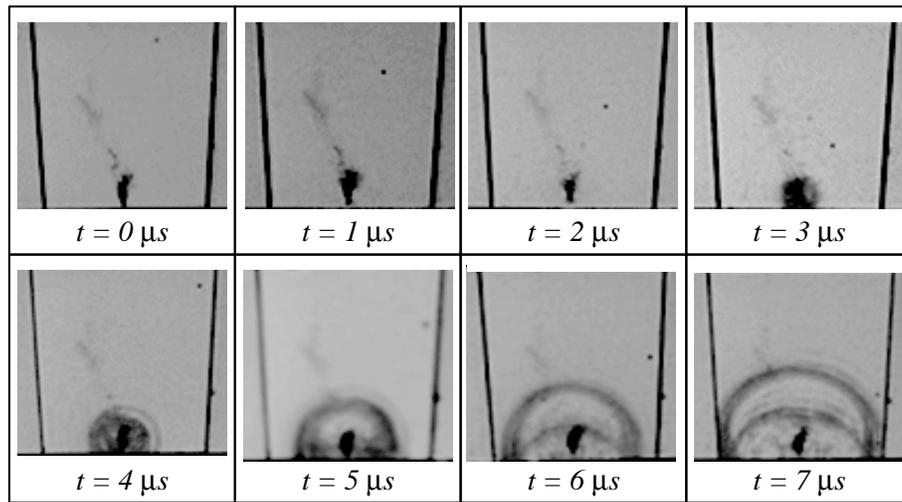


Figure 3.29: Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC:  $Q=0.68$  l/s,  $\sigma=1.9$ ,  $N=200$  tr/mn.

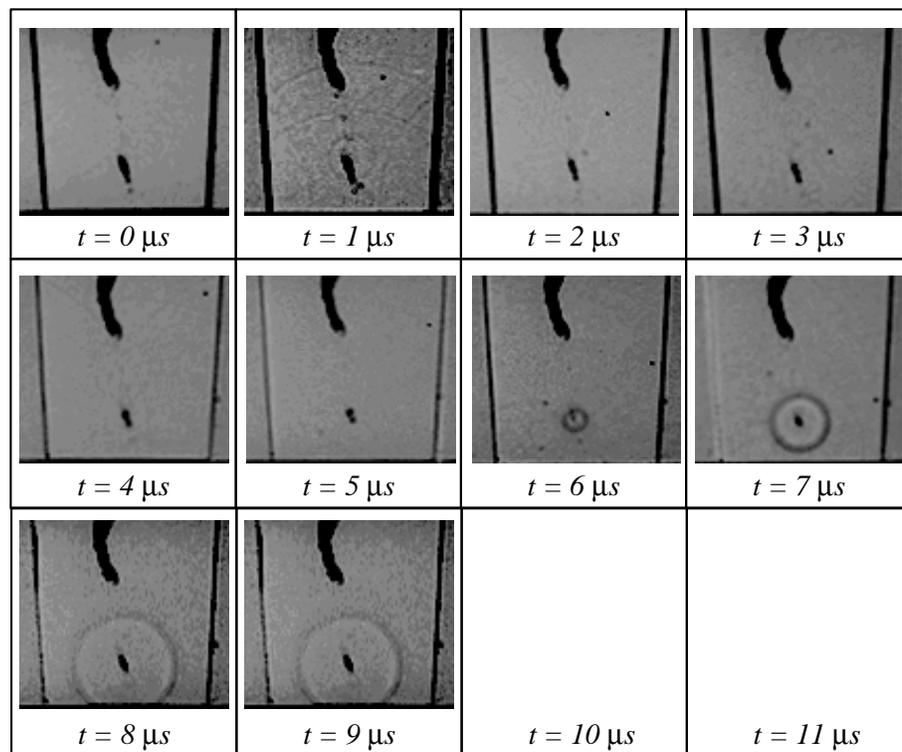


Figure 3.30: Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC:  $Q=0.54$  l/s,  $\sigma=1.5$ ,  $N=200$  tr/mn.

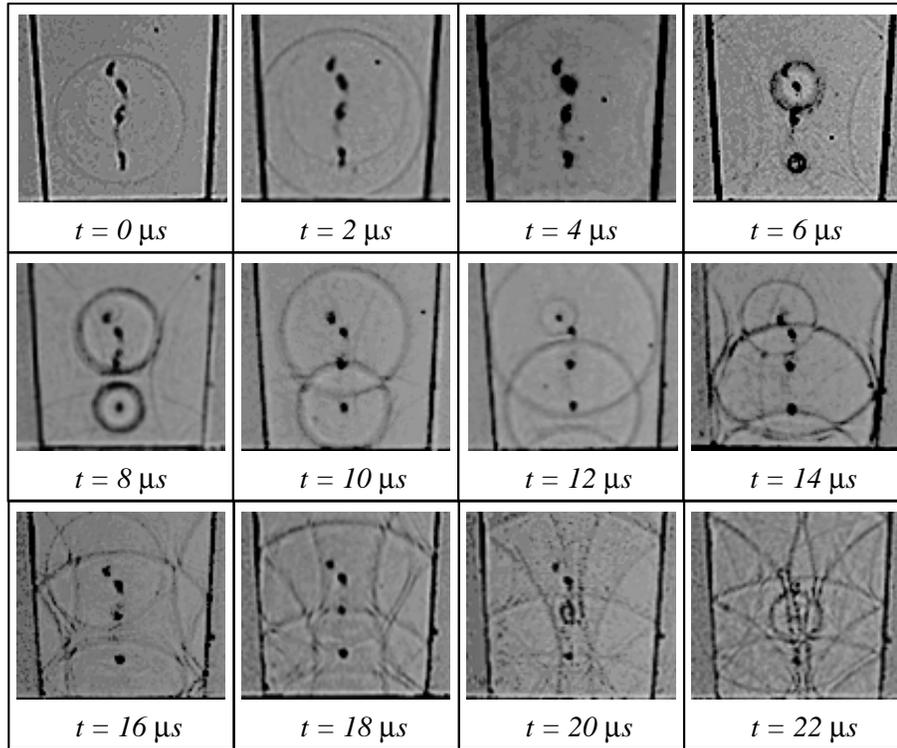


Figure 3.31: Visualisation du stade final de l'implosion d'un tourbillon dans le GTC:  $Q=0.68$  l/s,  $\sigma=1.5$ ,  $N=200$  tr/mn.

### 3.4.2.1 Visualisation des contraintes dans le matériau

Un échantillon en plexiglas est utilisé pour visualiser la propagation des ondes de choc dans le solide. L'échantillon est plaqué contre la veine d'essai comme le montre la Figure 3.32. L'étanchéité est réalisée avec un film de graisse introduit entre l'échantillon et la veine d'essai. Les faces latérales planes de l'échantillon permettent la visualisation de la propagation des ondes de choc avec l'éclairage parallèle de la caméra *Cranz Schardin*.

Le déclenchement de la caméra est assuré par le signal de pression  $p_5$ . En effet, le signal  $p_7$  n'est plus disponible dans cette configuration de travail. Etant donnée la position relativement éloignée du capteur N°5, le taux de réussite des visualisations est naturellement plus faible dans l'actuelle configuration.

Nous avons représenté Figure 3.32 une séquence photographique obtenue avec la caméra *Cranz Schardin*. Cette séquence illustre le stade final de l'implosion d'un tourbillon de vapeur. La cadence de prise de vues est de 500'000 images par seconde. Le débit est de 0.8 l/s, le coefficient de cavitation est de 1.6 et la vitesse de rotation de la vanne est de 200 tr/mn. La bande sombre observée entre l'échantillon et la veine d'essai correspond au film de graisse assurant l'étanchéité de la veine d'essai.

Cette séquence montre le développement d'une onde de choc suite au rebond de la cavité qui a lieu entre les instants  $12\mu s$  et  $14\mu s$ . Une seconde implosion suivie d'un rebond de la cavité est observée entre les instants  $26\mu s$  et  $28\mu s$  avec l'émission d'une seconde onde de choc. Pour les deux implosions, on peut observer que les ondes de choc générées se

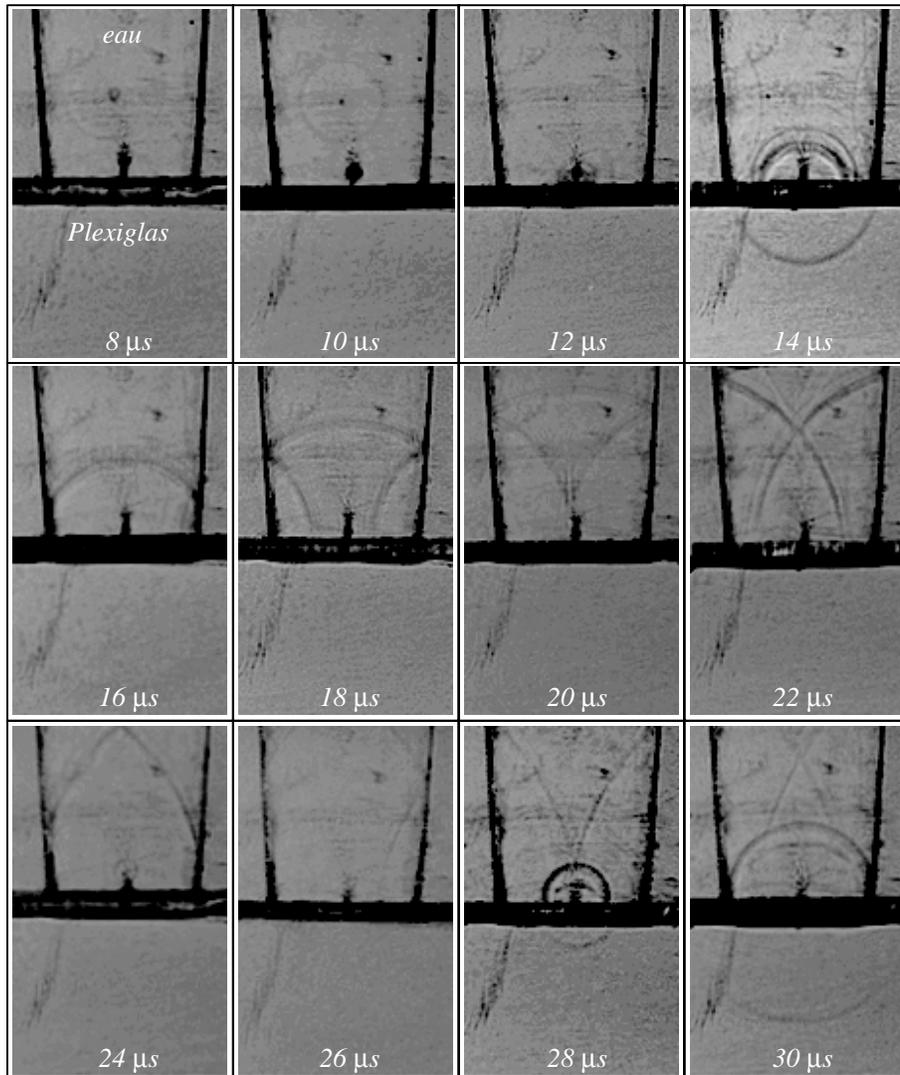


Figure 3.32: Visualisation des ondes de choc dans le liquide et le solide:  $Q=0.8$  l/s,  $\sigma=1.89$ ,  $N=200$  tr/mn.

propagent à la fois dans le liquide et le solide avec des célérités estimées respectivement à 1'460 m/s et 2'980 m/s.

L'onde de choc qui se propage dans le solide provoque dans son passage une augmentation brève des contraintes internes. Progressivement, l'accumulation de ces contraintes fragilise le matériau et l'on assiste à la déformation plastique de la surface exposée suivie de la perte de masse.

On conçoit aisément que la nature du matériau constitue un paramètre déterminant non seulement dans le processus de l'érosion proprement dit, c'est à dire la réponse du matériau à une sollicitation donnée, mais aussi sur le processus d'attaque hydrodynamique lui même. En effet, l'énergie transportée par l'onde réfléchie et qui ne participe pas à l'attaque hydrodynamique dépend des propriétés physiques du matériau et notamment de son impédance acoustique. Si cette dernière est voisine de celle du fluide, l'onde incidente est intégralement transmise au matériau. En outre, l'amplitude de la surpression induite par l'implosion d'une cavité de vapeur est une fonction croissante de la rigidité du matériau: un matériau ductile recule devant l'impact d'une onde de choc et de ce fait atténue son intensité.

## 3.5 Surpression générée par l'implosion d'une cavité tourbillonnaire

Remarquons tout d'abord que les niveaux de pression mesurés par le capteur *Kistler* (voir Figures 3.22 et 3.24), possèdent des amplitudes trop faibles et ne permettent pas d'expliquer l'érosion dont elles sont responsables.

Ces niveaux de pression sont à considérer avec précaution pour deux raisons. La première est que le capteur de pression possède une fréquence de résonance de 120 kHz et doit être exploité jusqu'à 30 kHz environ. Etant donné les constantes de temps relativement courtes du phénomène de l'implosion d'une cavité de vapeur ( $< 1\mu s$ ), le capteur de pression utilisé n'est de toute évidence pas adapté. Par ailleurs, la surface du capteur ( $2 \cdot 10^{-5} m^2$ ) est beaucoup plus grande que celle des impacts ( $\approx 10^{-10} m^2$ ). Etant donné que la pression mesurée par le capteur est obtenue en divisant la valeur de la force par la surface du capteur, il en résulte une sous estimation des surpressions mesurées.

On se propose dans ce paragraphe d'estimer les surpressions générées par les implosions de tourbillons de vapeur à partir des résultats de visualisation avec la caméra *Cranz Schardin*. Dans un premier temps, nous établirons la relation qui lie le nombre de Mach et la surpression du choc. Ensuite, nous présenterons la démarche suivie pour l'estimation du nombre de Mach à partir des images obtenues avec la caméra *Cranz Schardin*. Enfin nous présenterons les résultats de l'estimation des surpressions générées par l'implosion des cavités de vapeur dans la veine d'essai.

### 3.5.1 Rappel théorique

Nous admettons pour l'eau l'équation d'état de Tait donnée par Hirshfelder et modifiée par Kirkwood et Bethe (d'après Ridah [60]) :

$$-\frac{1}{V} \left( \frac{dV}{dp} \right) = \frac{1}{n} \left( \frac{1}{p + A(S)} \right) \quad (3.8)$$

Où  $V$  et  $p$  désignent le volume et la pression du liquide,  $dV$  et  $dp$  désignent leurs variations infinitésimales.  $K$  est une constante et  $A$  est fonction de l'entropie  $S$ . Il s'agit d'une relation empirique qui offre une très bonne représentation du comportement de l'eau jusqu'à une pression de 25 kbar.

La forme intégrale de l'équation de Tait s'écrit:

$$\ln \left( \frac{p + A(S)}{p_0 + A(S)} \right) = n \ln \left( \frac{V_0}{V} \right) \quad (3.9)$$

Ou encore

$$p - p_0 = B(S) \left( \left( \frac{\rho}{\rho_0} \right)^n - 1 \right) \quad (3.10)$$

L'indice 0 se réfère aux conditions thermodynamiques de référence.  $\rho$  désigne la masse volumique de l'eau et  $B$  est une fonction de l'entropie.

La célérité du son dans l'eau,  $a$ , est donnée par:

$$a = \sqrt{\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_S} \quad (3.11)$$

En différentiant l'équation 3.10, nous avons:

$$\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_S = \left(\frac{nB(S)}{\rho_0}\right) \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{n-1} \quad (3.12)$$

Soit, pour les conditions ambiantes ( $\rho = \rho_0$ ):

$$\left(\frac{dp}{d\rho}\right)_{\rho=\rho_0} = B(S) \frac{n}{\rho_0} \quad (3.13)$$

D'où:

$$B = \frac{\rho_0 a_0^2}{n} \quad (3.14)$$

En général, pour une plage de température allant de 20 à 60 °C et une pression maximum de 25 Kbar, on admet pour le coefficient  $n$  la valeur empirique de 7.15 avec une erreur relative de 4% [17]. On prend  $n=7$ . La constante  $B$  peut être alors déduite de l'équation 3.14 en prenant la célérité du son égale à 1500 m/s. On trouve alors  $B = 3214$  bar. En adoptant la valeur 7 pour le coefficient  $n$ , l'équation 3.10 devient:

$$p - p_0 = 3214.0 \left( \left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^7 - 1 \right) \quad (3.15)$$

Par ailleurs, les conditions de conservation de masse et de quantité de mouvement pour une onde de choc plane et stationnaire s'écrivent:

$$\begin{cases} \rho_0 U_0 = \rho U \\ p_0 + \rho_0 U_0^2 = p + \rho U^2 \end{cases} \quad (3.16)$$

Compte tenu de ces relations, l'équation 3.15 devient après arrangement:

$$\xi^8 - \xi(1 + 7\mathcal{M}^2) + 7\mathcal{M} = 0 \quad (3.17)$$

Où  $\xi$  désigne le rapport des masses volumiques de l'eau de part et d'autre du front de l'onde,  $\xi = \rho/\rho_0$  et  $\mathcal{M}$  désigne le nombre de Mach,  $\mathcal{M} = U/a_0$ .

On obtient ainsi une équation implicite qui permet de calculer le rapport des masses volumique  $\xi$  par itération si l'on connaît le nombre de Mach. La différence de pression de part et d'autre de l'onde de choc est déduite en utilisant l'équation 3.15.

## 3.5.2 Démarche pour l'estimation des surpressions de choc

### 3.5.2.1 Détermination du rayon et du centre d'une onde de choc

A partir des séquences photographiques obtenues avec la caméra *Cranz Schardin*, les fronts d'ondes sont numérisés au moyen d'une tablette de numérisation. Pour cela, les

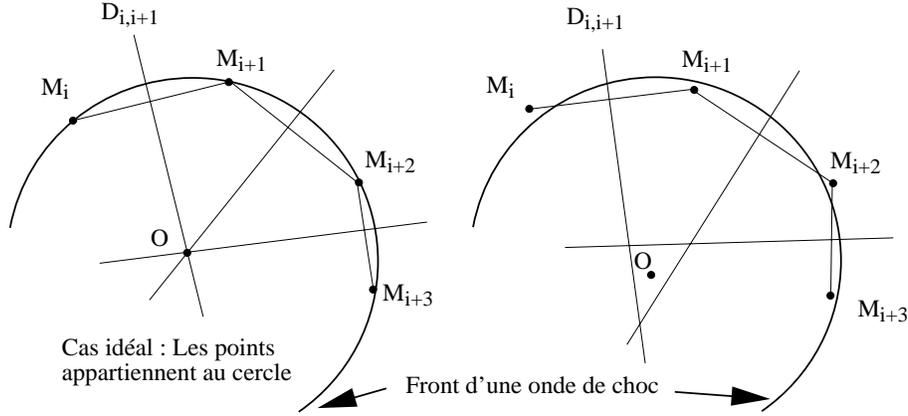


Figure 3.33: Principe de détermination du centre et du rayon d'une onde de choc à partir de la numérisation du front de l'onde.

images sont projetées sur la tablette et les contours d'ondes sont relevés avec un crayon électronique. Le problème consiste ensuite à estimer le rayon et le centre de l'onde afin d'en déduire sa célérité.

Soient  $(M_i)_{i=1,N}$   $N$  points provenant de la numérisation du front d'une onde de choc et  $(x_i, y_i)_{i=1,N}$  les coordonnées respectives de ces points. Soit  $O$  le centre de l'onde, de coordonnées  $(x_o, y_o)$  et  $R$  son rayon tous deux inconnus. Soit  $D_{ij}$  la médiatrice d'un segment  $[M_i, M_j]$ . Désignons par  $a_{ij}$  et  $b_{ij}$  les coefficients de cette médiatrice. Si les points  $(M_i)_{i=1,N}$  appartenaient à un cercle, en vertu d'une propriété intrinsèque de ce dernier, ces droites médiatrices seraient concourantes et leur intersection ne serait rien d'autre que le centre du cercle (voir Figure 3.33) et on a :

$$a_{ij}x_o + b_{ij} = y_o \quad (3.18)$$

Dans notre cas l'égalité n'est pas parfaite et en introduisant un résidu  $r_{ij}$  dû aux erreurs de numérisation, on obtient :

$$a_{ij}x_o + b_{ij} = y_o + r_{ij} \quad (3.19)$$

Ou encore :

$$x_o a_{ij} - y_o = -b_{ij} + r_{ij} \quad (3.20)$$

Le problème est alors équivalent à rechercher une droite de coefficients  $x_c$  et  $y_c$  qui passe le plus près possible au sens des moindres carrés des points de coordonnées  $(a_{ij}, b_{ij})_{i,j=1\dots N}$ . Une fois le centre de l'onde ainsi calculé, le rayon est estimé en moyennant les distances séparant le centre du cercle et les points  $(M_i)_{i=1\dots N}$ .

### 3.5.2.2 Estimation des dimensions de la cavité au rebond

Pour chaque image appartenant à une séquence *Cranz Schardin*, le contour de la cavité de vapeur est numérisé de la même manière que les fronts d'ondes. Ensuite le volume

de la cavité est approché par son ellipsoïde d'inertie . Ce dernier est calculé de la façon suivante: On calcule d'abord le centre et la matrice d'inertie de la cavité supposée de révolution autour de l'axe du tourbillon. On calcule ensuite les vecteurs et les valeurs propres. La plus grande (resp. la plus petite) des 2 valeurs propres correspondant alors au grand axe (resp. petit axe) de l'ellipsoïde d'inertie.

### 3.5.2.3 Estimation de la surpression du choc

La célérité de l'onde de choc peut être estimée entre deux images successives si on la suppose constante dans l'intervalle de temps  $\Delta t$  qui sépare ces deux images. Notons que cette hypothèse n'est pas valable immédiatement après la génération de l'onde de choc où une variation très importante de la célérité de l'onde est généralement constatée. Soient  $R_k$  et  $R_{k-1}$  les rayons de l'onde mesurés sur les photos N°k et N°k+1. La célérité de l'onde  $C_s$  est donnée par:

$$C_s = \frac{R_k - R_{k-1}}{\Delta t} \quad (3.21)$$

De manière analogue, la vitesse de déplacement de l'interface eau-vapeur peut être estimée entre deux images consécutives par la relation:

$$C_c = \frac{L_k - L_{k-1}}{\Delta t} \quad (3.22)$$

$L_k$  désigne le demi grand axe de l'ellipse d'inertie associée à la cavité de vapeur de l'image N°k. Le nombre de Mach  $M$  est donné par:

$$M = \frac{C_s}{a_0} \quad (3.23)$$

Dans le cas particulier de la première image après le rebond de la cavité, l'instant initial étant inconnu, les célérités du son ainsi que la vitesse de déplacement de l'interface eau-vapeur ne peuvent être calculées. Pour lever cette indétermination, on impose une équation supplémentaire donnant la surpression selon la théorie du choc normal:

$$\Delta P = \rho C_s C_c \quad (3.24)$$

Les relations 3.17 et 3.24 fournissent un système linéaire de deux équations à deux inconnues ( $\Delta P$  et  $t_0$ ).

## 3.5.3 Résultats

Les célérités des fronts d'onde mesurées à partir des photos révèlent une nature subsonique de ces ondes. Ces célérités sont voisines de la vitesse du son dans l'eau ( $\approx 1500$  m/s). Toutefois, une forte décélération de ces ondes est souvent constatée au fur et à mesure de leur progression. La célérité atteint parfois la valeur de 400 m/s. Cette décélération peut être attribuée à la présence de micro bulles dans le fluide.

Nous supposons que l'onde de pression est une onde de choc au tout début du rebond. Parmi les essais de visualisation effectués, nous avons retenu ceux pour lesquels l'onde

de choc est photographiée relativement tôt. Nous avons rassemblé dans le tableau 3.1 le nombre des essais retenus pour la numérisation et le traitement ainsi que les conditions hydrodynamiques correspondantes.

	$Q = 0.54$ l/s	$Q = 0.68$ l/s	$Q = 0.80$ l/s
$\sigma = 1.5$	4	1	–
$\sigma = 1.9$	5	5	6
$\sigma = 2.4$	2	–	–

Tableau 3.1: Nombre des essais réussis et les conditions hydrodynamiques correspondantes.

Nous avons représenté les surpressions de choc évaluées à partir de la numérisation des séquences *Cranz Schardin* en fonction du débit (Figure 3.34) pour un coefficient de cavitation de 1.9 et en fonction du coefficient de cavitation (Figure 3.35) pour un débit de 0.533 l/s. La vitesse de rotation de la vanne étant fixée à 200 tr/mn pour l'ensemble des essais.

Soulignons les niveaux extrêmement élevés des surpressions générées par les implosions. Les surpressions estimées sont comprises entre 5 et 25 kbar. En outre, pour des conditions hydrodynamiques fixées, une grande disparité des résultats peut être observée. Ceci confirme la faible reproductibilité des impacts dans le GTC que nous avons déjà mentionnée. Les valeurs moyennes des surpressions, représentés sur ces mêmes Figures doivent être considérées avec précaution. En effet, ces valeurs sont calculées à partir d'un nombre faible d'échantillons et ne représentent qu'une estimation de la moyenne.

L'évolution de la surpression en fonction du coefficient de cavitation présente une tendance comparable à celle de l'évolution des vibrations induites sur l'échantillon (voir Figures 3.17 et 3.18).

### 3.5.4 Considération énergétique

Désignons par  $V$  le volume de la cavité de vapeur dans la veine d'essai et par  $V_{max}$  son volume maximum. soit  $E$  l'énergie potentielle de l'ensemble formé par le fluide et la cavité. Cette énergie peut s'exprimer à tout instant par la relation:

$$E = (p - p_v)V \quad (3.25)$$

où  $p_v$  et  $p$  désignent respectivement la pression à l'intérieur de la cavité (pression de vapeur) et la pression à l'extérieur de la cavité responsable de l'implosion.

Lorsque la cavité atteint son volume maximum  $V_{max}$ , l'énergie potentielle disponible est maximum et on a:

$$E_{max} = (p - p_v)V_{max} \quad (3.26)$$

L'énergie potentielle maximum ainsi définie constitue l'énergie totale disponible avant l'implosion. L'existence du rebond montre que seule une fraction de l'énergie potentielle

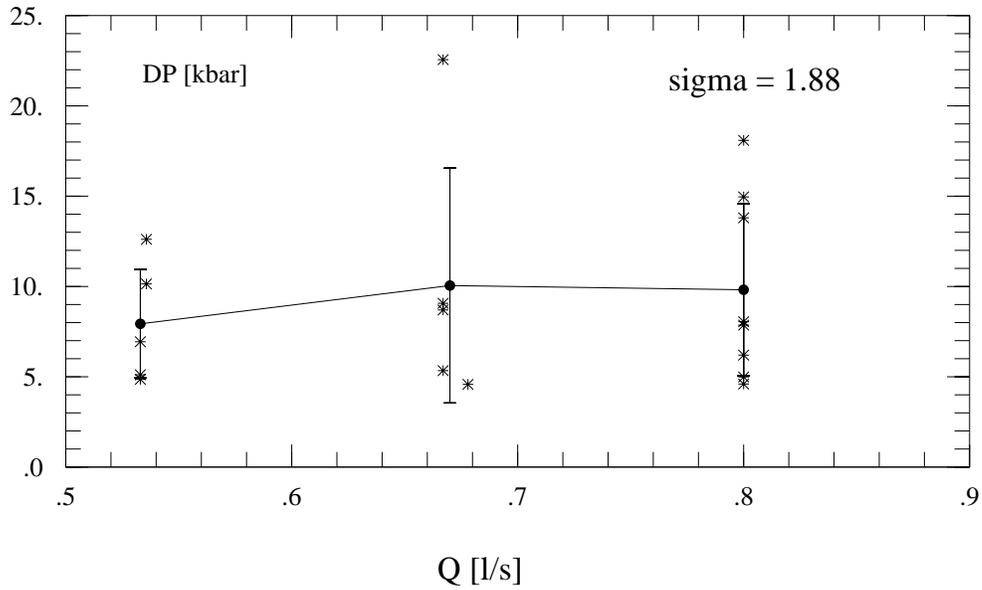


Figure 3.34: Evolution de la surpression du choc en fonction du débit.

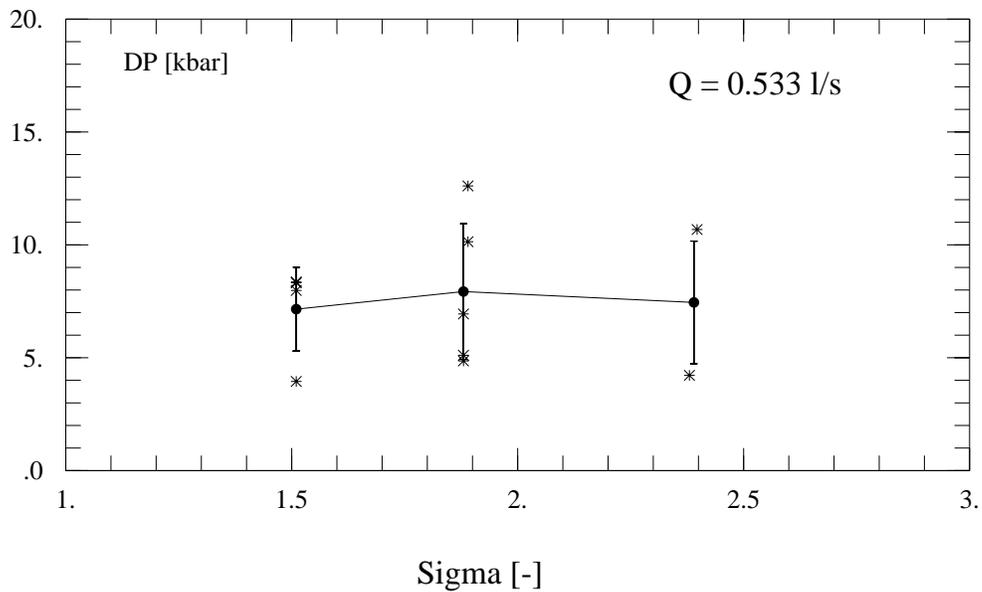


Figure 3.35: Evolution de la surpression du choc en fonction du coefficient de cavitation.

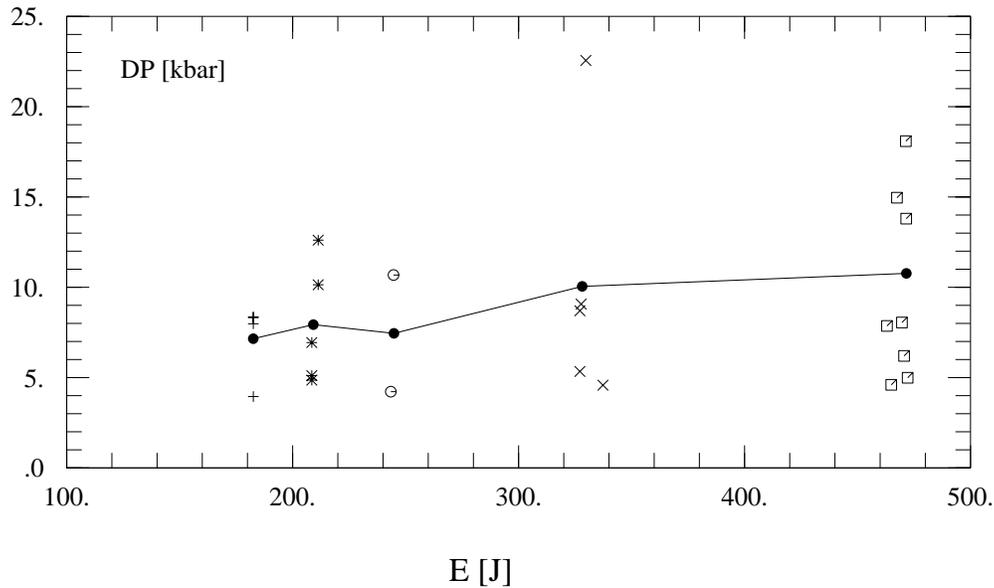


Figure 3.36: Evolution de la surpression du choc en fonction de l'énergie potentielle de la cavité de vapeur.

initiale est transformée en énergie de pression responsable de l'érosion. On est ainsi amené à supposer que l'énergie potentielle  $E_{max}$  est caractéristique de la surpression induite par l'implosion d'une cavité tourbillonnaire.

Nous avons représenté Figure 3.36 l'évolution des surpressions de choc en fonction de l'énergie potentielle  $E_{max}$ . Dans l'absence d'une mesure directe du volume maximum de la cavité, ce dernier est pris égal au volume de la veine d'essai. Cette simplification est motivée par le fait que le volume maximum de la cavité est gouverné par la vitesse de rotation de la vanne qui est maintenue à 200 tr/mn pour l'ensemble des essais. Par ailleurs, la pression  $p$  responsable de l'implosion est prise égale à la pression moyenne  $p_1$ .

On relève un comportement légèrement croissant des surpressions de choc en fonction de l'énergie potentielle de la cavité. Compte tenu du nombre insuffisant des échantillons utilisés pour l'estimation des valeurs moyennes des surpressions et de l'hypothèse restrictive sur le volume maximum des cavités de vapeur ainsi que la plage restreinte de variation des paramètres hydrodynamiques, ce résultat nous paraît très encourageant et montre que l'énergie potentielle peut être utilisée pour caractériser les surpressions dues aux implosions des cavités de vapeur.

## 3.6 Synthèse

### 3.6.1 Mécanisme de l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé

L'étude expérimentale de l'implosion d'un tourbillon isolé dans le GTC révèle que la cavité implose et rebondit plusieurs fois à l'intérieur d'un cycle de la vanne. Le rebond de la cavité, dû à la présence de gaz dissous, est accompagné de la génération d'une onde de choc sphérique qui se propage dans le liquide et dans le matériau. Une forte influence de la teneur en oxygène dissous sur les vibrations induites par les implosions est mise en évidence.

L'examen de la phase finale de la première implosion montre que la cavité se divise en plusieurs petites cavités situées dans l'axe du tourbillon qui implosent et rebondissent les unes après les autres avec, à chaque fois, l'émission d'une onde de choc.

A partir de la numérisation des images provenant de la cinématographie ultra rapide, une estimation de la surpression est réalisée en adoptant la relation d'état de Tait pour l'eau. Des surpressions de forte intensité ( $\approx 1$  GPa) sont ainsi mises en évidence.

Il est à noter que les surpressions de choc sont estimées dans la première microseconde qui suit le rebond de la cavité et que leur intensité décroît au fur et à mesure que l'onde de choc s'éloigne du centre d'émission. Il va de soi que l'érosion de cavitation résultant sur l'échantillon dépend de la distance entre la paroi et le centre de l'émission de l'onde de choc. L'examen d'un grand nombre de séquences cinématographiques ultra rapide met en évidence une grande disparité de la distance qui sépare les cavités résiduelles et la surface de l'échantillon.

Ces observations permettent d'énoncer:

- Les dégâts d'érosion sont dus aux ondes de choc émises lors du rebond des cavités tourbillonnaires.
- Les implosions et les rebonds successifs d'une cavité tourbillonnaire peut provoquer plusieurs impacts sur le matériau.
- La distance entre les centres d'émission des ondes de choc et la surface de l'échantillon est marquée par une grande disparité.

Ces résultats sont conformes avec les observations des dégâts réalisés sur un échantillon dans le GTC. En effet, le nombre des impacts est généralement supérieur au nombre de cycles de la vanne et leurs caractéristiques géométriques sont marquées par une grande disparité. La figure 3.37 illustre un exemple de l'érosion de cavitation occasionné sur un échantillon en acier inoxydable exposé pendant 10 heures dans le GTC.

Dans le domaine des machines hydrauliques, une couche mince en stellite est couramment utilisée pour couvrir la surface des aubes dans les zones susceptibles de subir l'érosion de cavitation. En effet, les caractéristiques mécanique de ce matériau lui confère une bonne résistance à l'érosion de cavitation. La Figure 3.38 illustre un impact réalisé sur un échantillon en stellite exposé dans le GTC. Ceci confirme que l'érosion de cavitation est un fléau qui n'épargne aucun matériau industriel de nos jours.

Figure 3.37: Dégâts d'érosion sur un échantillon en acier inoxydable.

Figure 3.38: Impact de cavitation sur un échantillon en stellite exposé dans le GTC.

### 3.6.2 Caractérisation énergétique de la surpression due à l'implosion

Etant donné une cavité tourbillonnaire en phase d'implosion, l'énergie potentielle maximum de l'ensemble formé par le fluide et la cavité constitue une bonne base pour la caractérisation de la surpression qui en résulte. Cette énergie, exprimée par le produit du volume maximum de la cavité et l'écart de pression à l'intérieur et à l'extérieur de cette dernière, montre une tendance monotone et croissante lorsqu'elle est comparée à la surpression de choc. Ce résultat constitue la base d'un modèle prédictif présenté plus loin dans ce document.

### 3.6.3 Comparaison avec la dynamique des bulles de cavitation

L'investigation de la dynamique des bulles de cavitation est un sujet qui a intéressé depuis longtemps la communauté scientifique. La raison de cet engouement réside dans la géométrie sphérique relativement simple qui se prête plus facilement à l'expérimentation aussi bien qu'à la modélisation numérique. En effet, comme nous l'avons déjà évoqué lors de la question de l'étalonnage dynamique (Chapitre 2), il est relativement aisé de produire et de contrôler une bulle de vapeur dans un liquide en provoquant une décharge électrique aux bornes d'électrodes immergées. La focalisation d'un faisceau laser pulsé est une alternative largement utilisée [2, 70].

Rayleigh [58] est l'un des premiers à avoir proposé un modèle mathématique décrivant l'implosion d'une cavité sphérique dans un milieu infini. Cette dernière est supposée vide et le fluide environnant est supposé incompressible, sans viscosité et préalablement au repos. Le modèle de Rayleigh permet de suivre l'évolution du rayon de la cavité pendant son implosion et donne une très bonne estimation de la durée de l'implosion [8, 44]. Toutefois, la vitesse de l'implosion et par suite la pression de choc tendent vers l'infini lorsque le rayon de la bulle tend vers zéro. En réalité, durant le stade final de l'implosion, la cavité ne peut pas être considérée comme vide, et les effets thermiques et de tension superficielle ainsi que la compressibilité et la viscosité du fluide doivent être pris en compte.

Depuis le modèle simple de Rayleigh [58], plusieurs auteurs ont mis en évidence le phénomène du rebond d'une bulle après son implosion et s'accordent pour l'associer à la présence de gaz dans la cavité. Le rebond de la bulle est générateur d'une surpression dont l'ordre de grandeur peut atteindre 1 GPa (10 kbar) [40]. Il en résulte que les bulles de cavitation sont potentiellement érosives. A la lumière de ce qui précède, on peut aisément associer la surpression au développement d'une onde de choc lors du rebond de la cavité.

Kornfeld et Suronov [45] ont été les premiers à suggérer que les instabilités de surface peuvent conduire à la formation d'un micro jet pendant l'implosion d'une bulle. En effet, lorsqu'une bulle de vapeur sphérique implose près d'une paroi solide, l'absence de la symétrie sphérique dans l'écoulement induit des instabilités de l'interface eau-vapeur. On assiste alors à la formation d'un micro jet qui traverse la cavité dans la direction perpendiculaire à la paroi comme le montre la Figure 3.39. En dehors de l'effet de paroi, le micro jet peut se produire lorsqu'une bulle est traversée par une onde de choc ou lorsqu'elle traverse un gradient de pression adverse. Dans le premier cas, le jet s'établit dans la même direction et le même sens que ceux de la propagation de l'onde de choc.

Figure 3.39: Développement du micro jet lors de l'implosion d'une bulle sphérique à proximité d'une paroi solide dans un champ de pression fluctuante (60 Hz). D'après Leighton [48] (publié précédemment par Prosperetti [57])

Dans le deuxième cas, le jet est porté par la trajectoire de la bulle et est de sens contraire à celui du mouvement de la bulle [21, 44].

Le phénomène du micro jet est mis en évidence à la fois par l'expérimentation [69, 16, 21, 70] que par le calcul numérique [11, 16]. La vitesse du micro jet varie linéairement avec la racine carrée de la différence de pression, et vaut typiquement 130 m/s pour une différence de pression de 1 bar. La pression de coup de belier qui en résulte est de 0.2 GPa environ [21].

Tomita & Shima [69] ont étudié la dynamique d'une bulle de vapeur et l'interaction entre le micro jet et l'onde de choc. La paroi solide est faite en résine d'époxy pour permettre la visualisation des ondes de choc et du champ des contraintes dans le solide. La mesure des surpressions dues au micro jet et à l'onde de choc montrent que leur intensité dépend étroitement du degré de proximité de la paroi solide. Les auteurs concluent que l'érosion résultante sur le matériau est le fruit d'une combinaison des actions du micro jet et de l'onde de choc.

Dans le cas des tourbillons de vapeur étudiés dans ce chapitre, l'examen d'un grand nombre de séquences de cinématographie ultra rapide ne révèle pas de manière claire l'existence d'un micro jet analogue à celui observé lors de l'implosion d'une cavité sphérique à proximité d'une paroi solide, du moins à l'échelle spatiale permise par les instruments de visualisation. En effet, la caméra *Cranz Schardin* adoptée dans cette investigation, produit des images négatives de taille 8x4 mm. La résolution spatiale est alors de l'ordre quelques dixièmes de millimètres.



## Chapitre 4

# EXPERIMENTATION SUR UN PROFIL ISOLE

## 4.1 Introduction

L'étude expérimentale de la dynamique de l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé, présentée au chapitre 3, révèle que le rebond de la cavité est accompagné par la génération d'une onde de choc de forte intensité qui se propage dans le liquide et le solide. La surpression qui en résulte, estimée à plusieurs GPa, dépasse la limite de déformation élastique de tous les matériaux industriels et est de ce fait responsable des dégâts d'érosion. En outre, il a été établi que l'énergie potentielle maximum de l'ensemble formé par le fluide et la cavité tourbillonnaire constitue une bonne base pour caractériser la surpression qui résulte de son implosion.

Dans le cas de la cavitation de bord d'attaque, on suppose que l'implosion des cavités tourbillonnaires, dans le sillage de la poche principale, s'effectue selon le même mécanisme que celui mis en évidence dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation (Figure 4.1). Ainsi, des ondes de choc de forte intensité seraient provoquées par les rebonds des cavités transitoires et seraient à l'origine des dommages occasionnés dans le sillage de la poche de cavitation.

L'approche énergétique développée dans le cas du tourbillon isolé peut être appliquée pour caractériser les surpressions induites par les implosions répétées des cavités convectées. Pour cela, on néglige les effets dynamiques dus aux variations de la pression dans le sillage de la poche et on suppose que le volume maximum d'une cavité transitoire ( $V_{max}$ ) ainsi que la pression maximum ( $p_{max}$ ) subie par cette dernière ont lieu dans la zone de fermeture de la poche de cavitation, soit:

$$p_{max} = p_f$$

$$V_{max} = V_f$$

Ainsi, l'énergie potentielle, notée  $E_f$ , de l'ensemble formé par le fluide et la cavité correspondant au volume maximum de cette dernière est donné par:

$$E_f = (p_f - p_v)V_f \quad (4.1)$$

A priori, le volume des cavités transitoires est une variable aléatoire continue qui peut prendre toute les valeurs comprises dans un intervalle donné. Il en est de même pour l'énergie potentielle  $E_f$ . On conçoit aisément que la connaissance du champ de pression moyenne dans le sillage de la poche et de la loi de distribution du volume maximum  $V_f$  des cavités transitoires permet de déduire l'histogramme de l'énergie potentielle  $E_f$ . Si en plus la fréquence de lâcher des cavités érosives est supposée connue, on aboutit à une description statistique du processus d'attaque hydrodynamique.

Par conséquent, le développement d'un modèle prédictif du processus d'attaque hydrodynamique associé à une cavitation d'entrée, utilisant l'approche énergétique, impose dans un premier temps l'examen de l'influence des paramètres hydrodynamiques (vitesse, incidence, niveau de pression,  $\dots$  etc) sur le volume et le taux de génération des cavités transitoires ainsi que sur le champ de pression dans le sillage de la poche de cavitation responsable de l'implosion de ces cavités.

En effet, l'observation des écoulements en présence d'une poche de cavitation révèle une grande disparité du volume des cavités transitoires. Le mécanisme de production de

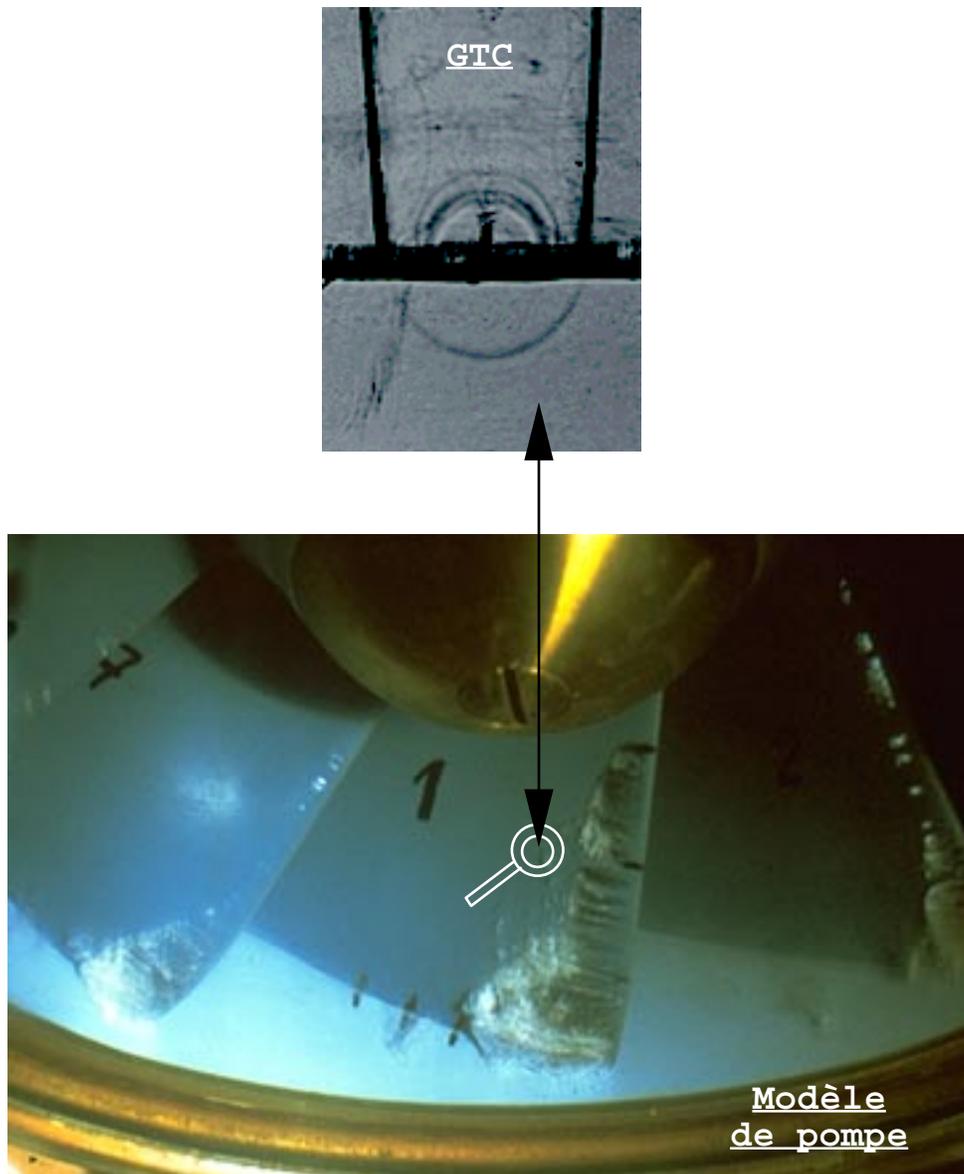


Figure 4.1: Implosion de cavités dans le GTC et dans un modèle de pompe centrifuge

ces cavités ainsi que leur taux de génération sont fortement influencés par les paramètres hydrodynamiques (vitesse, incidence, niveau de pression, ... etc). En dépit des très nombreuses études déjà consacrées à ce phénomène, cette influence n'est pas encore totalement élucidée.

Aussi, un ensemble d'expériences est entrepris dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF*. Le profil étudié, symétrique (de type NACA009), est équipé de 30 capteurs de pression instationnaire. Outre les visualisations, les mesures de fluctuations de pression, de vibrations et de luminescence sont effectuées. On propose, dans ce chapitre, une description de l'ensemble de ces expériences dont les résultats seront présentés et analysés dans les chapitres suivants.

## 4.2 Le tunnel de cavitation à grande vitesse

L'étude expérimentale d'un écoulement en présence de la cavitation partielle aussi bien dans le modèle réduit que dans le prototype d'une machine hydraulique présente des difficultés techniques importantes dues essentiellement au caractère tridimensionnel et confiné de tels écoulements ainsi qu'à la rotation de la machine. Ainsi l'Institut de machines hydrauliques et de mécanique des fluides s'est dotée d'un tunnel de cavitation à grande vitesse dont l'inauguration a eu lieu en 1984. Cette installation permet de reproduire les écoulements avec cavitation autour d'obstacles fixes et de géométrie simple. La vitesse à l'entrée de la veine d'essai peut atteindre 50 m/s. Le tunnel de cavitation a déjà fait l'objet de nombreuses descriptions [7]. Nous nous limiterons dans ce qui suit de rappeler les caractéristiques principales de cette installation. Une description plus détaillée est proposée dans l'annexe B où une attention particulière est accordée à la nouvelle gestion automatique du tunnel de cavitation.

### 4.2.1 Description de l'installation

Le tunnel de cavitation à grande vitesse dont un schéma est donné Figure 4.2 est un circuit fermé permettant de produire un écoulement cavitant autour d'un profil isolé. La veine d'essai possède une section carrée de 150x150 mm et une longueur de 750 mm (Figure 4.3) Afin d'assurer une bonne accessibilité de l'écoulement par les moyens de visualisation, trois des quatre faces de la veine sont rendues transparentes par l'emploi de hublots en plexiglas. Sur chacun de ces hublots, une plaque en verre de 1.5 mm d'épaisseur avec un traitement anti reflets est collée afin d'améliorer les caractéristiques optiques. Le quatrième hublot est utilisé pour l'introduction et la fixation des profils testés. La mise en incidence du profil est assurée par une roue dentée et une vis sans fin.

La pompe de circulation entraînée par un moteur de 500 kW permet d'atteindre un débit maximum de 1.125 m<sup>3</sup>/s correspondant à une vitesse dans la veine d'essai de 50 m/s et un nombre de Reynolds, basé sur la largeur de la veine d'essai, de  $5 \times 10^6$ .

Figure 4.2: Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse

Figure 4.3: La veine d'essai

## 4.2.2 Les paramètres d'exploitation

Les paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation sont les suivants:

- $p_1$ : Pression statique mesurée à l'entrée du convergent
- $p_2$ : Pression statique mesurée à la sortie du convergent
- $C_{ref}$ : Vitesse à l'entrée de la veine exprimée par:

$$C_{ref} = \frac{2\xi}{\rho} \sqrt{p_1 - p_2} \quad (4.2)$$

où  $\xi$  est fonction des pertes de charge dans le convergent.

- $\omega$ : La vitesse de rotation de la pompe de circulation
- $\sigma$ : Coefficient de cavitation défini par:

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2} \quad (4.3)$$

- $i$ : Incidence du profil
- $T$ : Température de l'eau d'essai

Une centrale d'acquisition de marque *Allen Bradley* joue le rôle du pilote du tunnel. Connectée aux différents instruments, elle assure la lecture et le contrôle des paramètres primaires ( $p_1$ ,  $p_2$ ,  $i$ ,  $T$  et  $\omega$ ) ainsi que le calcul des paramètres dérivés ( $C_{ref}$  et  $\sigma$ ). La modification des valeurs de consigne peut être effectuée soit de manière locale en agissant sur les boutons poussoir situés sur le tableau de bord soit à distance en envoyant les ordres sur une ligne sérielle de type *RS232*.

## 4.2.3 Le serveur temps réel des paramètres de l'écoulement

Afin de satisfaire les besoins des expériences modernes, un serveur de paramètres du tunnel est développé sur une station de travail de type *HP 745i* sous l'environnement *Unix*. Le choix de cet environnement multi tâches et multi utilisateurs est motivé par ses performances dans les domaines de partage de l'information et du temps réel.

Le serveur, développé en langage C, assure l'interface entre les utilisateurs et la centrale d'acquisition à travers une ligne sérielle. Il permet à plusieurs clients de disposer des paramètres d'exploitation du tunnel en temps réel<sup>1</sup> ou de modifier les paramètres de consignes. Le réseau informatique *EtherNet* et le protocole *TCP/IP*, sont utilisés comme support de l'information pour satisfaire les clients externes.

Le choix du système *Unix*, du langage C et du protocole *TCP/IP* offre l'avantage d'une solution indépendante de la configuration matérielle.

Une description plus détaillée du serveur du tunnel de cavitation est proposée dans l'annexe B.

---

<sup>1</sup>La définition de la notion du temps réel est donnée dans l'annexe B

### 4.3 Le profil expérimental

Le profil expérimental est un profil symétrique de type NACA009 possédant une corde de 100 mm et une envergure de 150 mm. Pour des raisons de tenue mécanique, ce profil est tronqué à 90 % de la corde. La forme du bord de fuite représentée sur la Figure 4.4 est délibérément rendue asymétrique pour atténuer les vibrations induites par le lâcher des tourbillons de von Kármán . En effet, avec une troncature droite, le couplage hydrodynamique s'étend sur une plage de vitesse allant de 13 m/s à 30 m/s environ. La dissymétrie introduite dans le bord de fuite réduit cette plage à l'intervalle allant de 13 m/s et 17 m/s environ. Toutefois, l'influence des tourbillons de von Kármán sur le comportement dynamique de la poche de cavitation sera examinée comme un facteur d'excitation forcée.

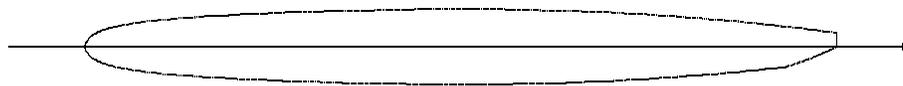


Figure 4.4: Le profil expérimental: NACA009

## 4.4 Mesure des fluctuations de pression, de vibration et des dimensions de la poche de cavitation

### 4.4.1 Mesure des fluctuations de pression

Afin de rendre compte des fluctuations de pression provoquées par la présence d'une poche de cavitation partielle, trente capteurs de pression absolue sont montés en quinconce dans le profil expérimental de manière à couvrir une grande partie du profil comme le montre la Figure 4.5. Il s'agit de capteurs piézo résistifs *Keller* déjà présentés au chapitre 2.

L'élément sensible de chacun des capteurs, de dimensions 2.2 x 2.2 x 1 mm, est placé au centre d'une pastille en acier de 4.5 mm de diamètre et 2 mm de hauteur et est protégé par une couche de silicone Figure 4.6. Afin d'éviter la destruction des capteurs de pression par la cavitation, nous avons choisi de les noyer dans le profil. La pression est alors transmise par des trous cylindriques de diamètre 0.5 mm et de longueur 1 mm environ, percés perpendiculairement à la surface du profil.

La gamme de mesure s'étend de 0 à 28 bar. Toutefois, lors de la première campagne de mesure, les trente capteurs de pression ont été tous détruits après quelques heures de fonctionnement sous l'effet des implosions répétées ainsi que des vibrations intenses du profil induites par la cavitation. De nouveaux capteurs possédant une gamme de mesure de 0 à 200 bar sont ensuite adoptés. Cet incident est venu nous rappeler le résultat du chapitre précédent à savoir que les tourbillonnaires de vapeur sont des cavités érosives.

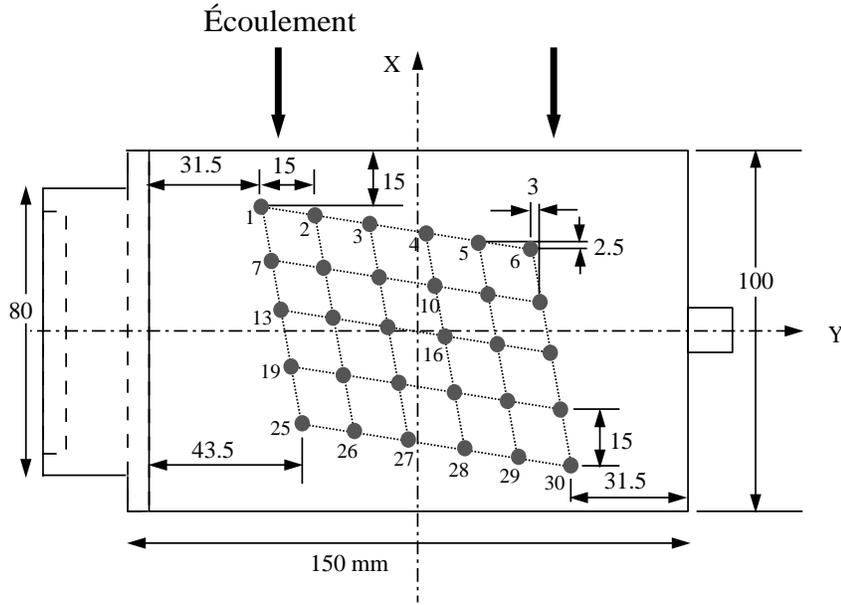


Figure 4.5: Disposition des capteurs de pression sur le profil expérimental

#### 4.4.2 Implantation des capteurs dans le profil expérimental

A partir d'un bloc métallique en acier inoxydable nous avons d'abord procédé aux perçages des trous de diamètre 4.5 mm par lesquels les capteurs seront introduits, les trous de passage des câbles ainsi que les trous de prises de pression de 0.5 mm de diamètre (Figure 4.7). Ces perçages sont exécutés par électroérosion. Ensuite, nous avons procédé à la découpe par électroérosion du profil dont la surface est ultérieurement rectifiée. Les trente capteurs de pression sont alors introduits dans le profil et fixés à l'aide d'une colle spéciale. Une fois le passage des câbles achevé, nous avons bouché les trous qui ont servi à l'introduction des capteurs à l'aide de 'gelcoat' (Figure 4.6). Les différentes étapes de réalisation sont illustrés sur les photos de la Figure 4.7.

#### 4.4.3 Chaîne de mesure

La chaîne de mesure du champ de pression instationnaire sur la paroi du profil est illustrée Figure 4.9. L'alimentation de chacun des capteurs de pression est assurée par une source de courant indépendante. Le signal de pression correspondant est ensuite amplifié au moyen d'un amplificateur dont le gain peut prendre les valeurs 1, 10, 100, 200 ou 500. La fréquence de coupure maximale de ces amplificateurs est de 100 kHz. Une batterie de 32 filtres passe-bas et de 32 filtres passe-haut est utilisée afin de filtrer les signaux de pression avant l'entrée dans l'enregistreur.

La numérisation et le stockage des signaux de pression sont assurés par les modules *LeCroy* 6810 (pour les enregistrements à haute fréquences) et 8212A (pour les enregistrement basses fréquences). Le logiciel *Analyst* [29] est utilisé pour piloter les enregistreurs numériques.

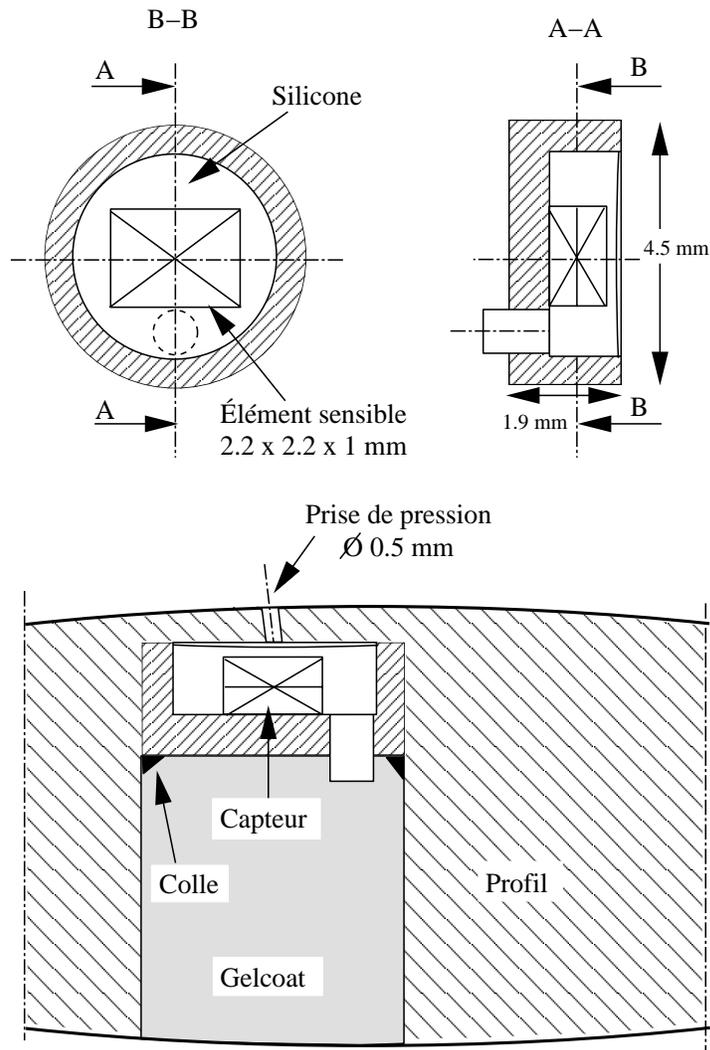


Figure 4.6: Dessin de détail d'un capteur *Keller* et montage dans le profil expérimental

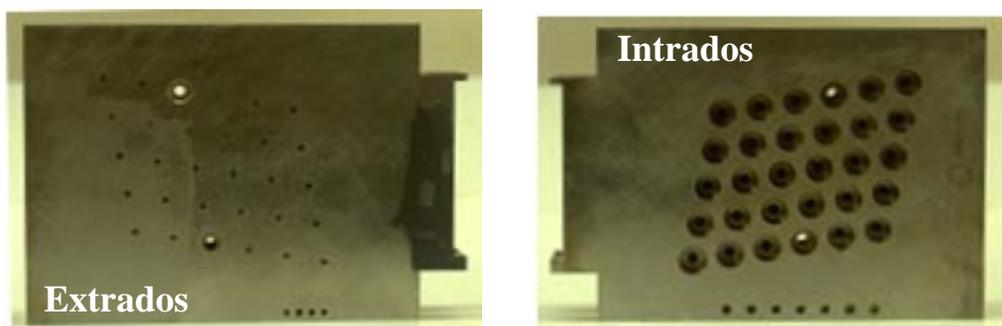


Figure 4.7: Vue des cotés intrados et extrados du profil en cours de réalisation

#### 4.4.4 Etalonnage statique des capteurs de pression

L'étalonnage statique des capteurs de pression est effectué avec le profil monté dans la veine d'essai. La pression dans le tunnel est alors variée de 0.2 à 10 bar et la réponse moyenne de chacun des capteurs est comparée à celle de l'étalon de transfert de pression (*Huber*).

La figure 4.8 montre la courbe d'étalonnage statique obtenue par régression linéaire et correspondant au capteur No 1. Nous avons reporté sur ce même graphe les écarts absolus exprimés en mbar des valeurs mesurées par rapport à la droite d'étalonnage. On observe alors une très bonne linéarité de la réponse statique du capteur en question.

Figure 4.8: Courbe d'étalonnage statique du capteur N°1

#### 4.4.5 Mesure des vibrations et du bruit acoustique induits par la cavitation

La mesure de vibrations induites par la cavitation est assurée par un accéléromètre Kistler 8614A ayant une fréquence de résonance de 125 kHz et une sensibilité de 2.61 mV/g. Ce capteur est fixé sur le porte profil comme illustré sur la Figure 4.9.

Le bruit acoustique induit par la cavitation est mesuré par un capteur de pression instationnaire *Kistler* 601A monté en paroi de la veine d'essai.

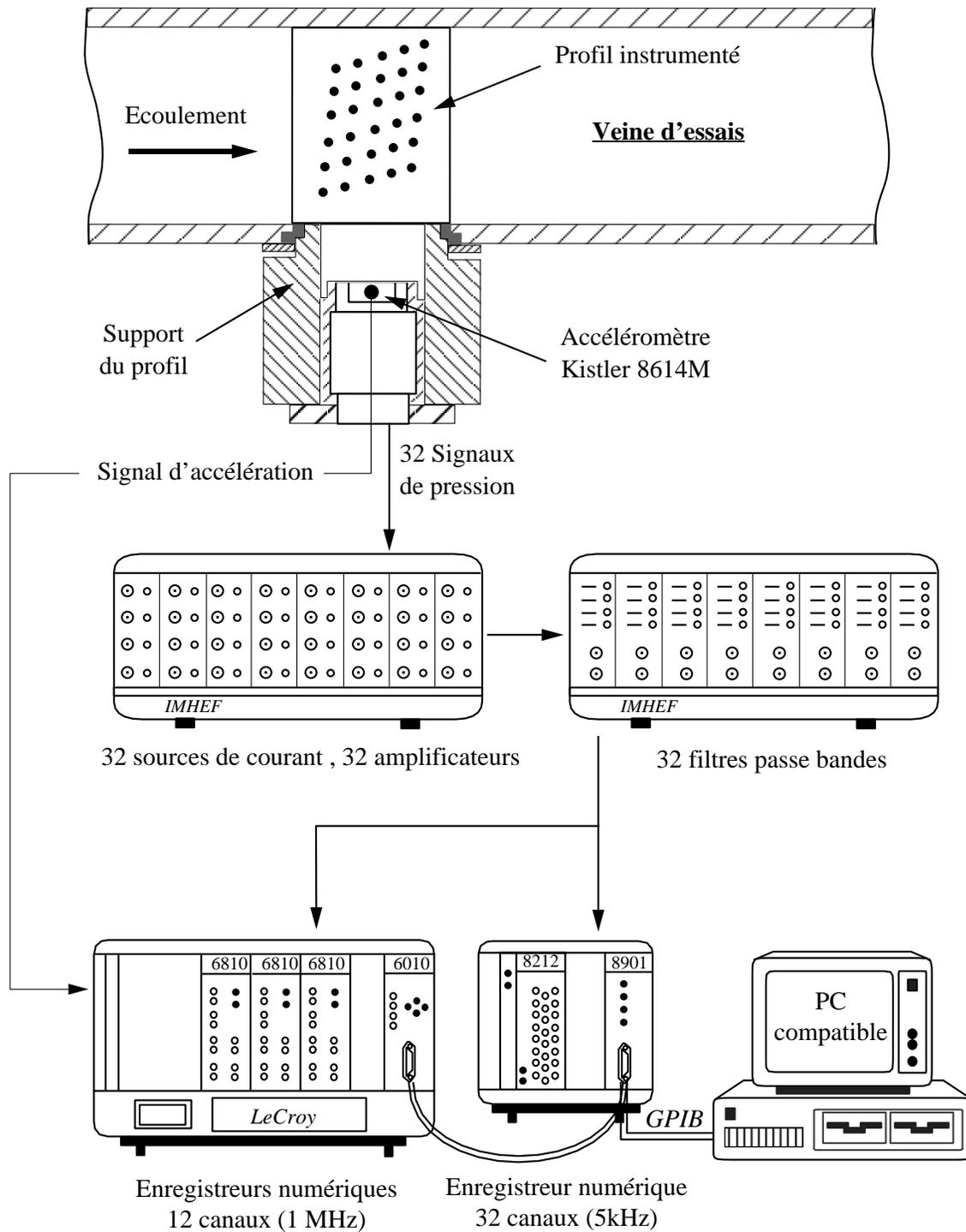


Figure 4.9: Principe de mesure des pressions instationnaires et des vibrations

#### 4.4.6 Etalonnage dynamique des capteurs de pression et de vibration

L'étalonnage dynamique des capteurs de pression est nécessaire au moins pour deux raisons. D'abord parce que le fabricant ne fournit pas les réponses en fréquence de ces capteurs. Ensuite parce que la configuration de travail adoptée a une influence sur la réponse dynamique des capteurs. En effet, le volume laissé libre par un capteur de pression associé à la prise de pression constitue un résonateur de Helmholtz qui amplifie la pression autour de sa fréquence propre. La détermination des fonctions de transfert des capteurs de pression permet de contrôler leur linéarité et de corriger les altérations des signaux de pression. L'étalonnage des capteurs de pression ainsi que de l'accéléromètre dans leurs configurations de travail est effectué au moyen du générateur d'impulsion de pression présenté dans le chapitre 2. Le profil instrumenté est monté dans la veine d'essai et le porte bougie est fixé à la paroi. Un capteur Kistler, monté dans une sonde, est introduit dans la veine d'essai à une distance de la source d'explosion environ égale à la distance moyenne de cette dernière et des capteurs à étalonner. Ce capteur est utilisé comme capteur de référence. La Figure 4.10 illustre la procédure expérimentale.

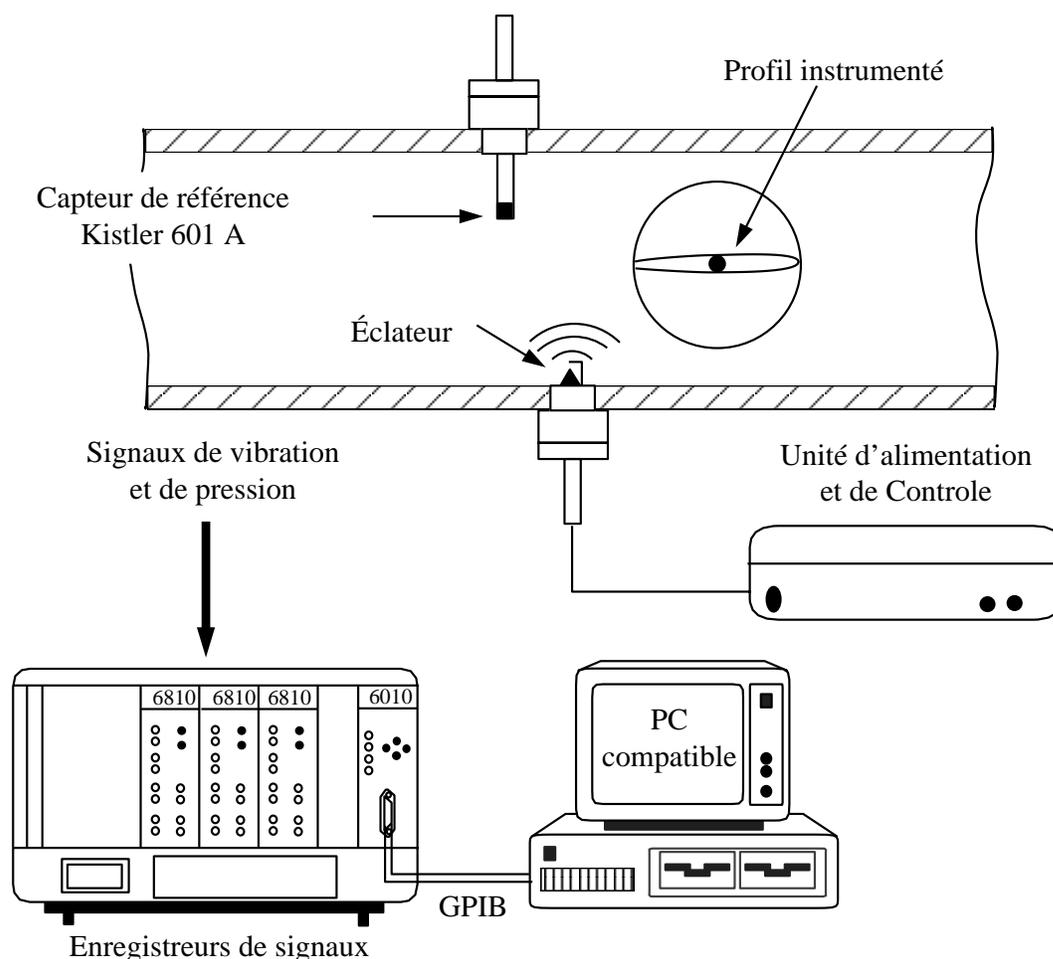


Figure 4.10: Etalonnage des capteurs instationnaires dans la veine d'essai

16 explosions aux bornes de la bougie sont alors réalisées dans la veine d'essai. La tension d'alimentation du générateur d'impulsion de pression est fixée à 4.3 kV et la capacité est de  $2 \mu\text{F}$ , soit une énergie de 18.4 J par explosion. A chaque fois, les réponses de 2 capteurs parmi les 30 capteurs de pression et celle de l'accéléromètre ainsi que la réponse du capteur de la pression de référence sont numérisés avec une cadence d'échantillonnage de 1 MHz. Les 16 segments ainsi obtenus permettent d'estimer les spectres et interspectres ainsi que les fonctions de transfert et les fonctions de cohérence. La figure 4.11 montre les traces temporelles des réponses du capteur de pression *Keller N°3*, du capteur de référence ainsi que la réponse de l'accéléromètre à une explosion dans la veine. Rappelons que chaque explosion est responsable de la génération d'une bulle de vapeur qui grossit de manière explosive en émettant une onde de choc fortement ressentie par les trois capteurs. On assiste ensuite à l'implosion et au rebond de la bulle avec l'émission d'une deuxième onde de choc également visible sur les signaux temporels à un intervalle 0.8 ms environ de l'instant de l'explosion.

Les spectres moyens relatifs à la pression  $p_3$  et à la pression de référence  $p_{ref}$  sont représentés Figure 4.12. On relève une bonne concordance des signaux de l'excitation et de la réponse dans la plage de fréquence allant jusqu'à 45 kHz environ. La fonction de transfert et la fonction de cohérence relatives au signal  $p_3$  sont représentées sur la même figure. Une faible amplification du signal est observée à la fréquence de résonance du profil ( $\approx 850$  Hz) ainsi qu'autour de la fréquence de 19 kHz. Cette dernière est attribuée au résonateur de Helmholtz constitué par l'ensemble de la prise de pression et l'espace laissé libre par le capteur. Une très bonne cohérence est observée pour des fréquences inférieures à 45 kHz. Ceci témoigne d'une bonne linéarité du capteur de pression dans cette plage de fréquence.

Par ailleurs, le spectre moyen de l'accélération ainsi que les fonctions de transfert et de cohérence correspondantes sont représentés Figure 4.12. Le spectre de l'accélération montre une concentration de l'énergie autour des fréquences propres de la structure. La première et la deuxième plage de fréquence s'étendent respectivement de 4 à 6 kHz et de 12 à 15 kHz environ. La bonne cohérence observée dans ces plages de fréquence Figure 4.13 montre que les capteurs de pression sont sensibles aux vibrations du profil.

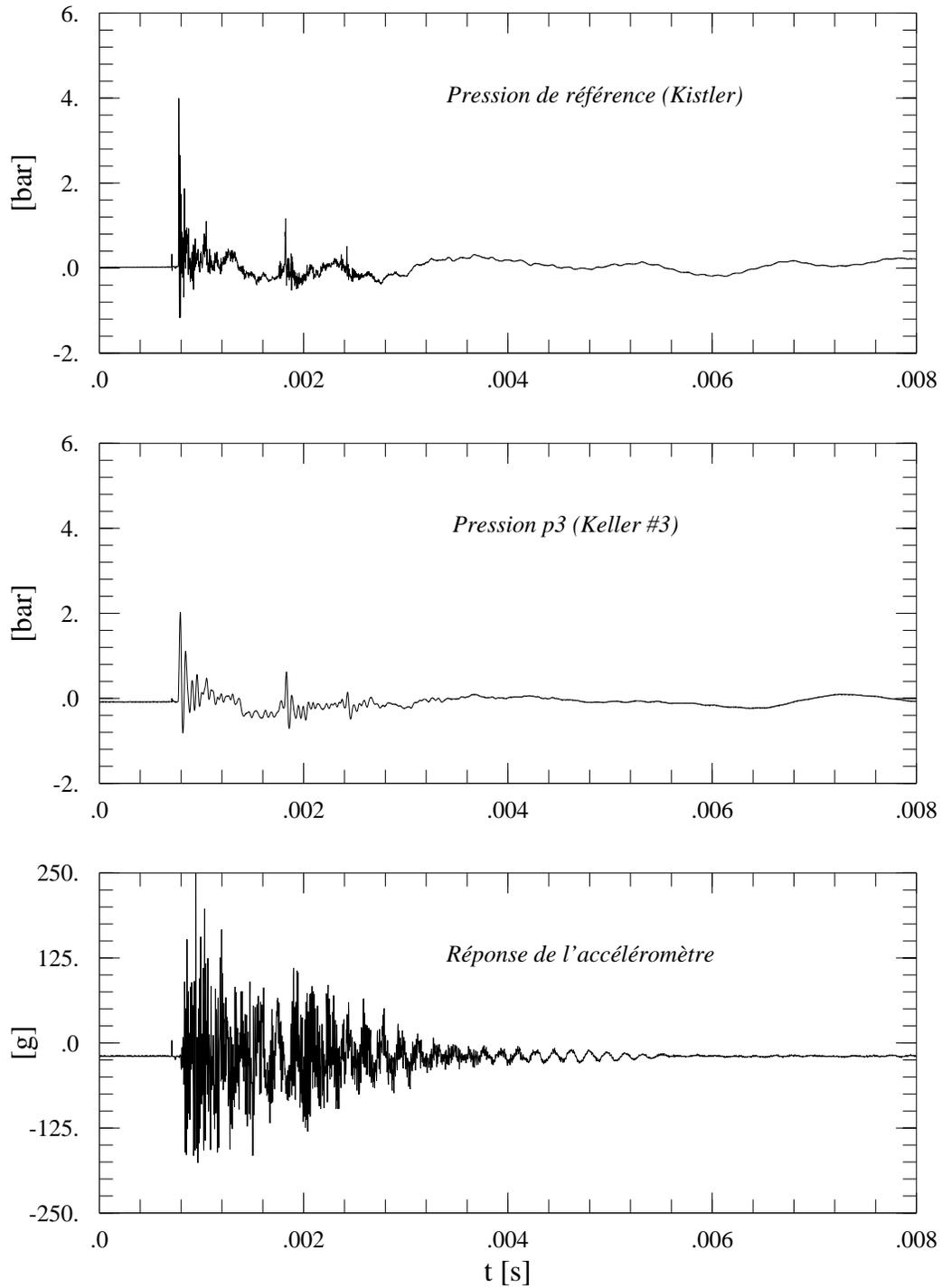
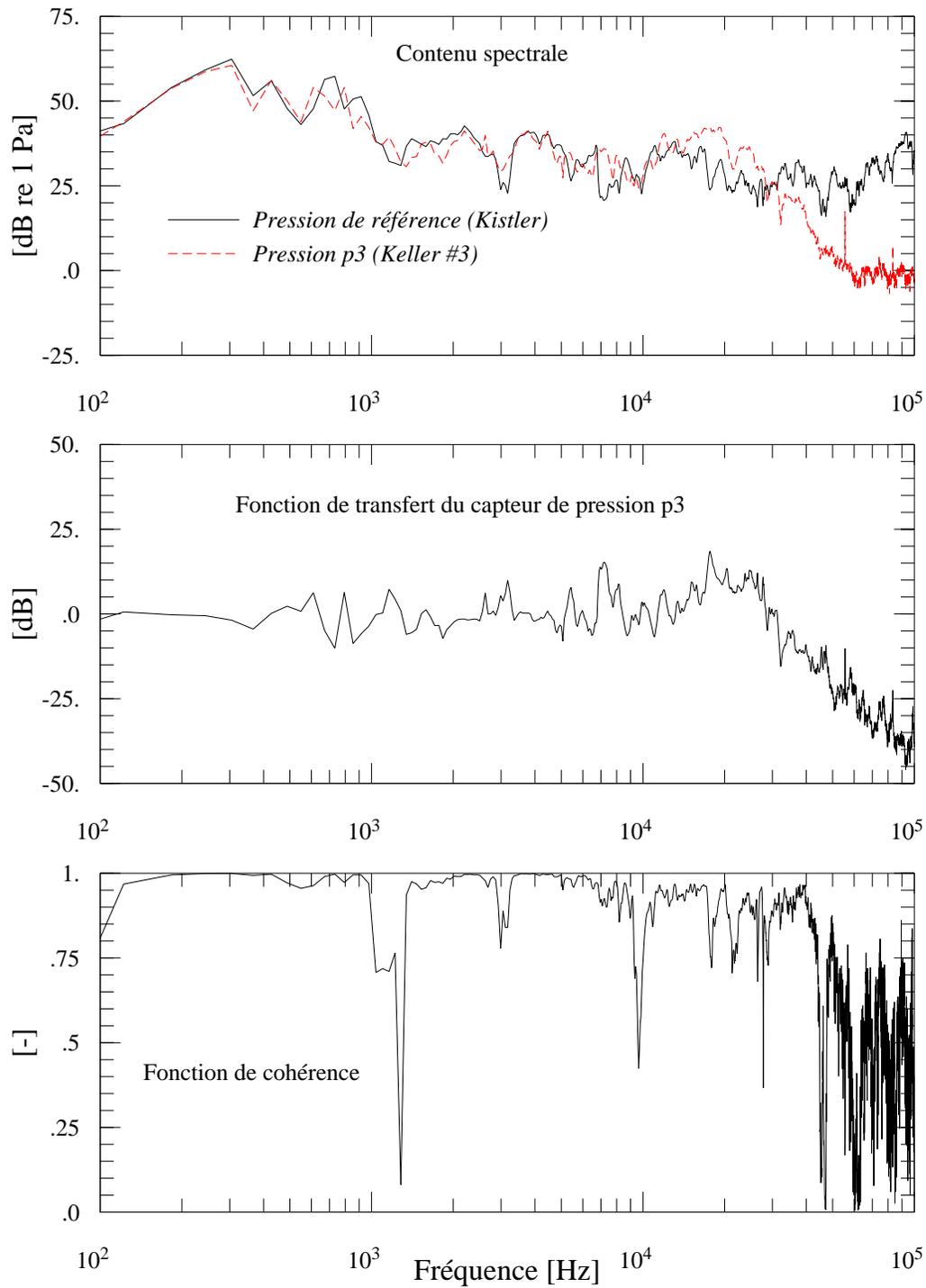


Figure 4.11: Traces temporelles des réponses des capteurs à une explosion

Figure 4.12: Spectres des pressions  $p_3$  et  $p_{ref}$ , fonction de transfert et fonction de cohérence

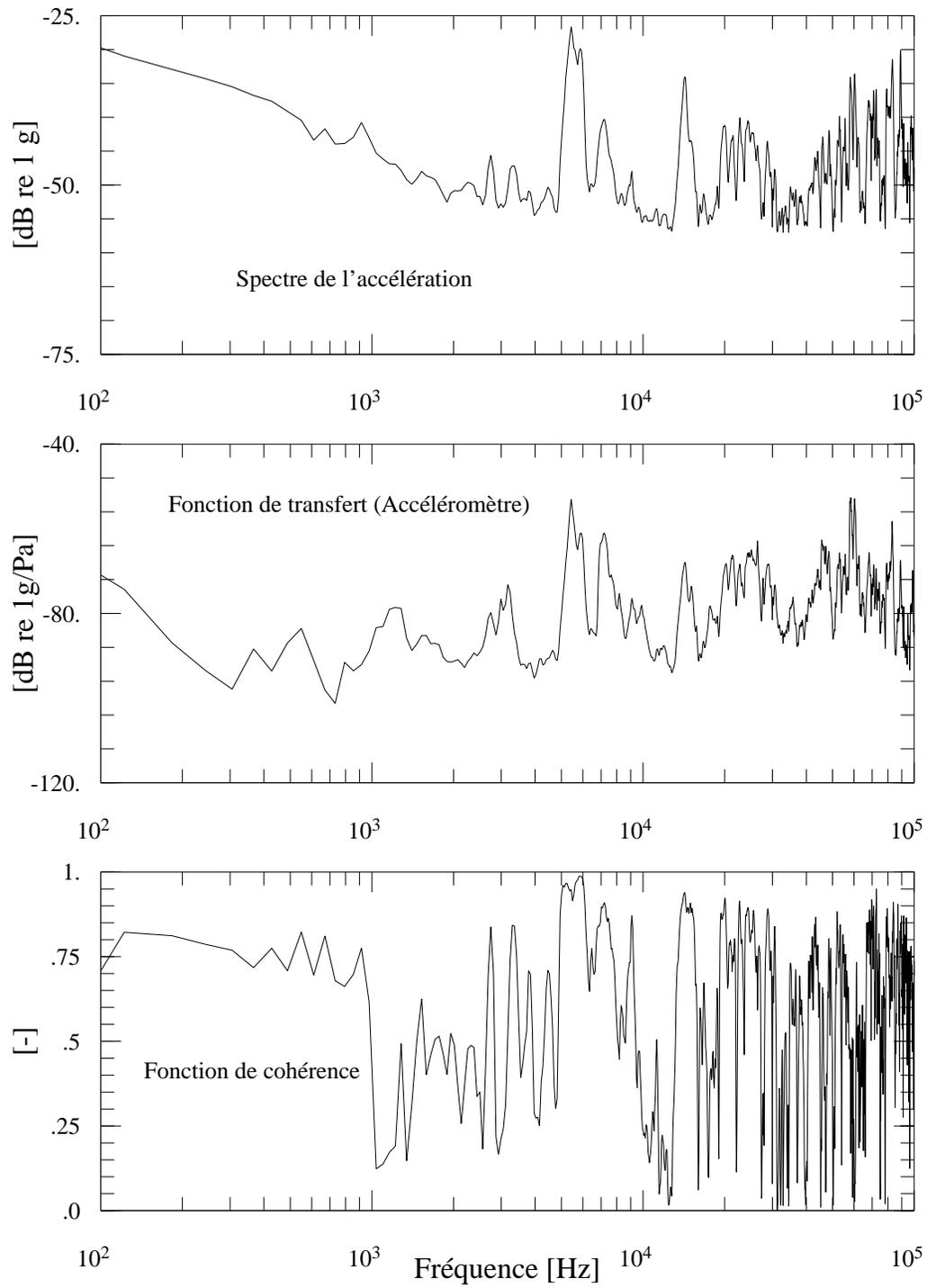


Figure 4.13: Spectre des vibrations, fonction de transfert et fonction de cohérence

#### 4.4.7 Mesure des dimensions de la poche de cavitation

Le relevé de la forme de la poche de cavitation est réalisé au moyen d'une caméra CCD en illuminant la poche avec une tranche de lumière plane. La source de lumière est réalisée en convergeant un faisceau laser de puissance 5 W sur une lentille cylindrique comme le montre la figure 4.14. On obtient ainsi un faisceau divergent de faible épaisseur ( $< 1$  mm) éclairant le profil sur toute la longueur. Un obturateur électro optique permet d'obtenir un éclairage de très courte durée ( $2\mu s$ ). Les images ainsi réalisées sont numérisées avec une résolution de 8 bits. Le traitement d'images consiste à calculer la longueur  $l$  et la hauteur maximale  $h$  de la poche de cavitation par interpolation polynomiale.

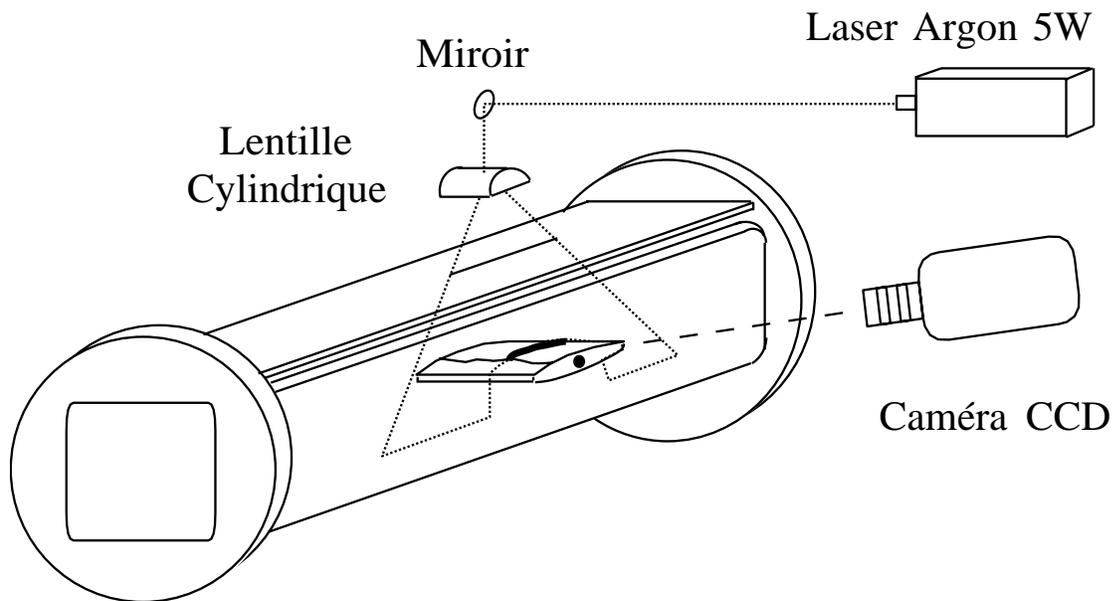


Figure 4.14: Mesure des dimensions de la poche de cavitation

#### 4.4.8 Procédure expérimentale

Les expériences sont menées en contrôlant simultanément les trois processus suivant:

- Saisie des paramètres globaux de l'écoulement (notamment  $C_{ref}, \sigma, i, p_1$  et  $p_2$ )
- Acquisition des signaux instationnaires (pression et vibration)
- Saisie des profils de poche avec la tranche de lumière

Le PC consacré à l'acquisition des signaux joue le rôle du maître. Le protocole expérimental peut être décrit par les étapes suivantes:

1. Le PC maître envoie un message au serveur du tunnel. Ce dernier entame l'acquisition et le calcul de la moyenne des grandeurs hydrodynamiques
2. Le PC maître arme les enregistreurs numériques.

3. Le PC maître envoie un message au PC dédié à l'acquisition des images
4. Le PC images envoie un signal de déclenchement aux enregistreurs numériques et entame l'acquisition et le stockage des images
5. Sitôt que l'enregistrement des signaux est achevé, le PC maître envoie un message au serveur du tunnel pour l'avertir de la fin de la procédure et recueille les valeurs moyennes des paramètres hydrodynamiques.
6. Le PC maître effectue le transfert des signaux sur le disque dur

Ainsi, pour des paramètres hydrodynamiques fixés, les tâches suivantes sont synchronisées:

- Numérisation et stockage des 30 signaux de pression au moyen de l'enregistreur *LeCroy* 8212A. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 1 kHz
- Numérisation et stockage de 10 signaux de pression au moyen de 3 enregistreurs *LeCroy* 6810. La fréquence d'échantillonnage est fixée à 200 kHz. Les signaux de pression sont filtrés passe-bas à 50 kHz
- Saisie de 16 images vidéo avec la caméra *Phillips*. La cadence de prise de vues est de 25 images/s
- Numérisation et stockage du signal d'accélération avec la cadence de 200 kHz

#### 4.4.9 Les conditions hydrodynamiques exploitées

Nous avons résumé dans la figure 4.15 les conditions expérimentales que nous avons explorées. L'incidence du profil est prise égale à 2, 2.5, 3.0, 3.5 et 4°. La vitesse à l'entrée de la veine est variée de 15 à 36 m/s correspondant à une plage de variation du nombre de Reynolds de  $1.5 \cdot 10^6$  à  $3.6 \cdot 10^6$ . La longueur de la poche est variée en ajustant le coefficient de cavitation.

## 4.5 Mesure de la luminescence

### 4.5.1 Principe

Le phénomène de luminescence (ou sono luminescence) est généralement observé lors de pulsations ultrasonores de bulles de gaz. Leighton [48] ainsi que Dear & Field [21] ont étudié ce phénomène et montrent que l'effondrement d'une bulle de gaz peut être accompagné de la génération de lumière issue de part et d'autre du micro jet. Les auteurs soutiennent que lors du collapse d'une cavité sphérique, le gaz localisé de part et d'autre du micro jet est fortement comprimé et entraîne une augmentation considérable de la température. En effet, un calcul simple basé sur une transformation adiabatique montre que lorsque le gaz occupe 10% de son volume initial, la température est de 750 °K. La création de radicaux libres qui en résulte au sein du gaz est responsable de l'émission de

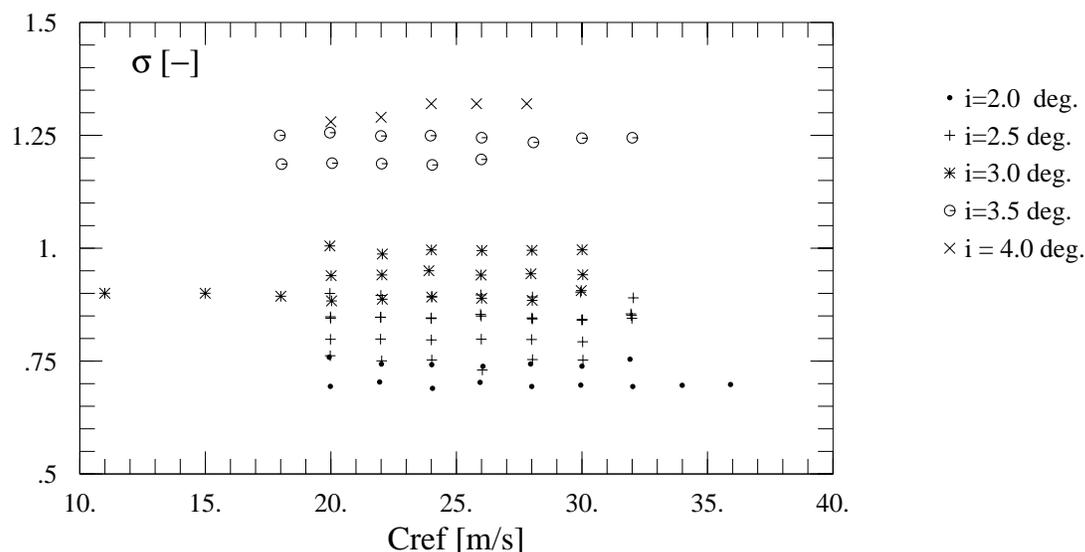


Figure 4.15: Conditions hydrodynamiques explorées

la lumière. La comparaison du contenu spectral de la lumière émise par l'implosion d'une bulle et celui du corps noir montre que la température peut dépasser 10'000 °K [48].

La luminescence est caractérisée par une intensité trop faible pour être détectée par l'oeil humain. Aussi, un équipement d'observation adéquat est indispensable. Les premières mesures de la luminescence ont été conduites au moyen de plaques photosensibles. Aujourd'hui, les photomultiplicateurs aussi bien que les intensificateurs d'image sont largement adoptés.

Dans le cas des photomultiplicateurs, chaque photon qui vient heurter la photocathode d'entrée, provoque l'émission de plusieurs électrons. Ces derniers sont accélérés et viennent heurter à leur tour une deuxième électrode (appelée dynode) et provoquent l'émission d'un plus grand nombre d'électrons. L'emploi de plusieurs dynodes (typiquement une dizaine), permet une amplification du nombre d'électrons. Ces derniers sont finalement recueillis sur une anode. Ainsi, un photon isolé peut générer une impulsion électrique détectable.

Dans le cas des intensificateurs d'images, les dynodes sont des écrans phosphorescents qui produisent une amplification du nombre de photons. Ces derniers sont guidés par un champ magnétique qui fait correspondre, point par point, l'écran d'entrée (cathode) à l'écran de sortie (anode). Ceci offre l'avantage, par rapport aux photomultiplicateurs, de conserver l'information spatiale. Toutefois, la résolution temporelle est plus faible du fait des écrans phosphorescents.

## 4.5.2 Dispositif expérimental

La mesure de la luminescence dégagée par un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle est entreprise dans le tunnel de cavitation. Le système de détection est constitué d'un photomultiplicateur, d'une source de tension et d'un compteur de photon (*EG&G 5C1*). Pour chaque photon qui heurte la cathode d'entrée, le photomultiplicateur produit une impulsion électrique qui est conditionnée à travers le compteur de photons. On obtient ainsi un signal en tension d'amplitude 0.1 V et de très courte durée ( $\approx 10$  ns).

Le Photomultiplicateur est disposé sur la face supérieure de la veine d'essai, à environ 160 mm au dessus du profil expérimental (voir Figure 4.16). Un analyseur numérique (*Nicolet 370*) est utilisé pour examiner les caractéristiques statistiques des temps d'arrivée des photons.

La mesure de la luminescence est une entreprise délicate du fait des faibles intensités lumineuses mise en jeux. En effet, il est impératif de réaliser les mesures dans l'obscurité la plus absolue. Pour satisfaire cette condition, les expériences sont conduites après le coucher du soleil en mettant hors service toute source de lumière. En outre, la veine d'essai est recouverte de plusieurs couches d'un drap opaque de couleur noir. Notons que malgré ces précautions, le bruit de fond est faible mais non nul.

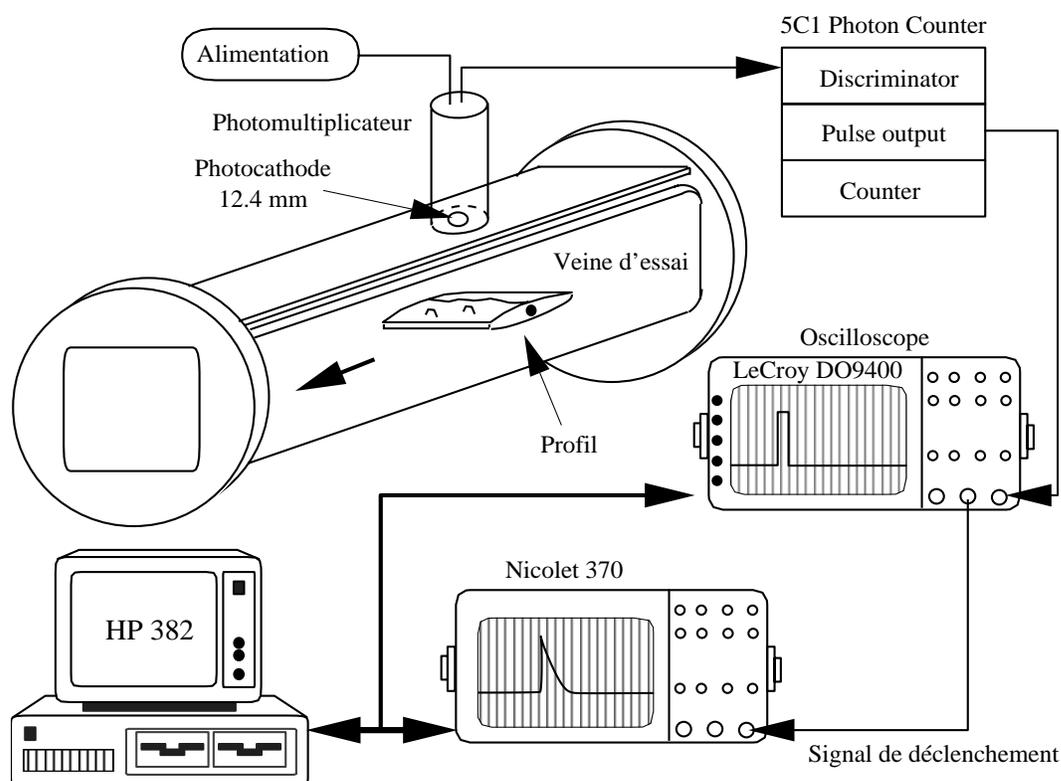


Figure 4.16: Mesure de la luminescence dans le tunnel de cavitation

## Chapitre 5

# MECANISME DE GENERATION DES CAVITES EROSIVES

## 5.1 Introduction

La dynamique de la poche de cavitation partielle revêt une importance primordiale dans le processus de l'érosion de cavitation. En effet, le mécanisme de génération des cavités tourbillonnaires, responsables de l'érosion de cavitation, et par suite, l'intensité et le taux d'érosion, est fortement conditionné par le comportement dynamique de la poche de cavitation.

Plusieurs travaux ont déjà été consacrés à la dynamique de la poche de cavitation et au phénomène du lâcher des cavités érosives, mettant en évidence les influences de l'angle d'incidence, du nombre de Reynolds et de la rugosité de l'aube au bord d'attaque. Dupont [23] a effectué des mesures de profils de vitesse par anémométrie laser dans un écoulement autour d'un profil bidimensionnel et en a déduit un schéma de formation des cavités transitoires que nous avons reporté Figure 5.1. Le cisaillement intense qui règne à l'interface eau-vapeur est générateur de vorticités qui s'organise selon des lignes perpendiculaires à l'écoulement. L'interaction de ces lignes de vorticités avec les instabilités de type Kelvin-Helmholtz conduit à la formation de tourbillons en forme de fer à cheval qui s'appuient sur la paroi solide. Les spectres de vitesse montrent que les pulsations de la poche sont gouvernées par la loi de Strouhal avec un nombre de Strouhal se situant autour de la valeur 0,28. L'auteur a relevé une forte influence du nombre de Reynolds sur les dimensions de la poche de cavitation: pour une augmentation de la vitesse amont de 15 à 40 m/s, l'allongement de la poche peut atteindre 75%.

Par ailleurs, l'interaction entre la dynamique de la poche de cavitation et la couche limite a reçu une attention particulière de la part des chercheurs. Arakeri [3] a étudié les effets visqueux sur le développement d'une poche de vapeur attachée et a montré que le point de détachement se situe en aval du décollement laminaire. Ce dernier constitue une condition nécessaire pour le développement d'une poche de vapeur attachée, Figure 5.2. Franc et Michel [32] ont longuement étudié la dynamique de la poche de vapeur sur différents types de profil et ont confirmé la forte interaction entre la morphologie de la poche de cavitation et celle de la couche limite près du bord d'attaque.

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale de la dynamique de la poche de cavitation partielle et des cavités tourbillonnaires qui s'en détachent. Nous avons mené ces investigations dans le tunnel de cavitation à grande vitesse de l'*IMHEF* avec un profil symétrique (NACA009). La gamme des nombres de Reynolds testés ainsi que le dispositif expérimental, présenté dans le chapitre 4, constituent l'originalité de notre étude.

## 5.2 Dynamique de la poche de cavitation

Les dimensions, la densité spatiale et le taux de génération des cavités érosives sont conditionnés par la dynamique de la poche de cavitation principale. Il en est de même, par conséquent, pour le risque d'érosion. Aussi, nous allons examiner dans ce paragraphe la morphologie, l'homogénéité ainsi que la stabilité de la poche de cavitation.

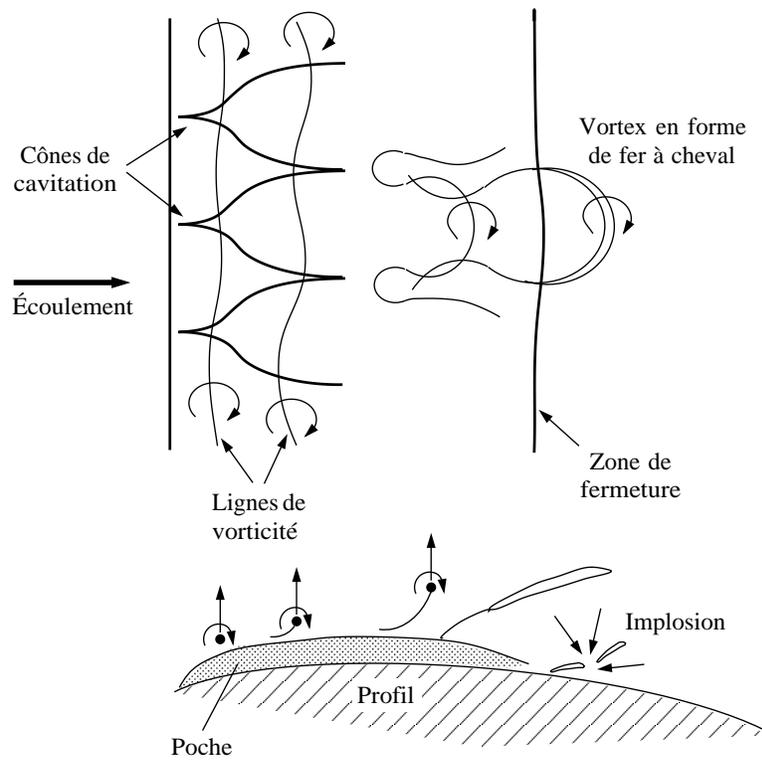


Figure 5.1: Schéma de formation des cavités tourbillonnaires (Dupont).

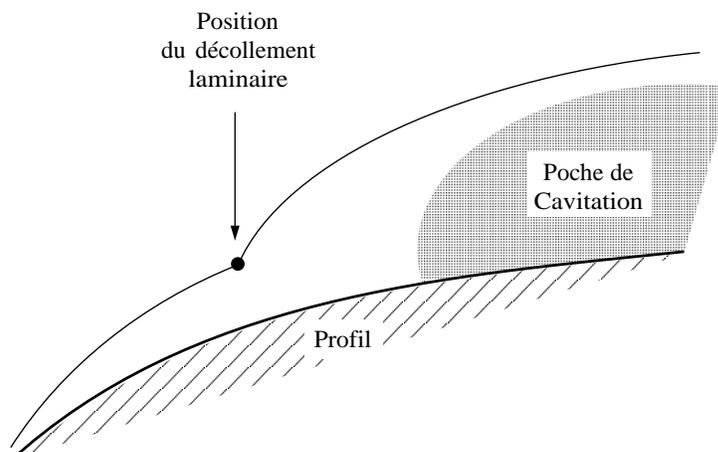


Figure 5.2: Condition de développement d'une poche de cavitation (Arakeri).

## 5.2.1 Morphologie

L'observation de la poche de cavitation est entreprise au moyen de visualisations photographiques pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques. La figure 5.3 montre un exemple de développement de la poche de cavitation relatif à une vitesse amont de 20 m/s, une incidence de  $2.5^\circ$  et un coefficient de cavitation de 0.81. On note que le détachement de la poche de cavitation est formé de plusieurs cônes qui se rejoignent pour former la cavité de vapeur.

La poche de cavitation présente un aspect transparent près de la ligne de détachement. Plus loin en aval, l'aspect de la poche devient *mousseux*. la frontière qui marque le changement de l'aspect de la poche de vapeur est en général une courbe tridimensionnelle. Ce changement d'aspect peut être expliqué par la transition à la turbulence de l'écoulement au voisinage immédiat de la poche de vapeur.

## 5.2.2 Stabilité

L'observation du comportement de la poche de cavitation conduit à considérer deux régimes différents que nous appellerons: le régime stable et le régime instable.

### 5.2.2.1 Le régime stable

Ce régime est caractérisé par une poche de cavitation présentant des pulsations de faibles amplitudes par rapport à sa longueur. Les cavités tourbillonnaires, se détachant de la zone de fermeture, sont de dimensions faibles par rapport aux dimensions de la poche de vapeur. Ces cavités subissent un effondrement dans le voisinage immédiat de la zone de fermeture. La figure 5.3 illustre un exemple de la cavitation stable.

### 5.2.2.2 Le régime instable

Sous certaines conditions hydrodynamiques, la poche de cavitation présente un comportement fortement instable caractérisé par une augmentation sensible des niveaux de vibrations et du bruit. Dans ce cas, l'amplitude de pulsations de la poche de cavitation est comparable à sa longueur et la zone de fermeture ne peut plus être facilement localisée. La figure 5.4 illustre ce comportement, vue du haut et de côté de la veine d'essai, pour une vitesse amont de 30 m/s, une incidence de  $3.5^\circ$  et un coefficient de cavitation de 1.0. Dans ce cas, les cavités transitoires se détachent près du bord d'attaque et leur taille est du même ordre de grandeur que les dimensions de la poche. La cavité principale est constamment détruite et reconstruite et on peut aisément observer le développement du jet rentrant largement commenté dans la littérature.

Plusieurs auteurs désignent le régime instable de la poche de vapeur par la cavitation à nuage de bulles ("*Bubble Cloud Cavitation*"). Cette appellation est motivée par la forte concentration de bulles de vapeur observée autour des cavités transitoires. En effet, la vorticité intense de ces cavités constitue un piège pour les micro bulles contenues dans l'eau qui viennent ainsi augmenter le volume de ces cavités.

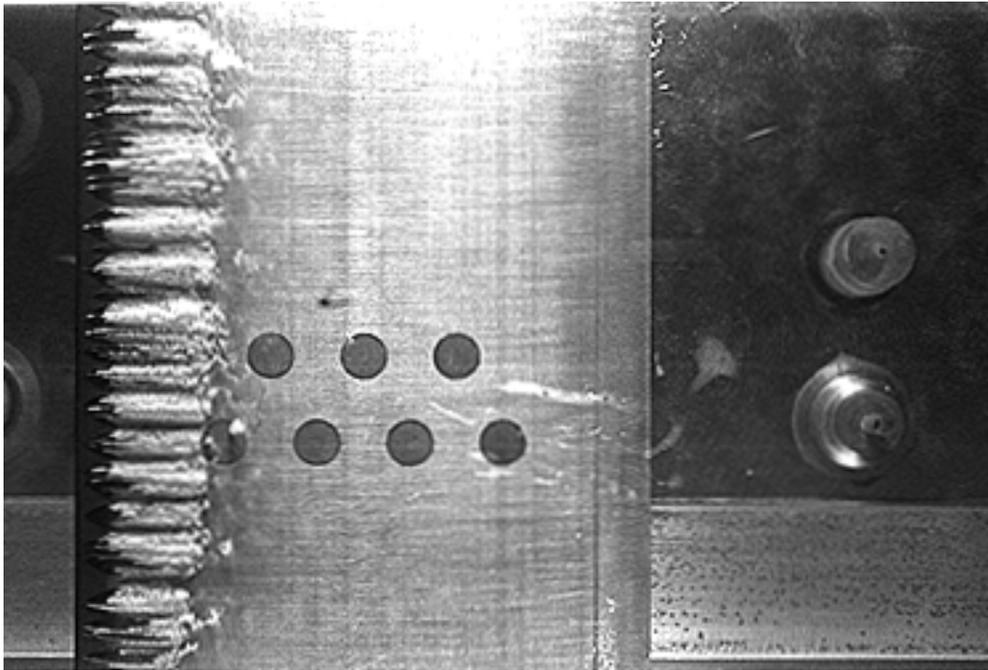


Figure 5.3: Illustration du régime stable ( $C_{ref}=20$  m/s,  $i=2.5^\circ$ ,  $\sigma=0.85$ ).

### 5.2.3 Le régime forcé

La poche de cavitation adopte un comportement particulier en présence du couplage hydroélastique. Ce dernier a lieu lorsque la fréquence de lâcher des tourbillons de von Kármán, se détachant du bord de fuite, est voisine de la fréquence propre du premier mode de vibration du profil expérimental. La vitesse de l'écoulement donnant lieu au couplage hydroélastique est comprise entre 14 et 16 m/s environ. La fréquence correspondante des tourbillons de von Kármán est située autour de 860 Hz.

Les vibrations du profil provoquent des pulsations de l'incidence de l'écoulement à la même fréquence. On conçoit aisément que ceci induit des pulsations synchrones de la poche de cavitation. L'emploi d'un éclairage stroboscopique permet d'effectuer les observations suivantes:

- Les variations de la longueur de la poche de cavitation s'effectue de manière synchrone sur toute la largeur du profil
- A chaque période de pulsations correspond la génération d'un ensemble de cavités tourbillonnaires organisées le long de l'envergure du profil
- La fréquence des pulsations de la poche et la fréquence de lâcher des cavités tourbillonnaires sont égales et voisines de la fréquence de vibration du profil ( $\approx 860$  Hz)
- Les lignes de vorticité generated by the cavity pocket merge with the von Kármán vortices at the trailing edge of the profile

Nous utiliserons l'appellation *régime forcé* pour désigner le comportement de la poche de cavitation en présence du couplage hydroélastique.

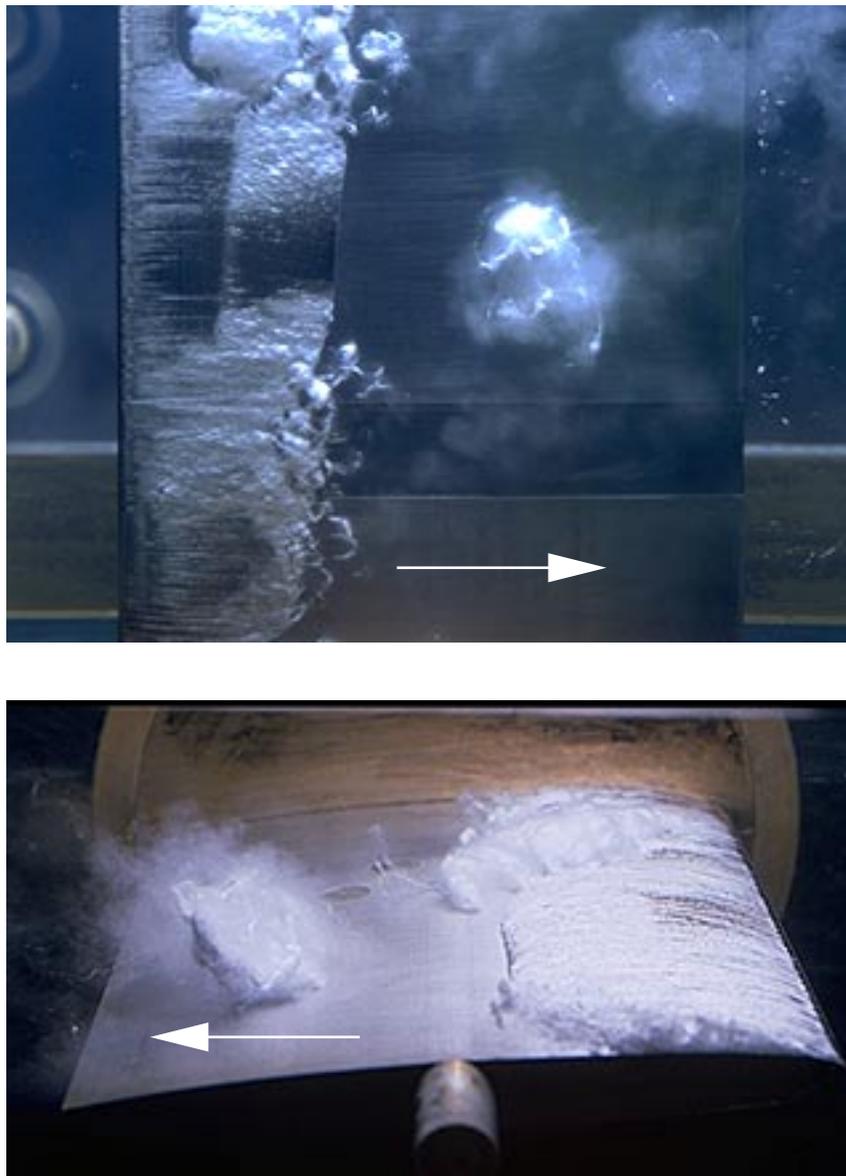


Figure 5.4: Illustration du régime instable ( $C_{ref}=30$  m/s,  $i=3.5^\circ$ ,  $\sigma=1.1$ ).

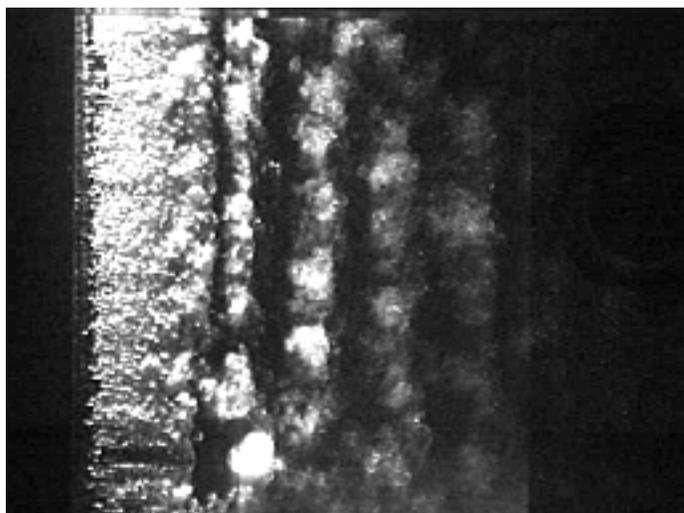


Figure 5.5: Régime forcé de la poche de cavitation: ( $C_{ref}=14.99$  m/s,  $i = 3^\circ$ ,  $\sigma = 0.9$ ).

Une illustration du régime forcé de la poche de cavitation est donnée, Figure 5.5, où l'on peut observer un alignement des cavités transitoires le long des lignes de vorticité.

#### 5.2.4 Influence de la forme du bord de fuite

Dans sa première version, le profil expérimental possède au bord de fuite une troncature droite et perpendiculaire à sa surface squelette. La forme parfaitement symétrique du bord de fuite provoque alors un couplage hydro elastique dans la gamme de vitesse allant de 14   28 m/s environ. Par conséquent, le comportement de la poche de cavitation est celui du régime for .

Afin de privilégier le régime libre du comportement de la poche de cavitation, la troncature du bord de fuite est rendue asymétrique comme illustré sur la figure 5.6. Cette modification permet de limiter le domaine du couplage hydro elastique aux vitesses comprises entre 14 et 16 m/s comme nous l'avons souligné dans le paragraphe précédent.

Il est à noter que l'ensemble des résultats présentés dans ce document est obtenu avec la forme asymétrique du bord de fuite.

#### 5.2.5 Influence de la rugosité du bord d'attaque

Pour les faibles valeurs de l'incidence ( $i \leq 2^\circ$ ) et de la vitesses amont ( $C_{ref} \leq 20$  m/s), l'homogénéité de la poche de cavitation est très sensible à la rugosité du bord d'attaque. En effet, les accidents de surface constituent des foyers favorables à l'apparition de la cavitation du fait des fluctuations de pression qu'ils engendrent localement [41].

La figure 5.7 illustre cet aspect pour une vitesse amont de 18 m/s, une incidence de  $1.1^\circ$  et un coefficient de cavitation de 0.7. On assiste au développement d'une poche de vapeur tridimensionnelle.

Afin de s'affranchir de ce phénomène, et assurer une bonne homogénéité de la poche de cavitation pour toutes les incidences positives du profil, une raie rectiligne et perpendiculaire au sens de l'écoulement est effectuée sur l'extrados du profil, à l'aide d'une pointe

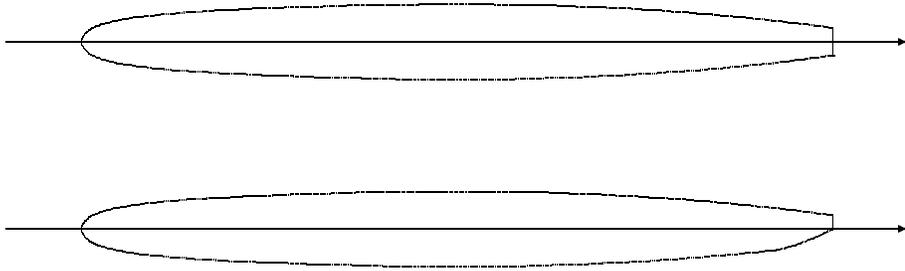


Figure 5.6: Les deux versions du profil expérimental.

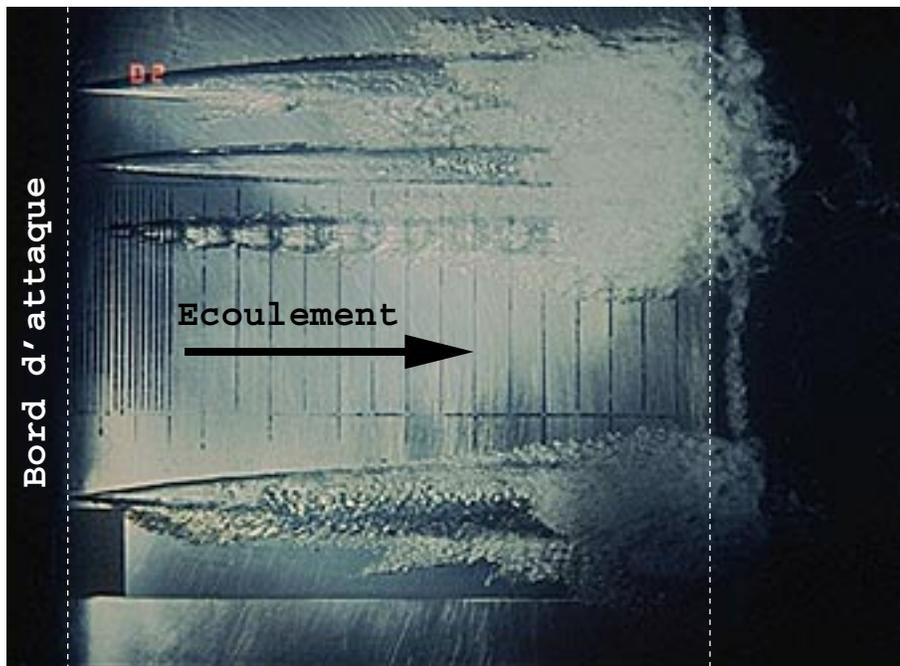


Figure 5.7: Développement d'une poche de cavitation tridimensionnelle: ( $C_{ref}=18$  m/s,  $i = 1.2^\circ$ ,  $\sigma = 0.7$ ).

métallique, à environ 2 mm du bord d'attaque. La rugosité artificielle ainsi créée au bord d'attaque, provoque une apparition quasi-simultanée de la cavitation sur toute l'envergure du profil. Il va de soi que cette modification entraîne une influence sur l'apparition de la cavitation mais peu sur la cavitation développée.

### 5.2.6 Les dimensions de la poche de cavitation

La longueur de la poche est représentée Figure 5.8 en fonction du coefficient de cavitation pour différentes valeurs de l'angle d'incidence et de la vitesse amont.

En vertu de la théorie linéarisée de la cavitation à poche appliquée aux obstacles minces, on sait que le coefficient de cavitation correspondant à une longueur de poche donnée varie linéairement avec l'incidence du profil. Soit :

$$\sigma(i, l) = A(l) \cdot i \quad (5.1)$$

où  $A$  est fonction uniquement de la longueur de la poche.

On peut appliquer cette loi en tenant compte de l'épaisseur de notre profil expérimental. L'équation devient :

$$\sigma(i, l) = A(l) \cdot (i - i_a(\sigma)) \quad (5.2)$$

où  $i_a(\sigma)$  désigne l'incidence correspondant à l'apparition de la cavitation pour un coefficient de cavitation  $\sigma$  fixé.

L'évolution du paramètre  $i_a$  en fonction de  $\sigma$  est présentée, Figure 5.9, pour deux valeurs de la vitesse amont (20 m/s et 30 m/s). On retrouve ainsi une dépendance linéaire entre ces deux grandeurs. Nous avons tracé sur le même graphe la droite des moindres carrés. On peut remarquer que pour un coefficient de cavitation fixé, l'incidence relative à l'apparition de la cavitation est légèrement plus élevée pour  $C_{ref}=20$  m/s que pour  $C_{ref}=30$  m/s.

L'évolution de la longueur de la poche en fonction du paramètre  $\sigma/(i - i_a(\sigma))$  est présentée, Figure 5.10. La théorie linéarisée permet ainsi de regrouper les points de mesure de la figure 5.8 en une seule courbe qui ne dépend que de la géométrie du profil. Cette technique a déjà été testée avec succès par Nguyen [52] sur un profil NACA012.

## 5.3 Mécanisme de génération des cavités érosives

### 5.3.1 Observations visuelles

La figure 5.11 montre le développement d'une poche de cavitation pour une vitesse amont de 30 m/s, une incidence de  $3.5^\circ$  et un coefficient de cavitation de 1.1. On peut observer une première cavité se détachant de la cavité principale et une deuxième cavité près du bord de fuite en phase de d'implosion. Un agrandissement de cette deuxième cavité est proposé sur la même figure.

On vérifie la nature tourbillonnaire des cavités érosives conformément au schéma présenté Figure 5.1. On peut également observer une forte concentration de micro bulles autour de la cavité transitoire juste après son détachement. Ces micro bulles implosent

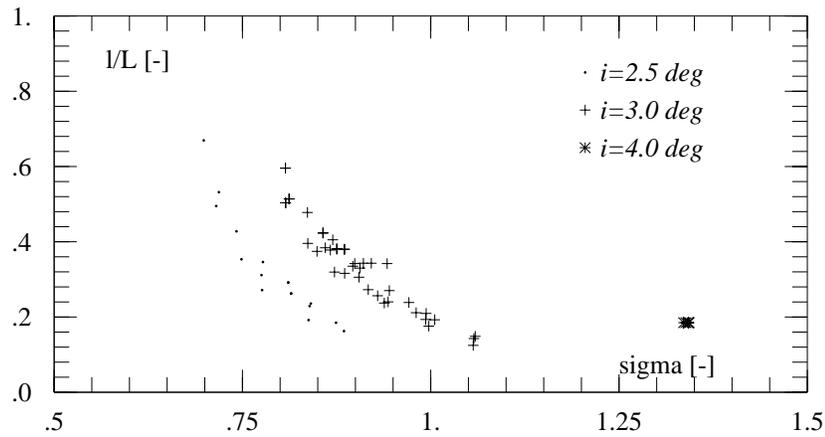


Figure 5.8: Longueur de la poche de cavitation en fonction des paramètres hydrodynamiques.

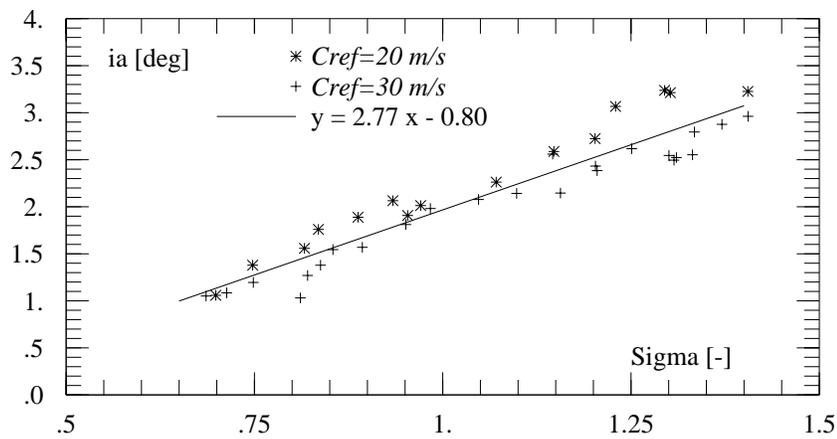


Figure 5.9: Evolution du paramètre  $i_a$  en fonction de  $\sigma$ .

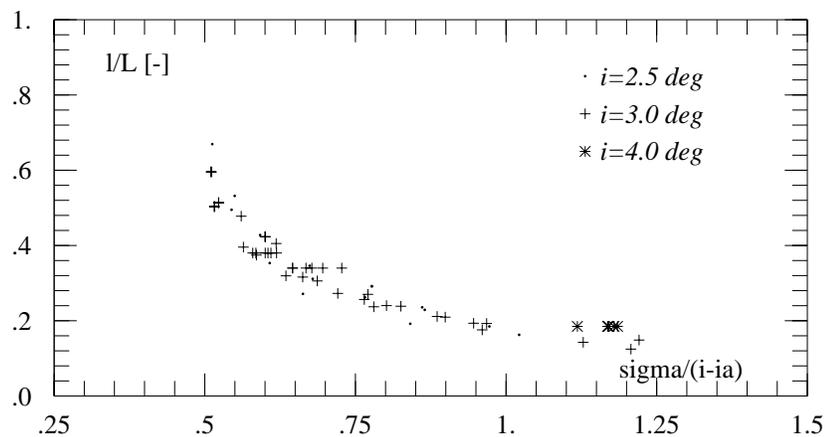


Figure 5.10: Longueur de la poche de cavitation en fonction du paramètre  $\sigma/(i - i_a(\sigma))$ .

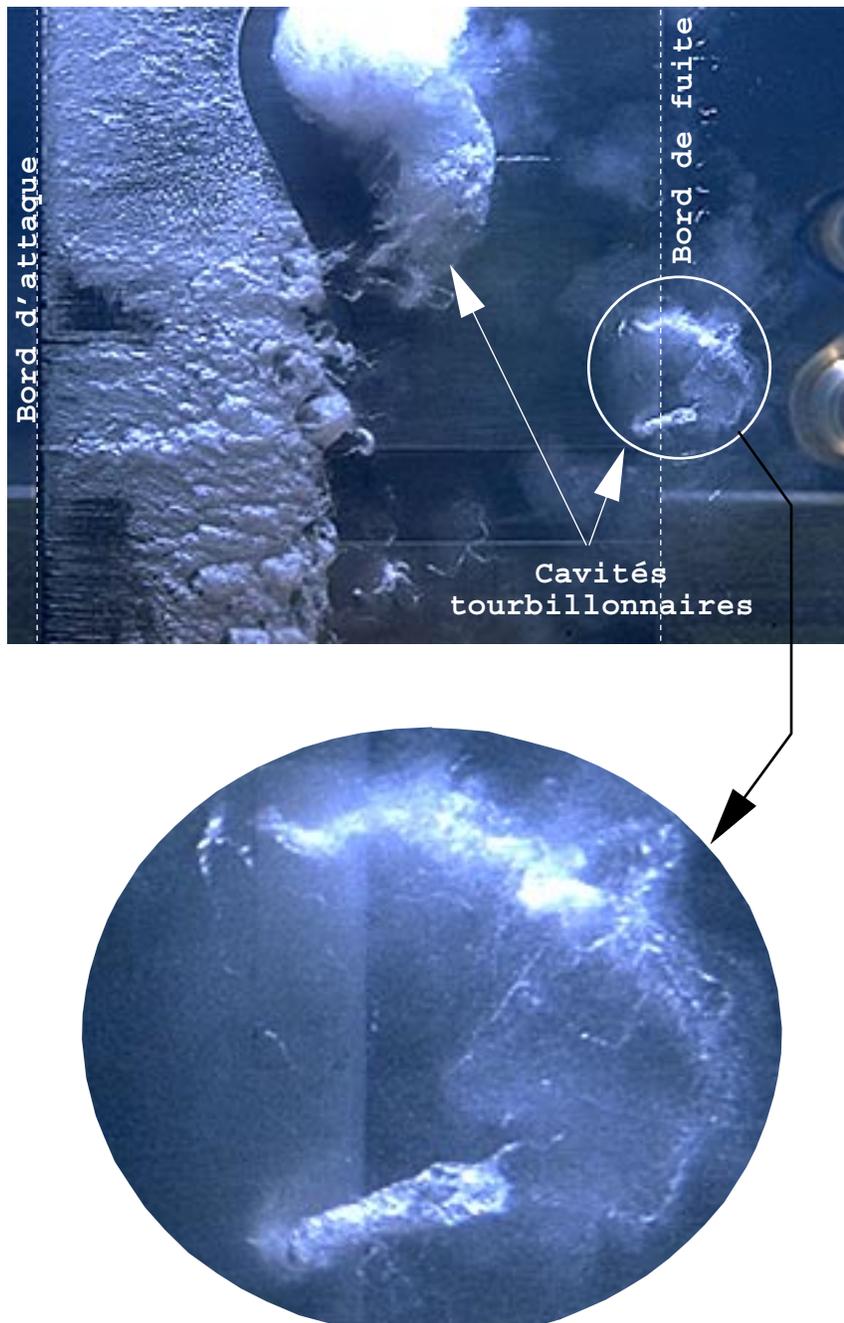


Figure 5.11: Génération de cavités transitoires par une poche de cavitation partielle: ( $C_{ref}=30$  m/s,  $i=3.5^\circ$ ,  $\sigma=0.9$ ).

dans le champ de surpression à l'aval de la poche principale. Au stade final de l'implosion de la cavité transitoire, on peut clairement distinguer le tourbillon en forme de U inversé qui prend appui sur le profil conformément au théorème de *Kelvin*<sup>1</sup>. Ainsi, contrairement à l'implosion d'une bulle de vapeur qui peut se produire loin de la paroi, les tourbillons de cavitation sont tous potentiellement érosifs.

La figure 5.12 montre le résultat de la visualisation cinématographique de la génération, la convection et l'implosion d'une cavité de vapeur. La séquence est réalisée avec la caméra *Cordin* à 20'000 images/seconde. La vitesse amont est de 30 m/s, l'incidence du profil est de 3.5° et le coefficient de cavitation est de 1.13. Cette séquence montre que la cavité subit une première implosion puis rebondit pour imploser une deuxième fois. Nous avons déjà montré dans le chapitre 3 que le rebond d'une cavité tourbillonnaire - dû à la présence de gaz - est générateur d'une onde de choc de forte intensité qui est responsable des dégâts d'érosion sur le matériau.

La séquence de la figure 5.12 permet également d'observer une modulation du processus de génération des cavités transitoires par les fluctuations de la poche. En effet, à chaque période des pulsations de la poche correspond le lâcher d'un tourbillon de vapeur. Nous verrons plus loin que cette modulation est propre au régime instable de la cavité principale.

### 5.3.2 Analyse des signaux bruts de fluctuation de pression

Afin d'examiner les fluctuations de pression relatives à chacun des régimes de la poche de cavitation et de permettre une analyse de l'influence des paramètres de l'écoulement, nous avons sélectionné 6 conditions hydrodynamiques représentatives que nous appellerons  $(A_i)_{i=1\dots 6}$ . Les paramètres de l'écoulement relatifs à chacune de ces conditions sont donnés dans le tableau 5.1.

Référence	$C_{ref}$ [m/s]	$i$ [°]	$\sigma$ [-]	Pressions enregistrées
$A_1$	19.99	2.5	0.845	8 ... 12, 14, 16, 17, 20, 22
$A_2$	31.97	2.5	0.851	8 ... 12, 14, 16, 17, 20, 22
$A_3$	30.03	2.5	0.793	8 ... 12, 14, 16, 17, 20, 22
$A_4$	30.03	3.0	0.941	8 ... 12, 14, 16, 17, 20, 22
$A_5$	32.00	3.5	1.245	1 ... 6, 9, 10, 11, 16
$A_6$	14.99	3.0	0.900	8 ... 12, 14, 16, 17, 20, 22

Tableau 5.1: Les conditions de référence et les paramètres hydrodynamiques associés.

Les figures 5.13, 5.14, 5.15, 5.16 5.17 et 5.18 illustrent les enregistrements des signaux

<sup>1</sup>**Théorème de Kelvin:** *Dans un fluide non visqueux et de densité uniforme, la circulation du vecteur vitesse le long de toute ligne matérielle fermée est invariante.*

**Corollaire:** *Un filament tourbillonnaire de longueur finie qui ne se ferme pas sur lui même doit avoir ses extrémités au contact d'une paroi.*

Figure 5.12: Visualisation cinématographique de la dynamique d'une poche de cavitation. (20'000 images/seconde:  $C_{ref}=30$  m/s,  $i=3.5^\circ$ ,  $\sigma=1.13$ ).

de pression ainsi que les visualisations des figures de cavitation relatifs aux conditions  $(A_i)_{i=1...6}$ .

Le régime stable est représenté Figure 5.13 pour une incidence de  $2.5^\circ$ , une vitesse amont de  $19.99$  m/s et un coefficient de cavitation de  $0.845$ . La fermeture de la poche est située légèrement à l'amont du capteur de pression N°8. On assiste à des fluctuations de pression de faible amplitude ( $< 0.5$  bar). En effet, les cavités érosives implosent dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche. Les surpressions qui en résultent sont de faibles intensité et ne sont pas ressenties par les capteurs sélectionnés.

En augmentant la vitesse amont ( $C_{ref}=31.97$  m/s), la figure 5.14 permet de mettre en évidence une augmentation substantielle de l'amplitude des fluctuations de pression. Des pics de pression ( $> 5$  bar) peuvent être observés. On remarque en outre, une décroissance de ces niveaux de pression au fur et à mesure que l'on s'éloigne de la zone de fermeture de la poche. Les images présentées sur la même figure montrent une augmentation de la taille moyenne des cavités transitoires qui témoigne de la présence d'instabilité dans le comportement de la poche de cavitation. Ce sont les implosions des grosses cavités qui provoquent les pics de pression ressenties par l'ensemble des capteurs. La pression  $p_{10}$  montre un passage périodique à la pression de vapeur synonyme du passage d'une cavité tourbillonnaire sur le capteur. L'examen des images montre que le capteur correspondant est situé à l'aval d'une forte instabilité de la poche génératrice de grosses cavités. La pression  $p_9$  montre que le phénomène de lâcher des tourbillons est tantôt périodique, tantôt aléatoire. En effet, à cet endroit du profil, il s'agit d'une transition du régime stable au régime instable de la poche de cavitation.

L'augmentation de la longueur de la poche de cavitation provoque une augmentation des niveaux de fluctuation de pression comme le montre la figure 5.15. Cette fois-ci, le capteur N°8 est situé dans la zone de fermeture de la poche et permet ainsi de suivre les pulsations de cette dernière. Après chaque retrait de la poche ( $p_8 > p_v$ ), on assiste à une impulsion très brève de la pression ( $> 10$  bar) qui peut être expliquée par l'implosion d'une cavité dans la zone de fermeture de la poche. Les images correspondantes montrent que la diminution du coefficient de cavitation a pour effet d'amplifier les instabilités de la poche de cavitation.

La figure 5.16 illustre le régime instable de la poche de cavitation pour une vitesse amont de  $30$  m/s et une incidence de  $3.0^\circ$ . On relève une augmentation substantielle des niveaux de fluctuation de pression ( $> 15$  bar). Les images présentées sur ces mêmes figures témoignent d'un comportement fortement instable de la poche de cavitation.

La figure 5.17 représente une fois de plus le régime instable pour une incidence de  $3.5^\circ$  et une vitesse amont de  $30$  m/s. Les enregistrements sont relatifs aux signaux de pression  $p_1, \dots, p_6, p_9, p_{10}, p_{11}$  et  $p_{16}$ . Le capteur de pression N°1 est situé dans la zone de fermeture de la poche. On relève des niveaux de pression similaires à ceux observés dans la figure précédente. En effet, la diminution de la longueur de la poche est compensée par l'augmentation de l'incidence.

Le cas du régime forcé de la poche de cavitation est représenté Figure 5.18. La vitesse amont est de  $14.99$  m/s, le coefficient de cavitation est de  $0.9$  et l'incidence est de  $3^\circ$ . Les capteurs N°8, 9 et 10 sont situés dans la zone de fermeture de la poche de cavitation. Les images correspondantes montrent, une fois de plus, que les cavités érosives sont lâchées de manière synchronisée et qu'elles sont organisées le long des lignes de vorticités dans la

direction longitudinale. A partir de ces photos, la distance qui sépare deux rangées successives de cavités transitoires est estimée à 17.1 mm environ. Si l'on admet que les cavités évoluent à la même vitesse que le fluide, la fréquence de lâcher de ces cavités est estimée à 875 Hz environ. Cette fréquence est à comparer avec la fréquence propre du premier mode de vibration du profil ( $\approx 860$  Hz). Ce calcul relativement simple suggère que dans le cas du régime forcé de la poche de cavitation, le phénomène de génération des cavités transitoires est fortement modulé par les vibrations du profil. L'analyse spectrale des signaux de pression, présentée plus loin dans ce chapitre, confirmera ce résultat.

Remarquons que, dans tous les cas présentés, les amplitudes des pression mesurées sont trop faibles pour justifier l'érosion de cavitation dont ils sont responsables. Ceci est dû à la bande passante réduite ( $\leq 30$  kHz) des capteurs de pression qui ne permet pas de suivre l'évolution de la pression due à l'implosion d'une cavité de vapeur<sup>2</sup>. Nous avons montré que la constante de temps relative au phénomène de l'implosion est de l'ordre de la microseconde. Le suivi d'une telle évolution de la pression nécessiterait l'emploi de capteurs pourvues d'une bande passante d'au moins 2 GHz. De nos jours, ce type de capteurs n'est pas encore disponible à l'échelle industrielle. En outre, la technique de mesure adoptée provoque un amortissement des surpressions d'une part à cause des prises de pression qui agissent comme des filtres passe-bas et d'autre part du fait de l'éloignement des capteurs par rapport à l'origine de l'implosion. Rappelons que cette technique de mesure est justifiée par le soucis de préserver les capteurs contre l'agressivité de la cavitation.

La question qui se pose est de savoir si les fluctuations de pression induites par les implosions répétées des cavités transitoires et mesurées dans une bande de fréquence réduite ( $\leq 30$  kHz), peuvent être utilisées pour caractériser le processus d'attaque hydrodynamique d'un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle. Nous traiterons cette question dans un prochain paragraphe.

En résumé, la dynamique de la poche de cavitation, et par conséquent la dynamique des cavités transitoires, est fortement conditionnée par l'ensemble des paramètres hydrodynamiques ( $C_{ref}$ ,  $\sigma$  et  $i$ ). A partir d'un régime stable de la poche de cavitation, les instabilités sont provoquées indépendamment par l'augmentation de la vitesse amont, par l'augmentation de l'incidence du profil ou par la diminution du coefficient de cavitation. Ceci suggère que les instabilités de la poche peuvent être provoquées par l'augmentation de son épaisseur.

---

<sup>2</sup>Voir la réponse en fréquence des capteurs de pression *Keller* présentée dans le chapitre précédent

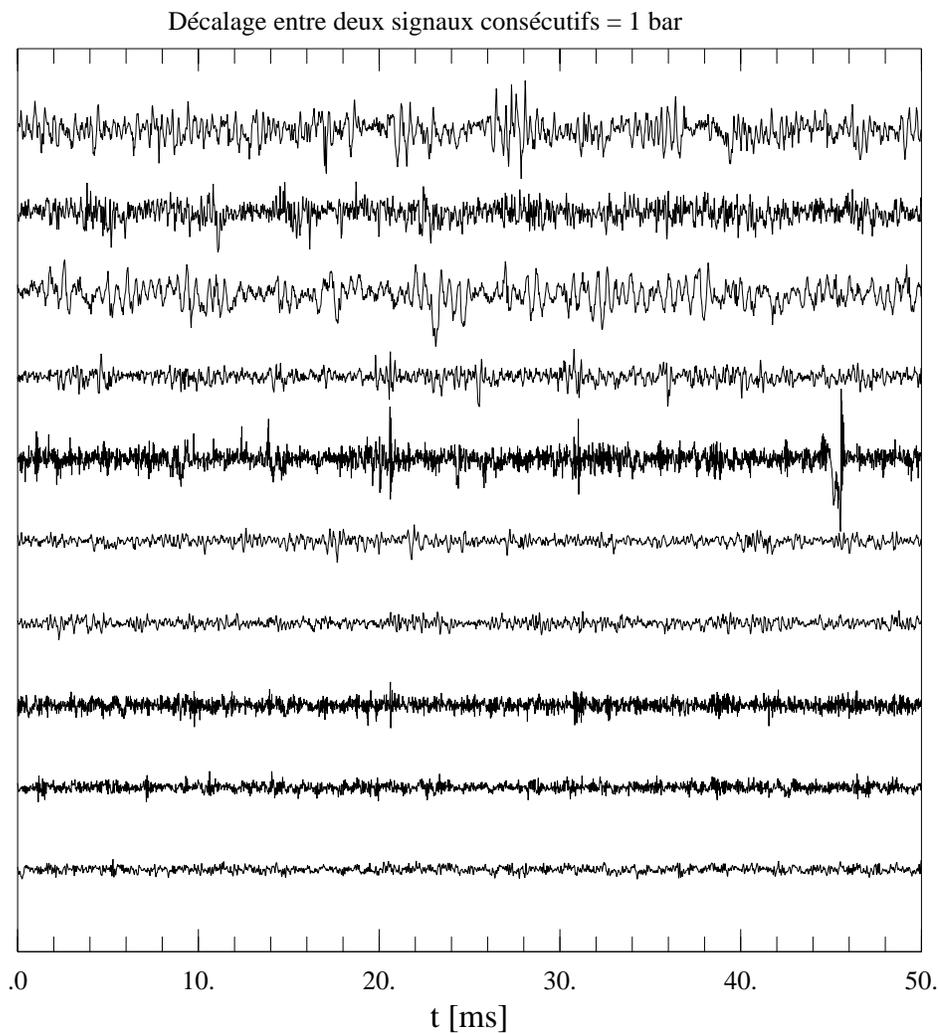
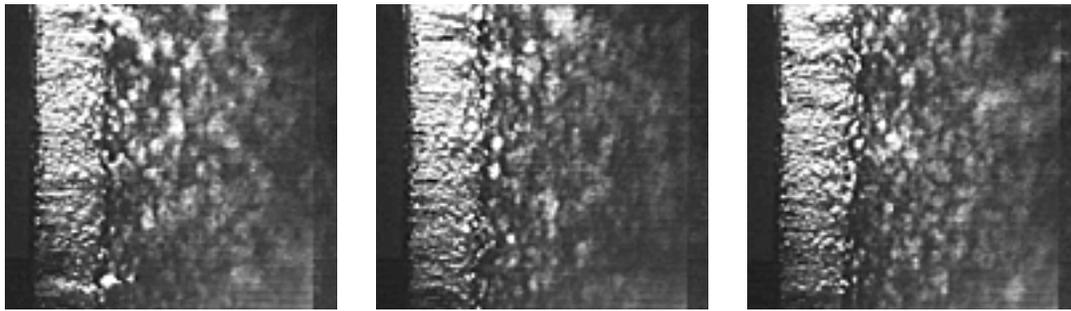


Figure 5.13: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=19.99$  m/s,  $i=2.52$  °,  $\sigma=0.845$ .

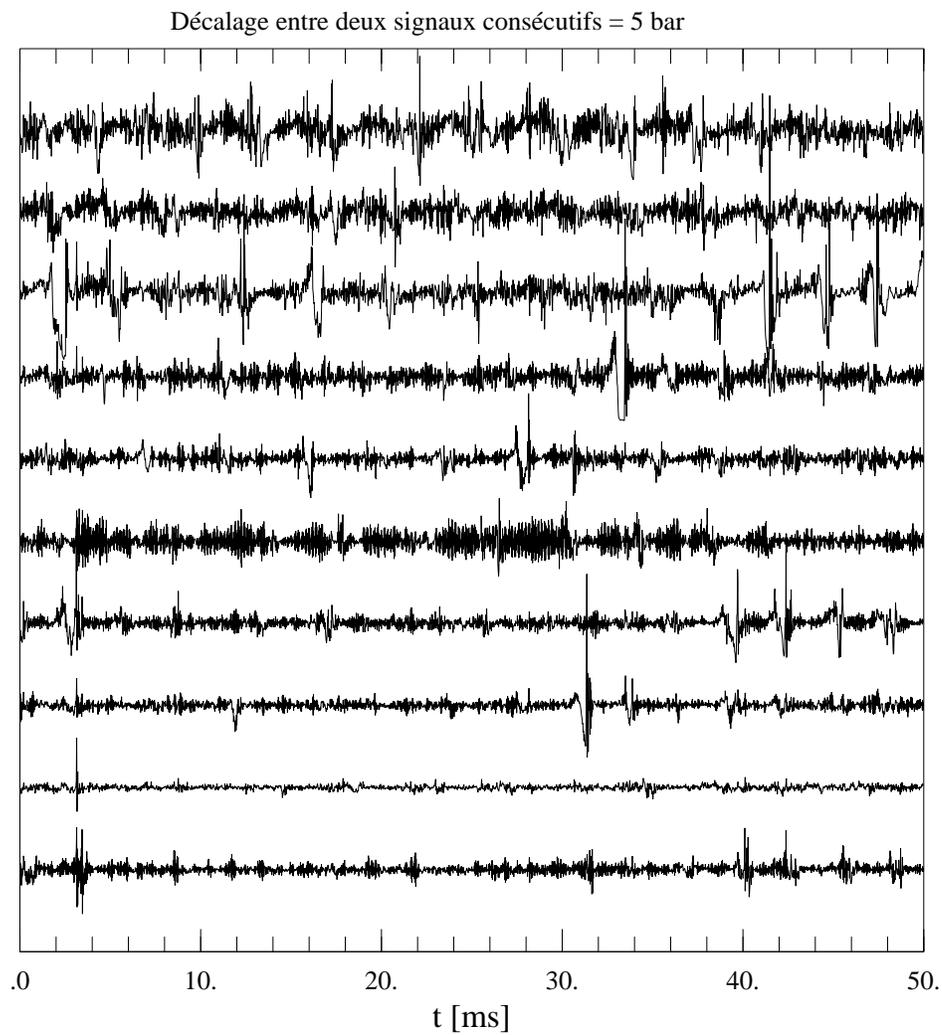
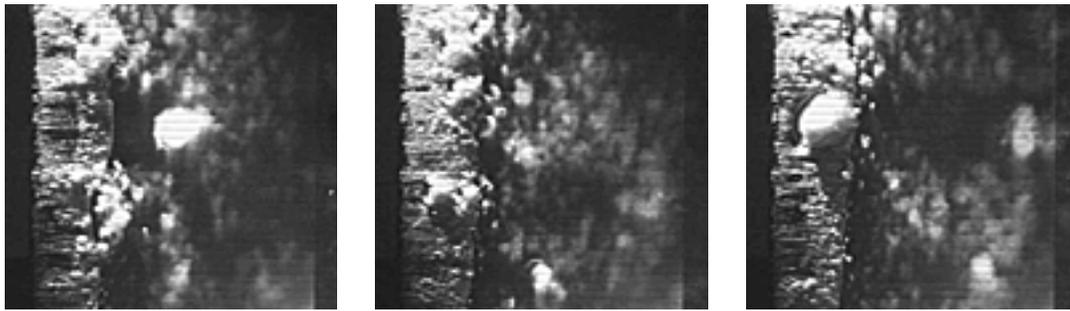


Figure 5.14: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=31.97$  m/s,  $i=2.51^\circ$ ,  $\sigma=0.851$ .

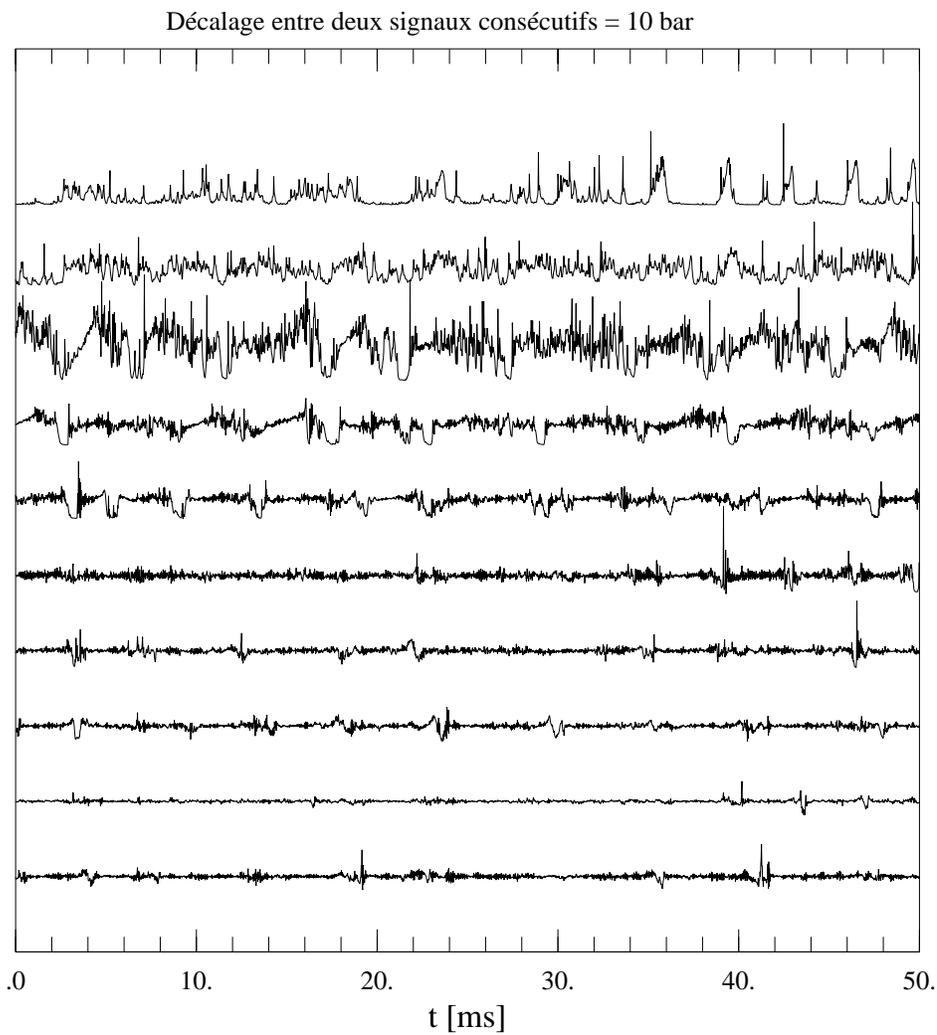
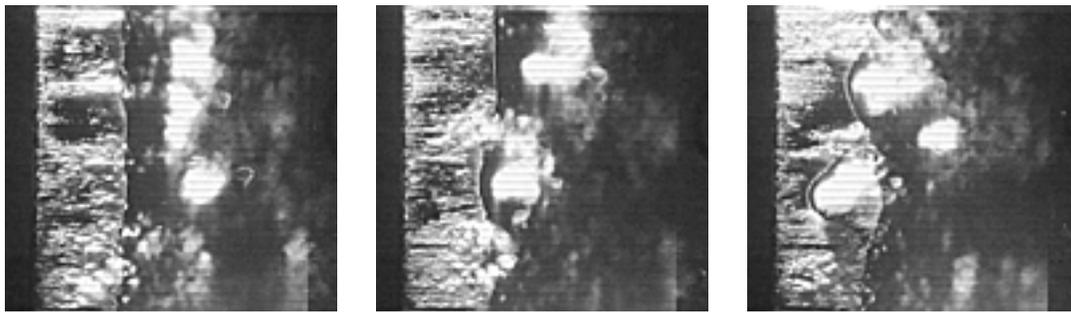


Figure 5.15: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=30.03$  m/s,  $i=2.53$  °,  $\sigma=0.793$ .

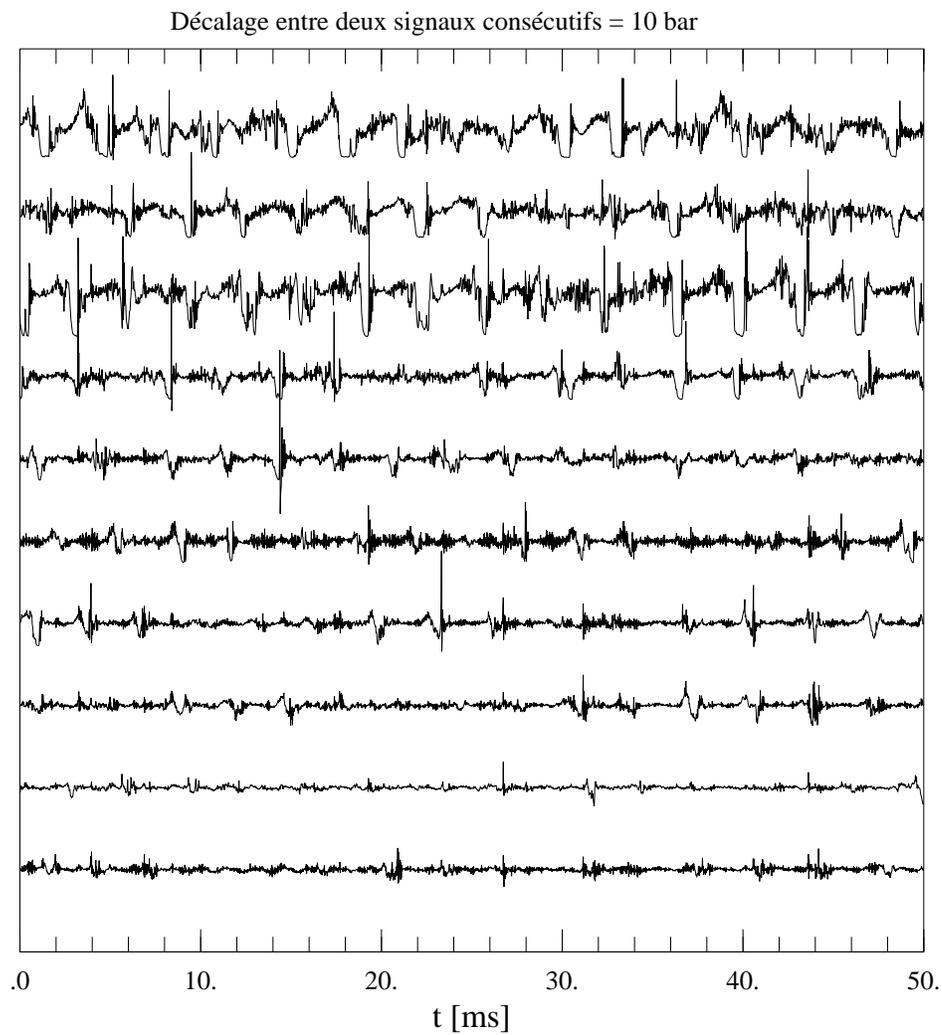
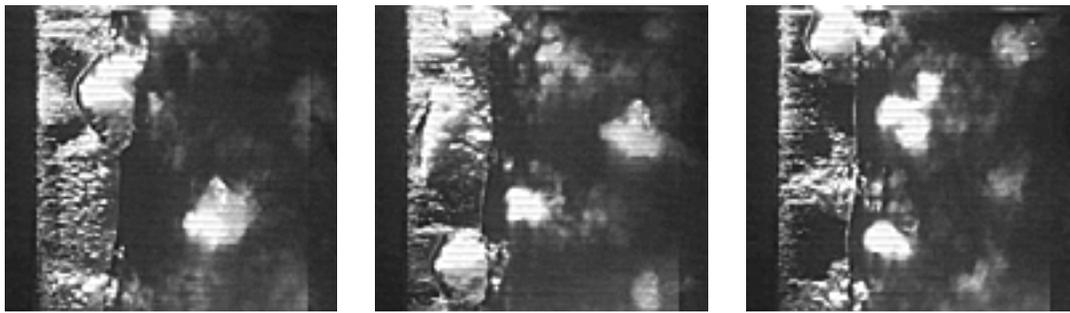


Figure 5.16: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=30.03$  m/s,  $i=3.02^\circ$ ,  $\sigma=0.941$ .

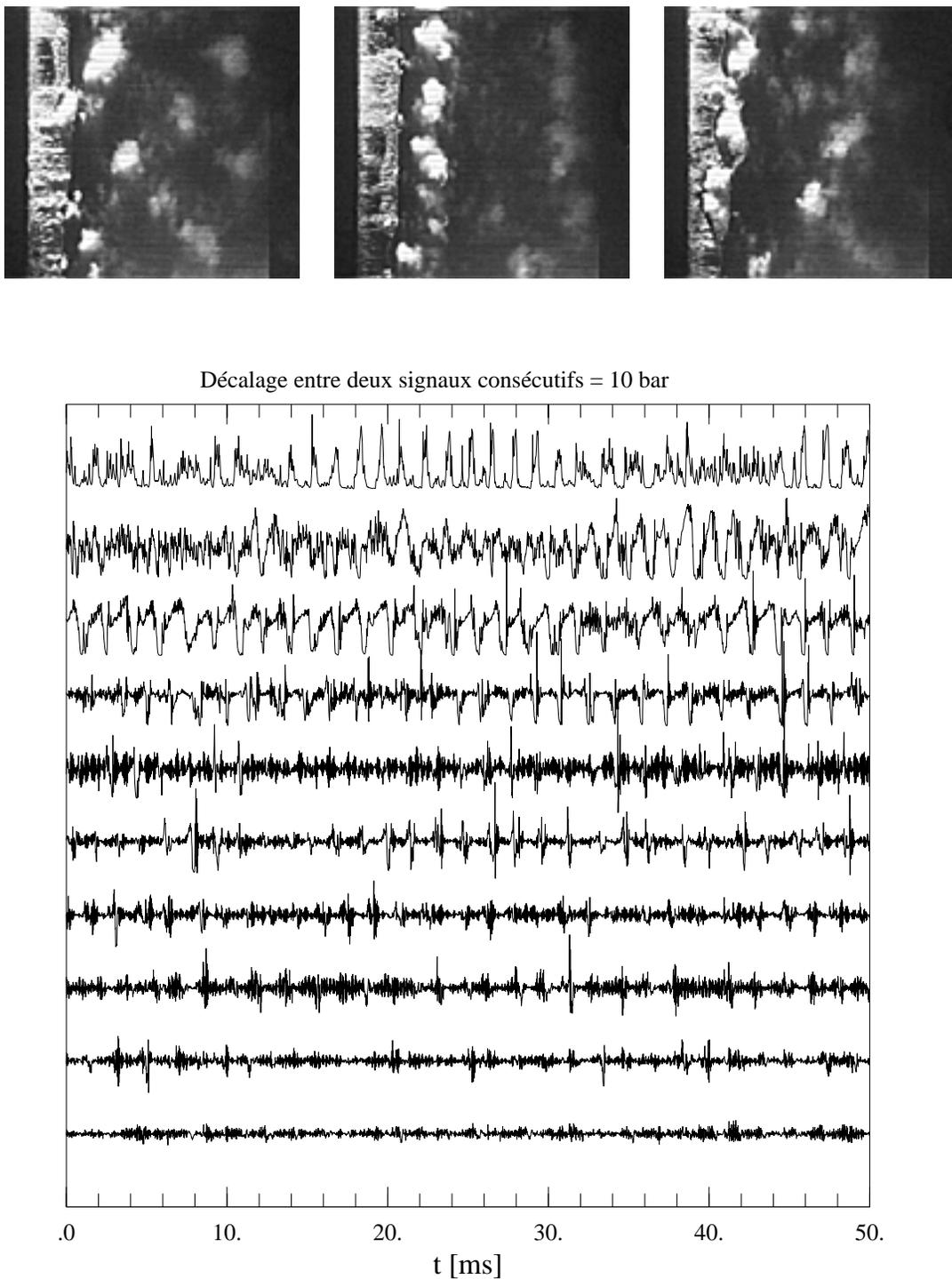


Figure 5.17: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_1, p_2, p_3, p_4, p_5, p_6, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{16}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=30.00$  m/s,  $i=3.53^\circ$ ,  $\sigma=1.244$ .

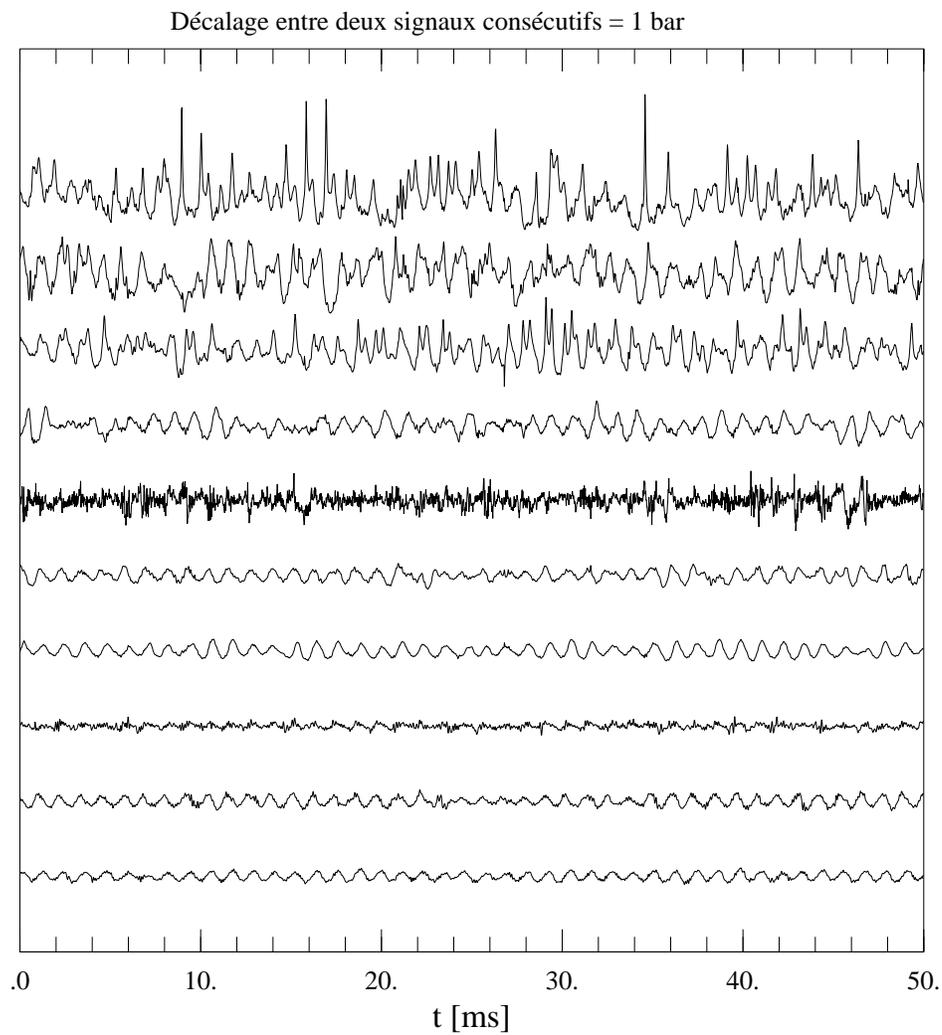
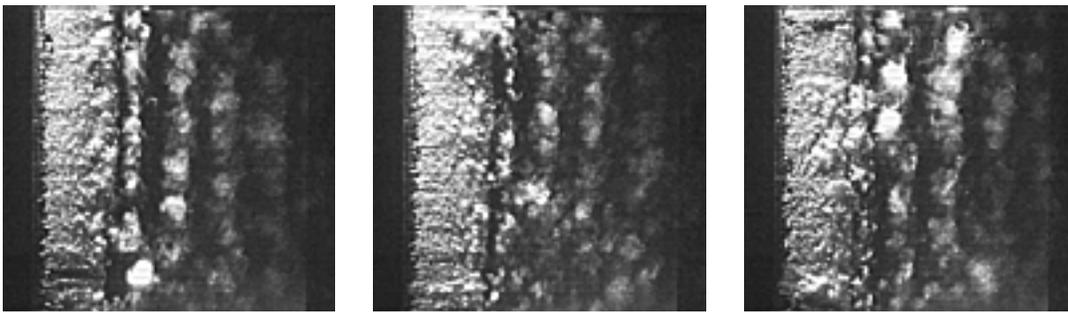


Figure 5.18: Visualisation de la cavitation et signaux bruts des pressions (de haut en bas)  $p_8, p_9, p_{10}, p_{11}, p_{12}, p_{14}, p_{16}, p_{17}, p_{20}, p_{22}$ . Paramètres hydrodynamiques:  $C_{ref}=14.99$  m/s,  $i=3.0^\circ$ ,  $\sigma=0.9$ .

### 5.3.3 Les profils des valeurs moyennes et quadratiques de la pression

La valeurs moyenne et l'écart type ainsi que les valeurs maximale et minimale relatives à chacun des 30 coefficients de pression sont estimées à partir de 1024 échantillons numérisés à la cadence de 1 kHz. Notons que si la cadence de numérisation permet une bonne estimation des valeurs moyennes et des valeurs quadratiques moyennes, il n'en est pas de même pour les valeurs extrêmes. Toutefois, ces dernières sont données à titre indicatif et doivent être considérées avec précaution.

La figure 5.19 illustre l'influence de la vitesse amont sur les caractéristiques statistiques de la distribution de pression pour une incidence de  $2.5^\circ$ , un coefficient de cavitation de 0.85. La vitesse amont étant successivement égale à 19.99 m/s, 25.96 m/s et 31.97 m/s.

Remarquons tout d'abord que les valeurs moyennes des coefficients de pression ne sont pas affectées par l'augmentation de la vitesse amont. Cette faible influence du nombre de Reynolds est due au caractère fortement turbulent des écoulements considérés<sup>3</sup>.

L'augmentation de la vitesse amont a pour effet d'accroître l'écart type aussi bien que les amplitudes des valeurs maximales et minimales de l'ensemble des coefficients de pression. Toutefois, cette augmentation est particulièrement importante lors du passage de la vitesse amont de 25.96 à 31.97 m/s. En effet, les images correspondantes mettent en évidence un début d'instabilité de la poche de cavitation.

Sous la poche de cavitation, la pression moyenne est naturellement égale à la pression de vapeur ( $c_p = -\sigma$ ). Toutefois, il n'en est pas de même pour les valeurs maximales. Dans le cas du régime stable de la poche de cavitation ( $C_{ref}=19.99$  &  $C_{ref}=25.96$ ), l'augmentation de la pression au dessus de la pression de vapeur est due à l'écoulement de recirculation dans la poche de cavitation. Dans le cas du régime instable ( $C_{ref}=31.97$  m/s), les valeurs maximales de la pression sous la poche de cavitation, plus importantes que dans le cas précédent, sont dues à l'amplitude particulièrement importante des pulsations de la poche et au développement du jet rentrant qui peut remonter jusqu'au point de détachement de la poche. Ce résultat explique pourquoi l'érosion de cavitation peut être constatée parfois sous la poche de cavitation [41].

L'influence du coefficient de cavitation sur les caractéristiques statistiques de la distribution de pression est présentée Figure 5.20 pour une incidence de  $3^\circ$  et une vitesse amont de 20 m/s. L'effet de l'augmentation de la longueur de la poche est similaire à celui de l'augmentation de la vitesse amont. Les commentaires déjà effectués sur l'effet de la vitesse peuvent être intégralement reproduit pour qualifier l'influence du coefficient de cavitation.

Dans tous les cas, on remarque que l'écart type aussi bien que la valeur maximale de la pression sont maximums dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche. Par ailleurs, les mesures directes de l'érosion de cavitation, entreprises par Simoneau *et al* [65], montrent que la perte de masse est maximum dans cette même zone. Ceci nous laisse penser que la contribution des fluctuations de pression dans une bande de fréquence réduite est caractéristique de la pression induite sur le profil. En effet, l'impulsion de pression, due à l'implosion d'une cavité, peut être approchée par une fonction de type Dirac. L'augmentation de l'amplitude de cette impulsion de pression se traduit par une

---

<sup>3</sup>le nombre de Reynolds relatif aux trois conditions est compris entre 2'000'000 et 3'200'000.

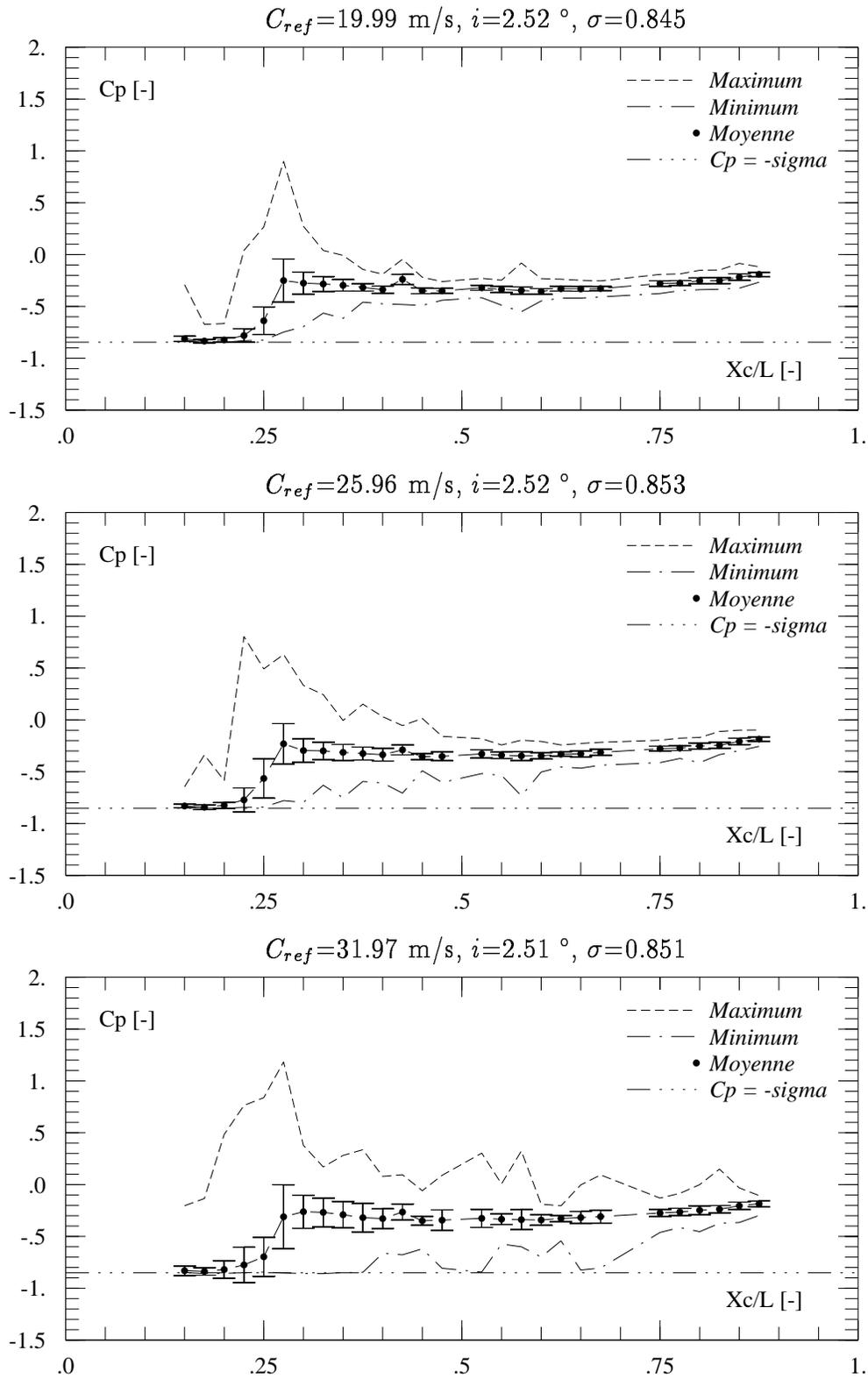


Figure 5.19: Profil des valeurs moyennes, quadratiques moyennes, maximales et minimales des coefficients de pression: ( $i=2.5^\circ$ ,  $\sigma=0.85$ ).

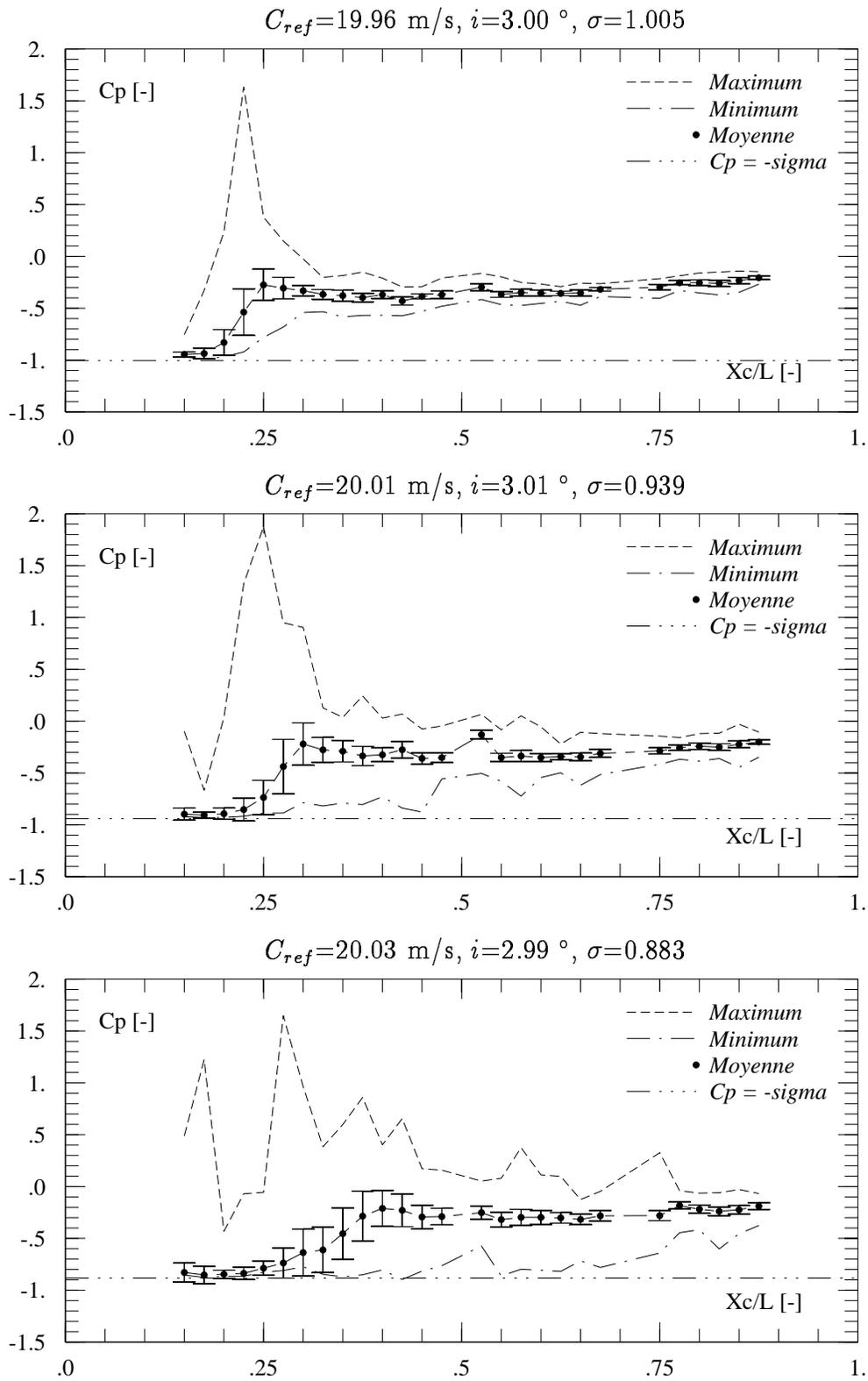


Figure 5.20: Profil des valeurs moyennes, quadratiques moyennes, maximales et minimales des coefficients de pression: ( $i=3^\circ$ ,  $C_{ref}=20 \text{ m/s}$ ).

simple translation verticale de son spectre. Ainsi, la contribution des fluctuations de pression dans toute bande de fréquences réduite est une fonction croissante de la contribution de ces fluctuations de pression dans tout le spectre.

### 5.3.4 Pulsations de la poche et taux de lâcher des cavités érosives

L'examen des pulsations de la poche de cavitation et du taux de lâcher des cavités transitoires est mené au moyen de l'analyse spectrale des signaux de pression. Trois conditions ( $A_7$ ,  $A_8$  et  $A_9$ ) sont sélectionnées pour illustrer respectivement les régimes stable, instable et forcé de la poche de cavitation. Les conditions hydrodynamiques relatives à ces trois essais sont reportées Tableau 5.2.

Référence	$C_{ref}$ [m/s]	Incidence[°]	$\sigma$ [-]	Régime
$A_7$	29.97	2.99	0.906	instable
$A_8$	19.98	2.08	0.694	stable
$A_9$	14.99	3.0	0.900	forcé

Tableau 5.2: Les conditions hydrodynamiques relatives à l'analyse spectrale.

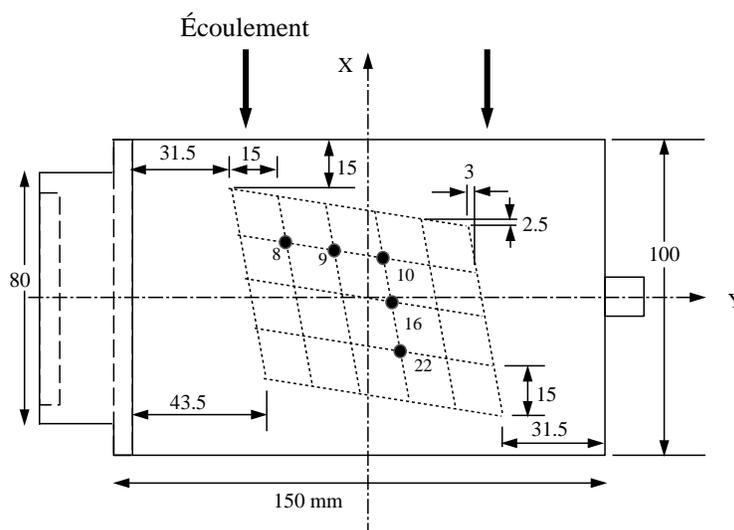


Figure 5.21: Positions des capteurs sélectionnés pour l'analyse spectrale.

Pour chacun de ces trois cas, nous nous limiterons d'une part aux signaux de pression  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  pour l'analyse des fluctuations de la poche et d'autre part aux signaux  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  pour l'analyse du processus de lâcher des cavités transitoires. Nous avons reporté Figure 5.21 les positions des capteurs correspondants. Les capteurs 8, 9 et 10 sont situés dans le voisinage de la zone de fermeture de la poche alors que les capteurs 10, 16 et 22

sont situés dans le sillage de la poche. Outre les spectres des signaux de pression, nous proposons les fonctions de cohérence et les transformées en ondelettes.

### 5.3.4.1 Le régime instable

Les spectres de pressions  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  ainsi que les fonctions de cohérence  $\gamma_{8,9}^2$ ,  $\gamma_{8,10}^2$  et  $\gamma_{9,10}^2$  sont représentés figure 5.22 dans le cas du régime instable de la poche de cavitation (référence  $A_7$ ). On relève l'existence d'une fréquence principale autour de 240 Hz sur les trois spectres. Une bonne cohérence ( $> 0.75$ ) est observée à cette même fréquence pour les trois couples de pression. Etant donné que les capteurs de pression correspondants sont situés dans la zone de fermeture de la poche, cette fréquence principale est attribuée aux pulsations de la poche. La bonne cohérence constatée entre les signaux de pression exprime une bonne homogénéité de la dynamique de la poche de vapeur.

Nous avons représenté figure 5.23 les spectres relatifs aux pressions  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  ainsi que les fonctions de cohérence. On remarque de nouveau une concentration de l'énergie autour de la même fréquence ( $\approx 240$  Hz) sur les trois spectres avec une bonne cohérence. Etant donné les positions relativement éloignées des capteurs N<sup>os</sup> 16 et 22, cette fréquence principale est cette fois ci associée au passage des cavités transitoires.

On en déduit que dans le cas du régime instable de la poche de cavitation, le mécanisme de génération des cavités érosives est fortement modulé par les pulsations de la poche. Les visualisations cinématographiques (voir figure 5.12) montrent en effet qu'à chaque retrait de la poche de cavitation correspond un lâcher d'une cavité tourbillonnaire.

L'évolution de la fréquence principale en fonction du paramètre  $C_{ref}/l$  pour différentes valeurs des paramètres hydrodynamiques est représentée Figure 5.24. Le comportement à peu près linéaire montre que le phénomène de pulsation de la poche et par suite celui de la génération des cavités transitoires sont gouvernés par la loi de Strouhal. Nous avons superposé sur le même graphe les résultats de mesures antérieures effectuées sur le même profil expérimental par Bourdon [12] avec la technique de détection vibratoire. Le nombre de Strouhal dépend fortement de l'incidence du profil et est donné Tableau 5.3.

Incidence [°]	Nombre de Strouhal [-]
3.0	0.23
3.5	0.29
4.0	0.32

Tableau 5.3: Nombre de Strouhal de la poche pour différentes valeurs de l'angle d'incidence.

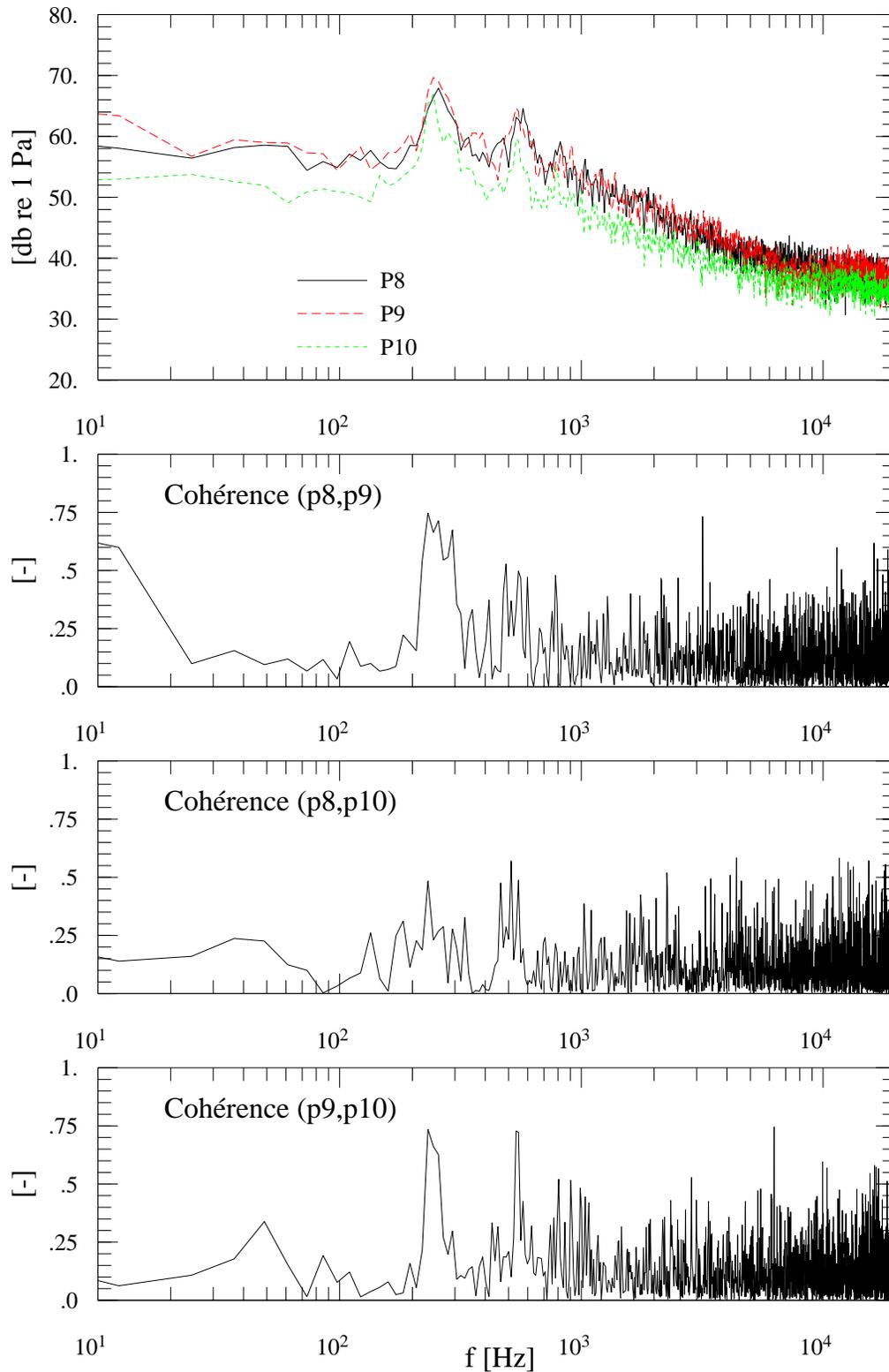


Figure 5.22: Spectres des pressions  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime instable:  $C_{ref}=29.97$  m/s,  $i=2.99$  °,  $\sigma=0.906$ .

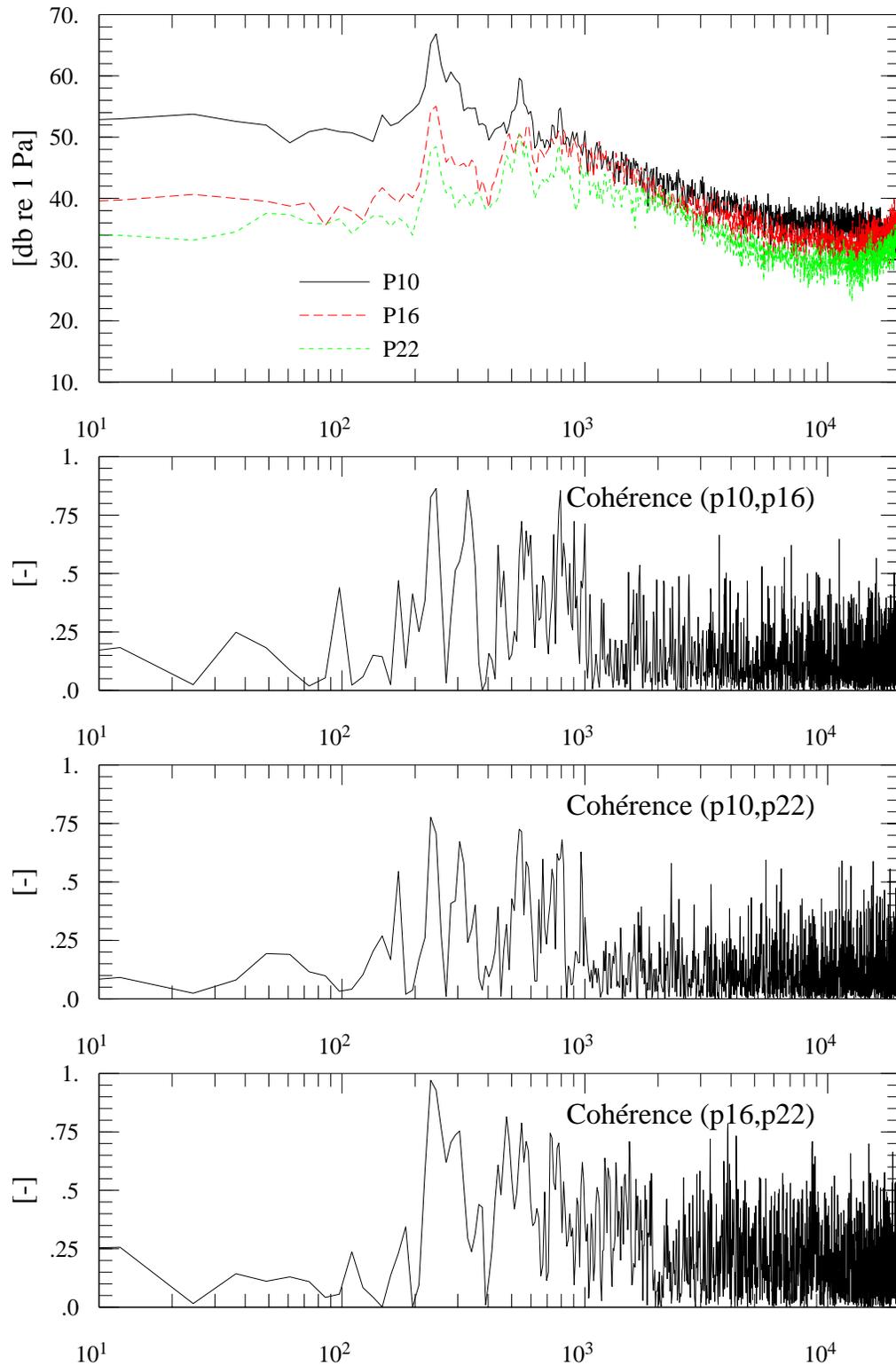


Figure 5.23: Spectres des pressions  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime instable:  $C_{ref}=29.97$  m/s,  $i=2.99$  °,  $\sigma=0.906$ .

Figure 5.24: La fréquence de pulsation de la poche en fonction du groupement  $\frac{C_{ref}}{l}$ .

### 5.3.4.2 Le régime stable

Les spectres relatifs aux pressions  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  ainsi que les fonctions de cohérence  $\gamma_{8,9}^2$ ,  $\gamma_{8,10}^2$  et  $\gamma_{9,10}^2$  sont représentés Figure 5.25 dans le cas du régime stable de la poche de cavitation (référence  $A_8$ ). Contrairement au cas précédent, aucune fréquence ne semble être privilégiée dans les pulsations de la poche. Les cohérences sont relativement pauvres ( $< 0.5$ ) sur toute la gamme des fréquences analysées. Ce dernier résultat montre que les perturbations de pression mesurées par l'un des capteurs considérés n'influencent pas ou très peu les pressions mesurées par les deux autres capteurs. L'examen des visualisations du régime stable de la poche de cavitation montre que les spots qui forment la poche de cavitation conservent leur dynamique propre et génèrent des tourbillons de vapeur de manière indépendante des spots voisins. La figure 5.3 illustre bien ces spots de cavitation qui n'interagissent que faiblement.

Par ailleurs, les spectres relatifs aux pressions  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  ainsi que les fonctions de cohérence correspondantes sont données Figure 5.26. Tout comme la pression dans le voisinage de la fermeture de la poche, ces courbes montrent que la pression dans le sillage de la poche ne présente aucun caractère périodique. Ceci est dû au fait que dans le cas du régime stable, les cavités érosives sont de faibles dimensions et implosent immédiatement après la fermeture de la poche. Les fluctuations de pression mesurées dans le sillage de la poche sont attribuées aux micro bulles qui du reste ne présentent qu'un risque limité d'érosion.

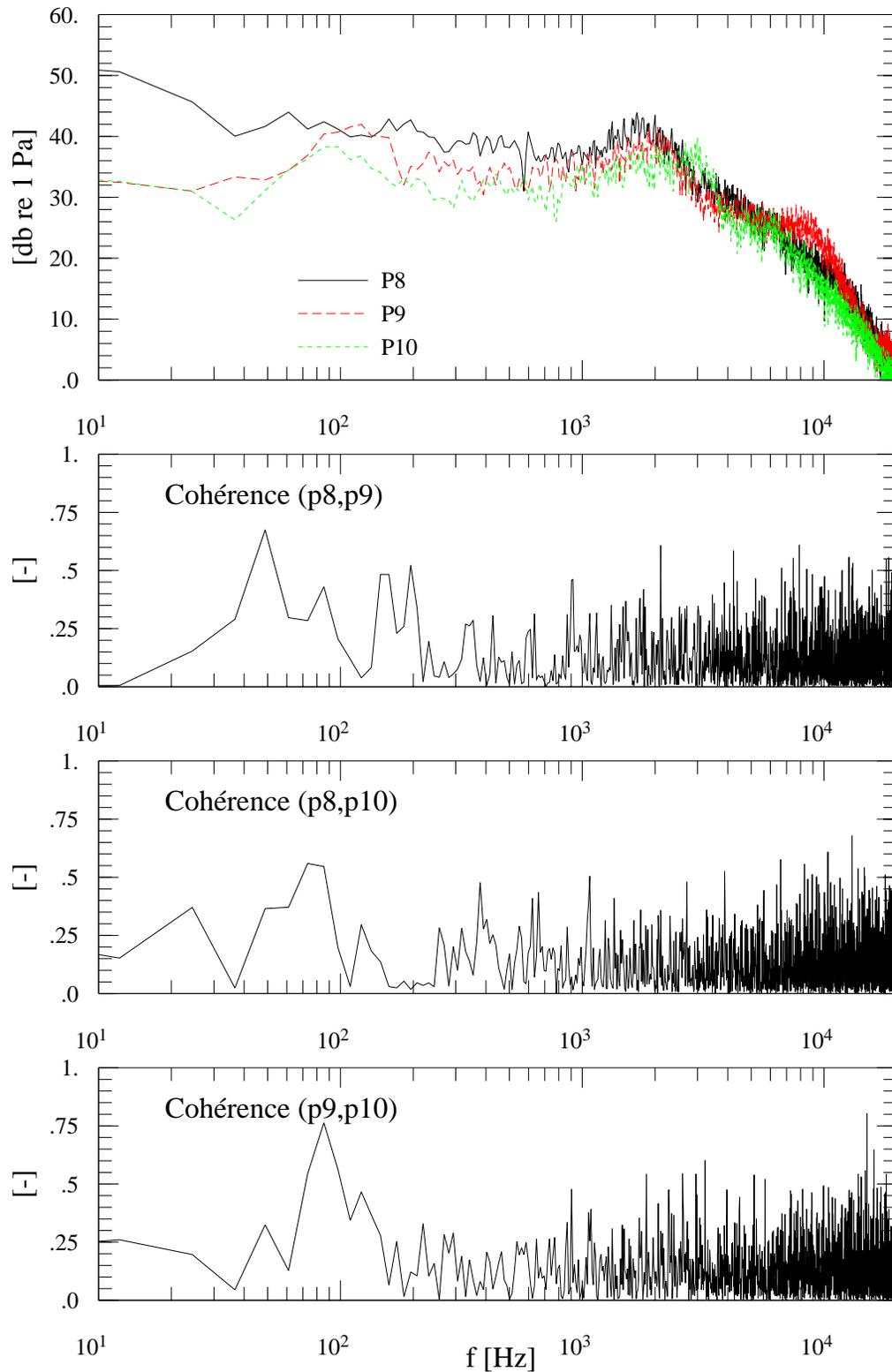


Figure 5.25: Spectres de pressions  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime stable:  $C_{ref}=19.98$  m/s,  $i=2.08^\circ$ ,  $\sigma=0.694$ .

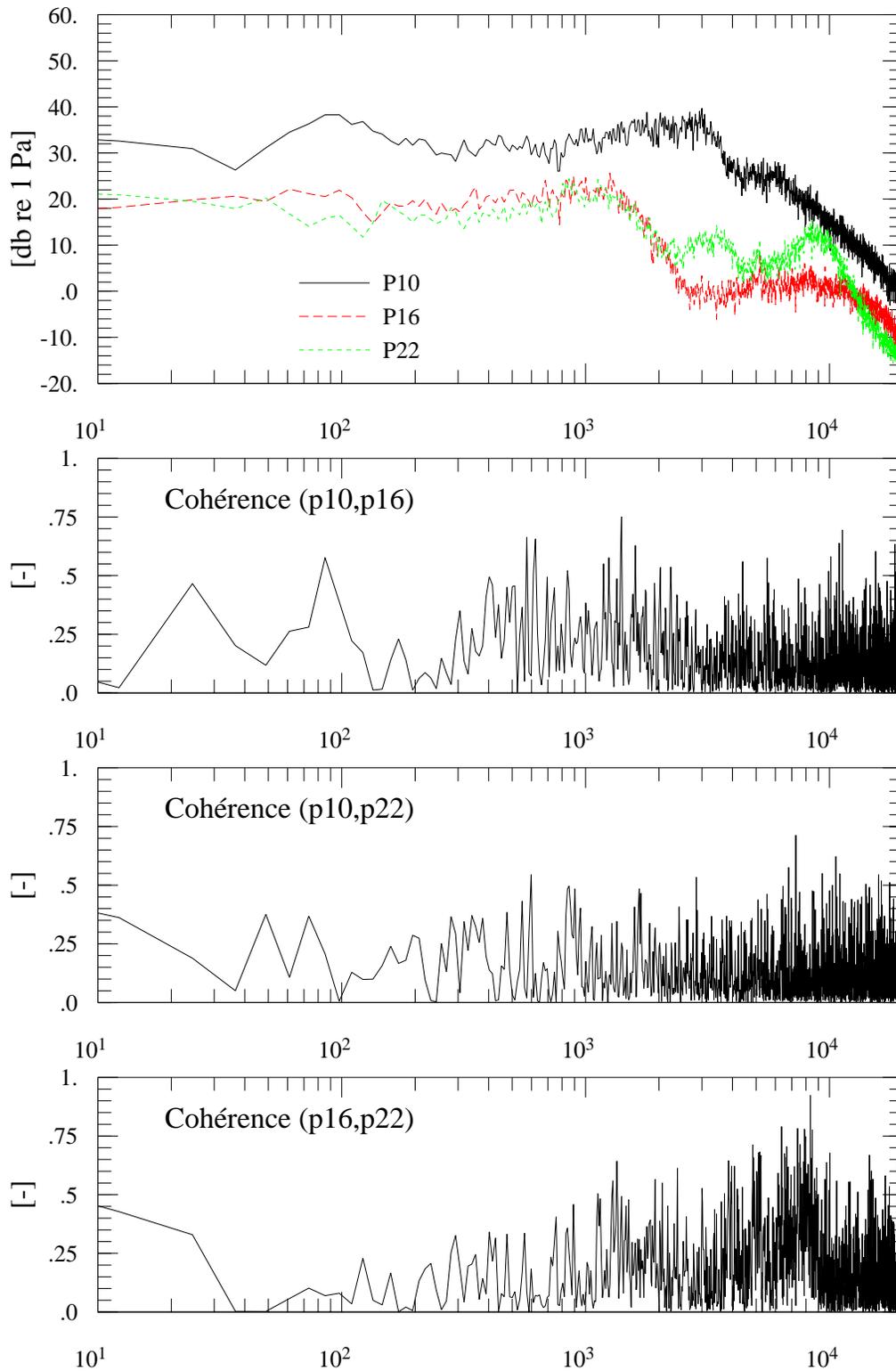


Figure 5.26: Spectres de pressions  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime stable:  $C_{ref}=19.98$  m/s,  $i=2.08^\circ$ ,  $\sigma=0.694$ .

### 5.3.4.3 Le régime forcé

Nous avons déjà mentionné au début de ce chapitre qu'en présence du couplage hydroélastique, le mécanisme de génération des cavités érosives est modulé par les vibrations du profil induites par les tourbillons de von Kármán qui se détachent du bord de fuite. Les spectres de pression dans le voisinage de la fermeture de la poche et dans le sillage de la poche, présentés Figures 5.27 et 5.28, confirment ce résultat. On observe en effet une forte concentration de l'énergie des fluctuations de pression autour de la fréquence de 860 Hz environ. Cette dernière correspond à la fréquence du premier mode propre de vibration du profil <sup>4</sup>. En outre, à cette même fréquence, on relève des cohérences voisines de l'unité qui témoignent d'une forte modulation de la pulsation de la poche aussi bien que du processus de génération des cavités érosives par les vibrations du profil expérimental.

Par ailleurs, le groupement  $fl/C_{ref}$  vaut approximativement 1,75. Il en résulte que le phénomène de pulsation de la poche n'est plus gouverné par la loi de Strouhal comme nous l'avons établi pour le cas du régime instable.

---

<sup>4</sup>Voir à ce sujet l'étalonnage dynamique présenté au chapitre 4 et l'analyse des signaux de vibration présentée au chapitre 6

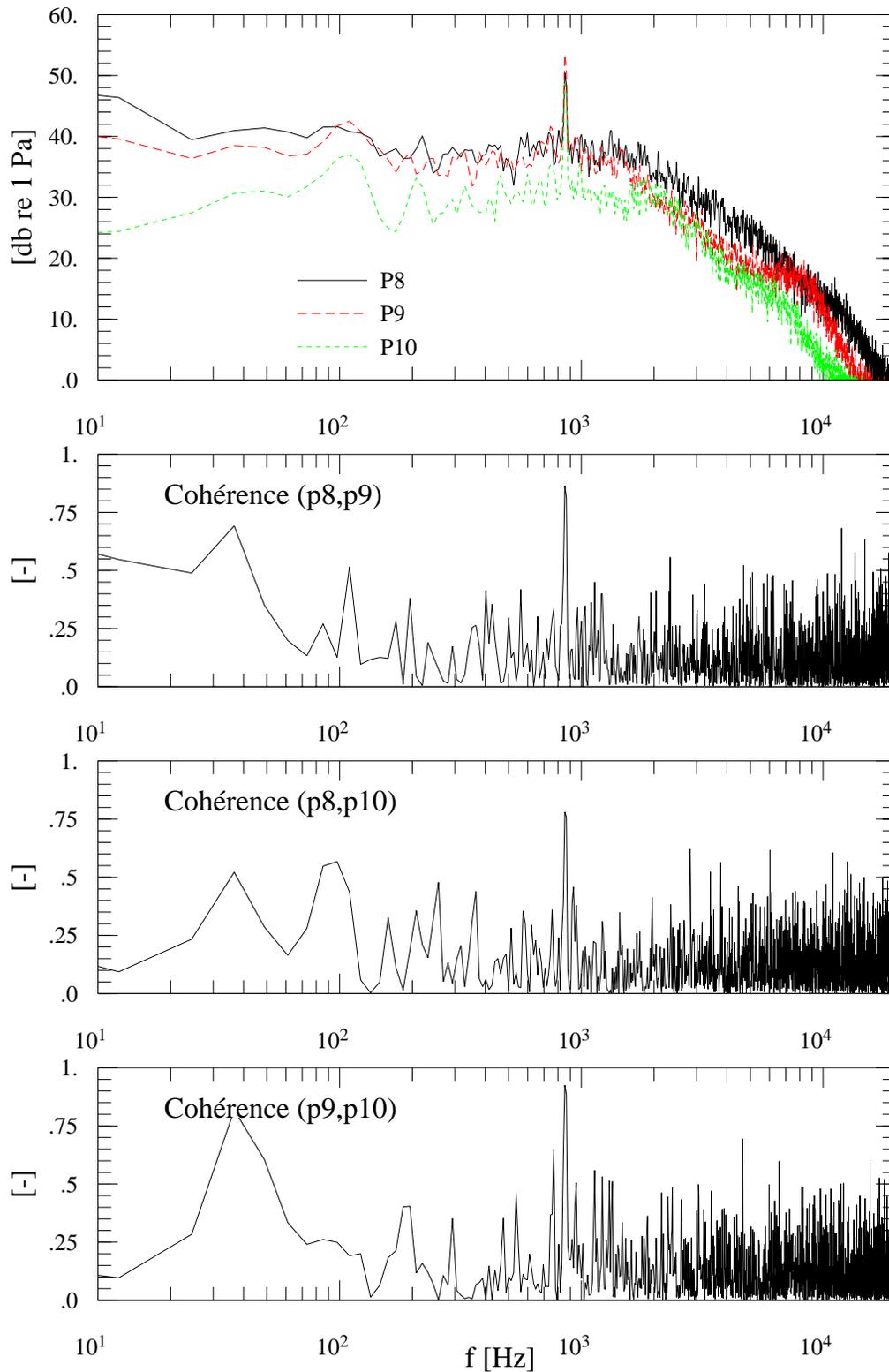


Figure 5.27: Spectres de pressions  $p_8$ ,  $p_9$  et  $p_{10}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime forcé:  $C_{ref}=14.99$  m/s,  $i=3.00$  °,  $\sigma=0.90$ .

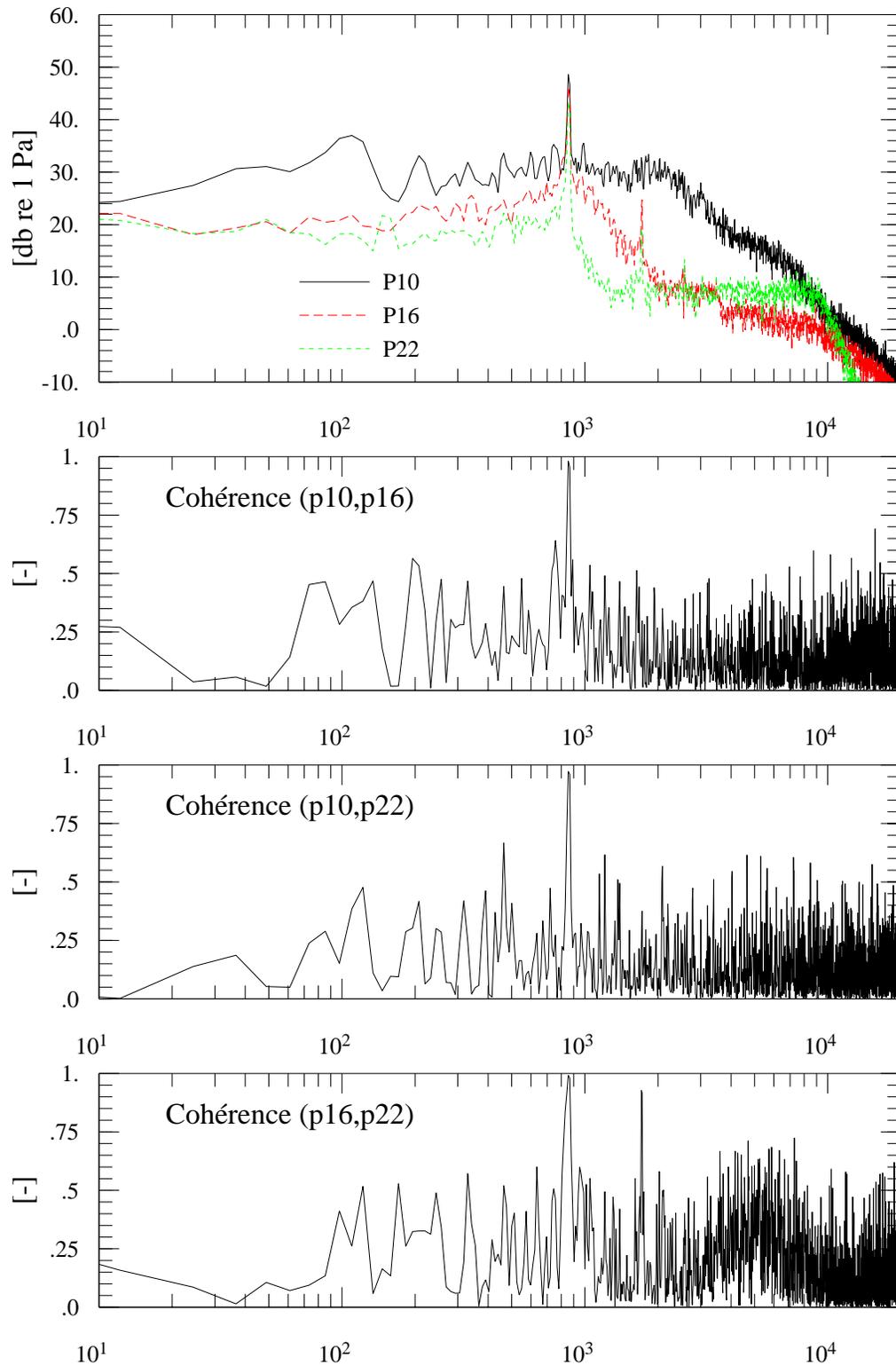


Figure 5.28: Spectres de pressions  $p_{10}$ ,  $p_{16}$  et  $p_{22}$  et les fonctions de cohérence correspondantes en régime forcé:  $C_{ref}=14.99$  m/s,  $i=3.00$  °,  $\sigma=0.90$ .

### 5.3.5 La cinématique des cavités érosives

La vitesse de convection des cavités érosives peut être estimée à partir des fonctions d'intercorrélation des signaux de pression. En effet, ces dernières permettent une mesure du retard entre deux signaux de pression à la fréquence de lâcher des cavités transitoires. Connaissant la distance qui séparent les capteurs de pression, on peut en déduire la vitesse de convection. Toutefois, seule le cas du régime instable permet une telle estimation. Dans le cas du régime stable, la plupart des cavités érosives implosent dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche.

Nous avons représenté Figure 5.29 les estimations des vitesses de convection des cavités transitoires dans le cas d'une incidence de  $4^\circ$ , un coefficient de cavitation de 1.21 et une vitesse amont variant de 14 à 38 m/s. Les vitesses de convection, notées  $C_c$ , sont calculées entre les capteurs (4 et 10), (4 et 16) et (10 et 16). Nous avons représenté sur la même figure la vitesse à la paroi  $C_{paroi}$  déduite de la relation de Bernoulli:

$$C_{paroi} = C_{ref} \sqrt{(1 - c_p)} \quad (5.3)$$

Ces courbes mettent en évidence un défaut de vitesse des cavités érosives par rapport à la vitesse en paroi. Toutefois, la vitesse de convection de ces cavités est croissante dans le sens de l'écoulement ( $C_c(10, 16) > C_c(4, 10)$ )

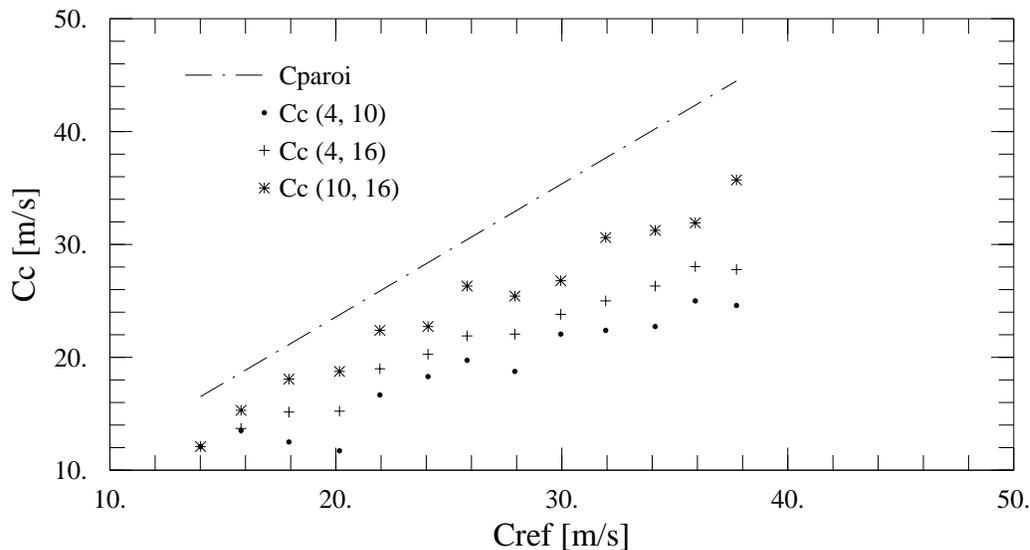


Figure 5.29: Vitesse de convection des cavités érosives.

### 5.3.6 Analyse temps-fréquence des fluctuations de pression

L'analyse temps-fréquence des fluctuations de pression est effectuée à l'aide de la méthode des ondelettes dont un rappel est proposé dans l'annexe I. L'ondelette analysante est l'ondelette de Morlet. Les coefficients résultants de cette transformation sont normalisés et représentés dans une échelle de gris linéaire: la couleur blanche (resp. la couleur noire) correspond à la valeur nulle (resp. à la valeur unité) du coefficient d'ondelettes.

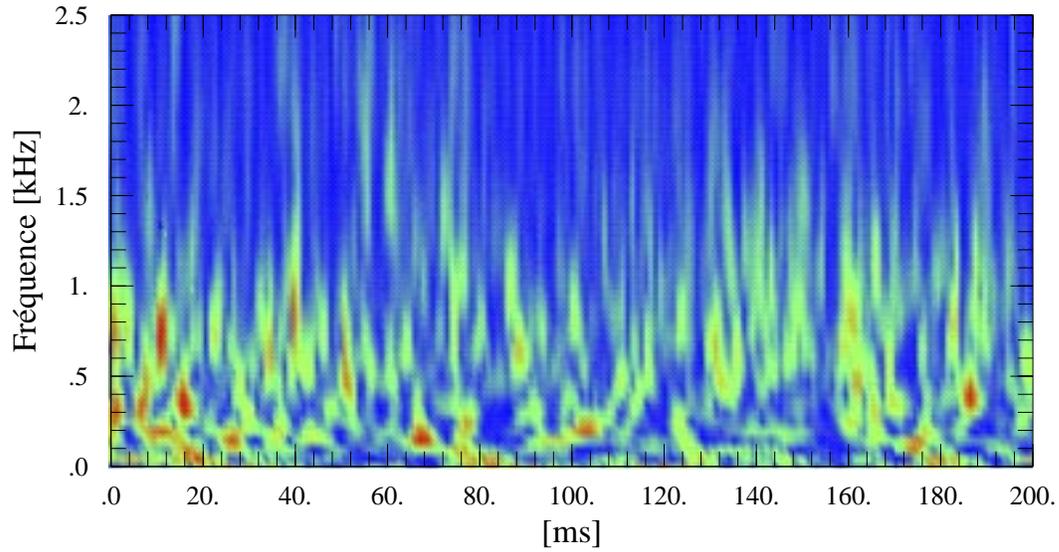
Afin d'analyser la dynamique de la poche de cavitation et le processus de lâcher des cavités transitoires dans l'espace temps-fréquence, le calcul est effectué sur les pressions  $p_4$  et  $p_{10}$ . Le coefficient de cavitation est telle que le capteur N°4 est situé dans la zone de fermeture de la poche.

Les coefficients des ondelettes correspondant au régime stable de la poche de cavitation sont représentés, Figure 5.30. La vitesse amont est de 20 m/s, l'incidence est de  $2,5^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 0,73 ( $l \approx 22.5$  mm). Une dispersion de l'énergie des signaux  $p_4$  et  $p_{10}$  est observée dans toute la bande de fréquence considérée. Toutefois, on remarque une apparition intermittente d'une énergie intense (tâches sombres) autour de la fréquence de 240 Hz environ. Notons que les spectres de Fourier des pressions  $p_4$  et  $p_{10}$  ne révèlent pas cette fréquence à cause de son caractère intermittent. Le groupement  $fl/C_{ref}$  correspondant vaut  $\approx 0.26$ . Cette valeur est comparable aux valeurs du nombre de Strouhal évaluées dans le cas du régime instable. Ainsi, dans le cas du régime stable de la poche de cavitation, les pulsations de la poche aussi bien que le lâcher des cavités transitoires semblent être gouvernés par la loi de Strouhal avec une forte intermittence que seule une analyse temps-fréquence permet de mettre en évidence.

La figure 5.31 montre les coefficients de la transformée d'ondelettes relatifs aux signaux de pression  $p_4$  et  $p_{10}$  pour une vitesse amont de 20 m/s, une incidence de  $3.0^\circ$  et un coefficient de cavitation de 0.97 ( $l \approx 22.5$  mm). L'observation de l'écoulement pour ces conditions hydrodynamiques montre qu'il s'agit d'une zone de transition au régime instable de la poche de cavitation. On observe sur les transformées en ondelettes du signal de pression  $p_4$  une concentration de l'énergie autour de la même fréquence de 240 Hz avec cependant moins d'intermittence que dans le cas précédent. Etant donné que le capteur N°4 est situé dans la zone de fermeture de la poche, cette fréquence est naturellement attribuée aux pulsations de la poche de cavitation. La transformée du signal  $p_{10}$  montre une dispersion de l'énergie dans toute la bande de fréquence analysée. Cependant, on remarque l'apparition intermittente de raies verticales de forte intensité qui caractérisent la réponse aux excitations impulsionnelles provoquées par les implosions des cavités transitoires. Le fait que la fréquence de lâcher de ces cavités n'apparaît pas sur le spectre temps-fréquence de la pression  $p_{10}$  peut être expliqué par le fait que les cavités transitoires implosent dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche.

La transformée en ondelettes des signaux de pression  $p_4$  et  $p_{10}$  dans le cas du régime instable de la poche de cavitation est présentée, Figure 5.32. La vitesse amont est de 20 m/s, l'incidence est de  $4.0^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 1.32 ( $l \approx 22.5$  mm). On remarque une concentration quasi stationnaire de l'énergie des signaux autour de la fréquence de Strouhal. En outre, le spectre temps-fréquence du signal  $p_{10}$  montre une succession de raies de fortes intensité qui correspondent aux implosions des cavités transitoires dans le sillage de la poche.

*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_4$ ) dans la fermeture de la poche*



*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_{10}$ ) dans le sillage de la poche*

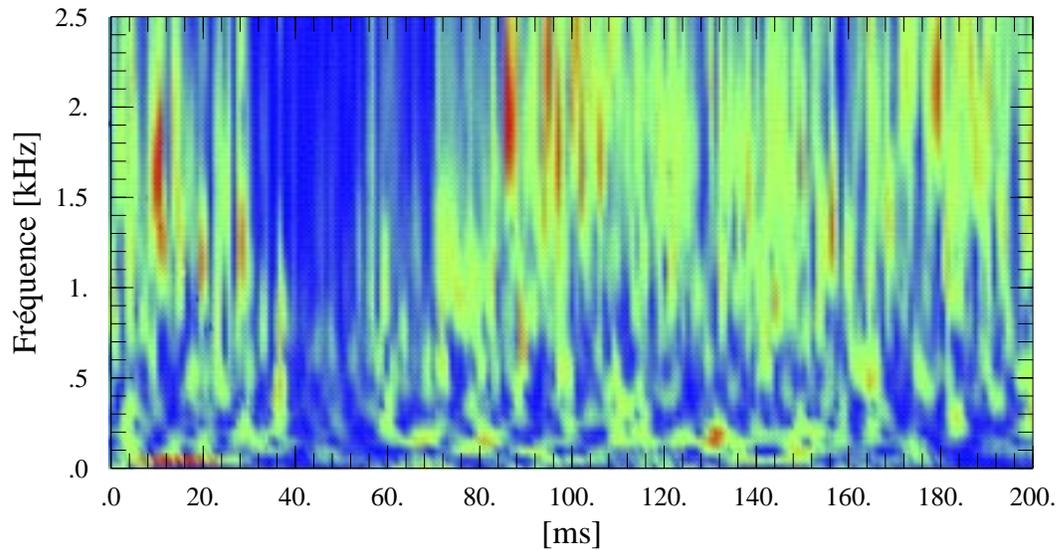
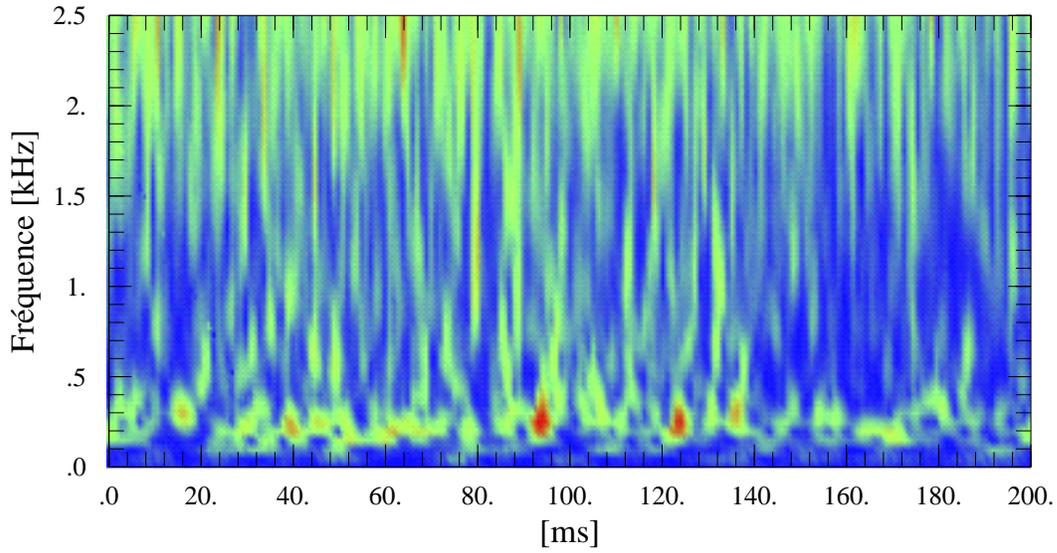


Figure 5.30: Transformée en ondelettes de la pression  $p_4$  (haut) et  $p_{10}$  (bas) en régime stable,  $C_{ref}=20$  m/s,  $\sigma=0.73$  et  $i=2.5^\circ$ .



*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_4$ ) dans la fermeture de la poche*



*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_{10}$ ) dans la fermeture de la poche*

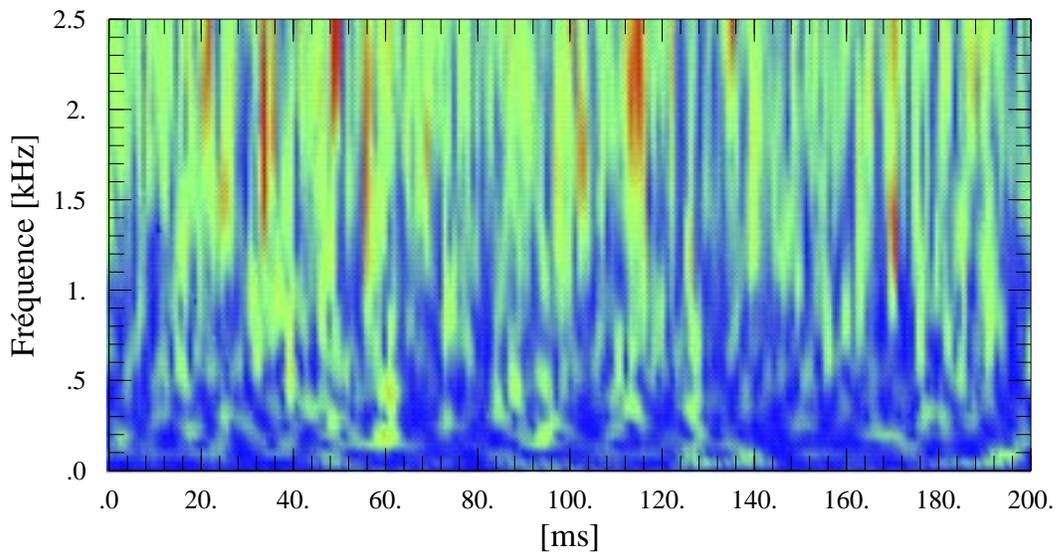
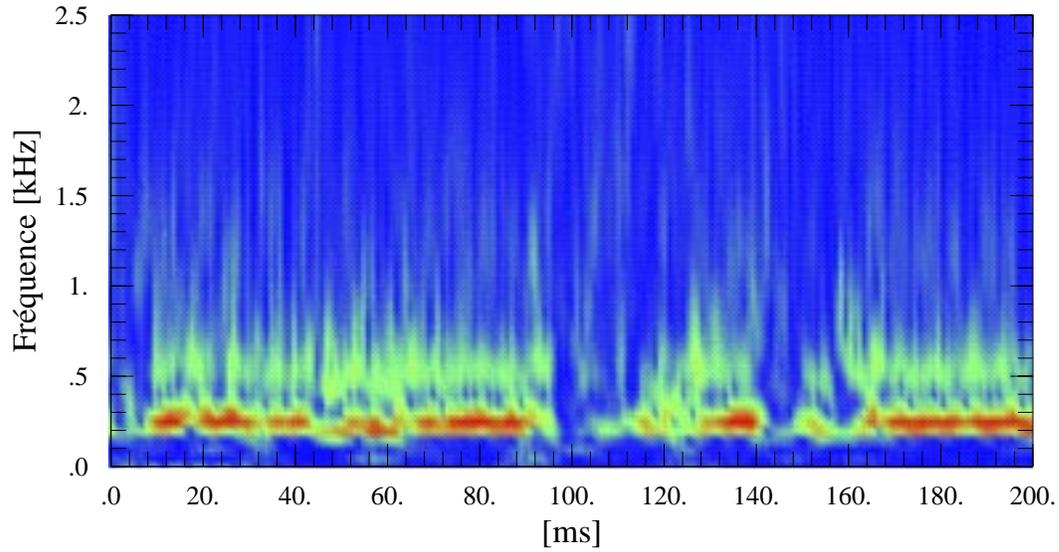


Figure 5.31: Transformée en ondelettes de la pression  $p_4$  (haut) et  $p_{10}$  (bas),  $C_{ref}=20$  m/s,  $\sigma=0.97$  et  $i=3.0^\circ$ .



*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_4$ ) dans la fermeture de la poche*



*Transformée en ondelettes de la pression ( $p_{10}$ ) dans la fermeture de la poche*

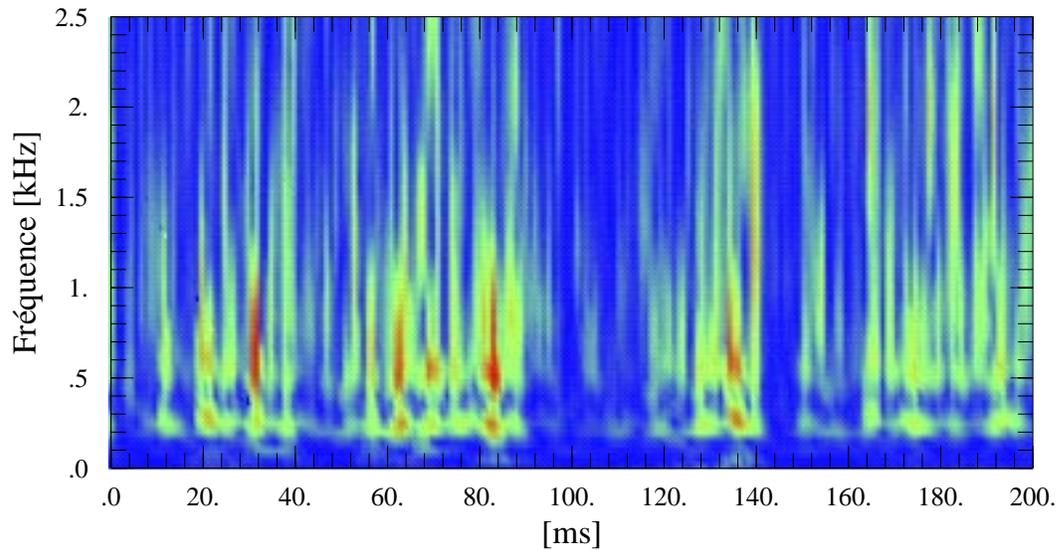


Figure 5.32: Transformée en ondelettes de la pression  $p_4$  (haut) et  $p_{10}$  (bas) en régime instable,  $C_{ref}=20$  m/s,  $\sigma=1.32$  et  $i=4.0^\circ$ .

## 5.4 La luminescence

La luminescence dégagée dans un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle autour du profil NACA009 est mesurée dans le tunnel de cavitation au moyen d'un photomultiplicateur et d'un compteur de photons (*EG&G 5C1*). L'instrumentation et la procédure expérimentale sont décrites dans le chapitre 4.

### 5.4.1 Mise en évidence

Pour différentes valeurs des paramètres hydrodynamiques, le nombre de photons émis est compté dans un intervalle de temps de 200 secondes. L'évolution du nombre de photons en fonction de la vitesse amont est représentée, Figure 5.33, pour une incidence de  $4^\circ$  et une longueur de poche fixée. Il s'agit naturellement d'une allure croissante. Nous avons représenté, sur la même figure, le nombre de photons correspondant à une vitesse de 18 m/s et hors cavitation. Ce point illustre le bruit de fond qui est très faible par rapport aux valeurs mesurées en présence de la poche de cavitation.

L'évolution du nombre de photons, émis dans l'intervalle de 200 s, en fonction du coefficient de cavitation est représentée, Figure 5.34, pour une incidence de  $4^\circ$  et une vitesse amont de 30 m/s. Le nombre de photons augmente avec la longueur de la poche. Toutefois, pour les faibles valeurs du coefficient de cavitation, cette augmentation est moins prononcée. Ceci est dû à l'angle solide réduit du photomultiplicateur: en augmentant la longueur de la poche de cavitation, les implosions peuvent se produire en dehors du champ de détection du photomultiplicateur.

La luminescence, ainsi mise en évidence, est due aux implosions répétées des cavités transitoires à l'aval de la poche de cavitation. De la même manière que pour une bulle isolée [48, 21], le gaz contenu dans une cavité tourbillonnaire se trouve fortement comprimé dans la phase finale de l'implosion. La température peut dépasser localement  $1'000^\circ\text{K}$ .

Le phénomène de la luminescence est un phénomène très complexe et la littérature est riche en interprétations contradictoires. Le mécanisme de génération de la lumière lors de l'implosion d'une bulle de vapeur dépend essentiellement de la composition chimique de l'eau, de la pression environnante et de la nature des gaz dissous.

L'effet thermique, introduit en premier, consiste à considérer le gaz comme un corps noir, qui émet de la lumière dont le spectre est fonction de la température. En effet, le spectre de la luminescence d'une bulle de cavitation est semblable à celui du corps noir à la température de  $10'000^\circ\text{K}$  environ [48, 21].

L'origine chimique est largement admise pour expliquer le phénomène de luminescence. L'augmentation considérable de la température provoque la création de radicaux libres dont la recombinaison est génératrice de radiations.

La luminescence est également expliqué par l'effet électrique. Durant la phase de l'implosion d'une bulle, une distribution aléatoire des charges électriques à l'intérieur de la bulle provoque des décharges microscopiques responsable de l'émission de photons.

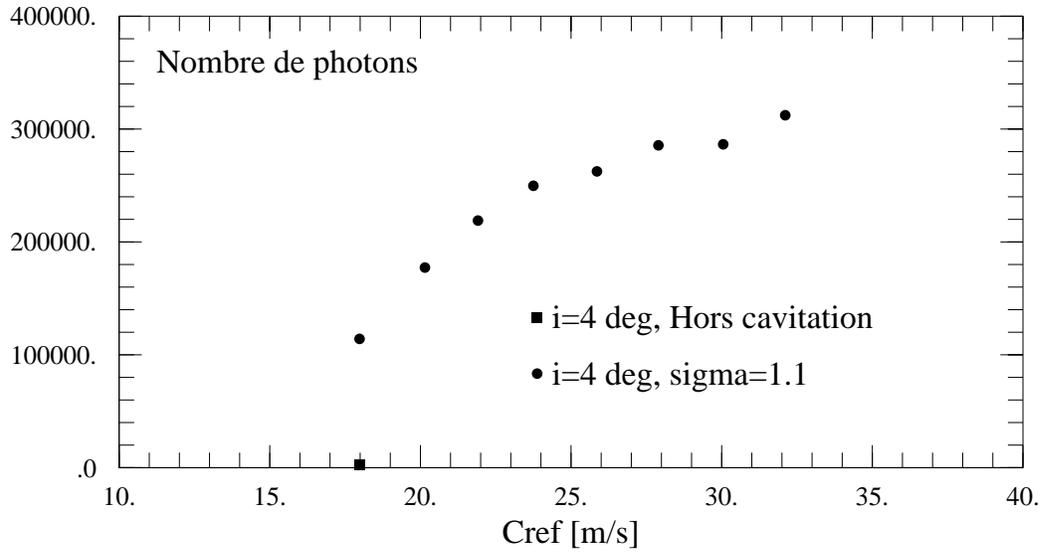


Figure 5.33: Nombre de photons en fonction de la vitesse ( $i=4^\circ$  et  $\sigma=1.1$ ).

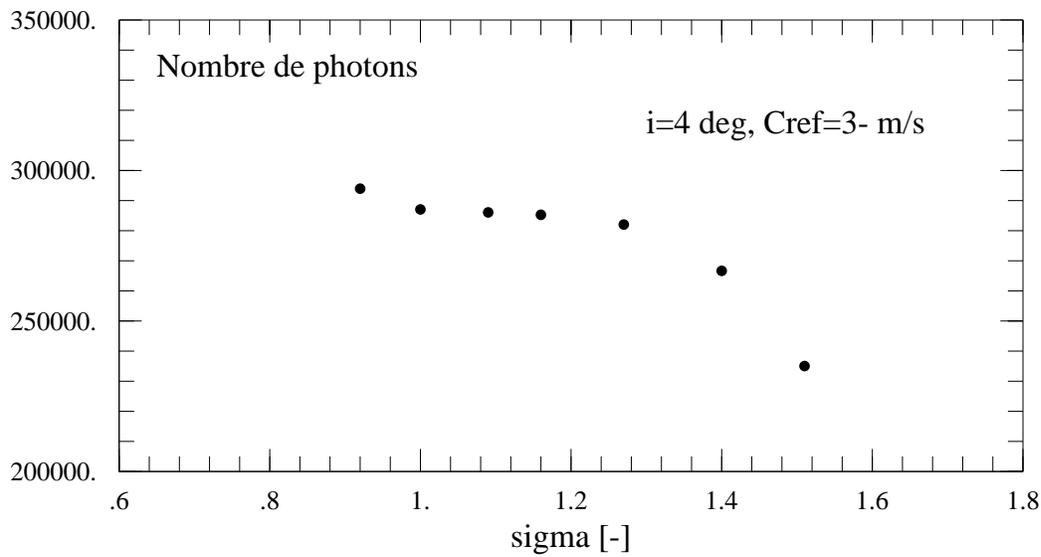


Figure 5.34: Nombre de photons en fonction du coefficient de cavitation ( $i=4^\circ$  et  $C_{ref}=30$  m/s).

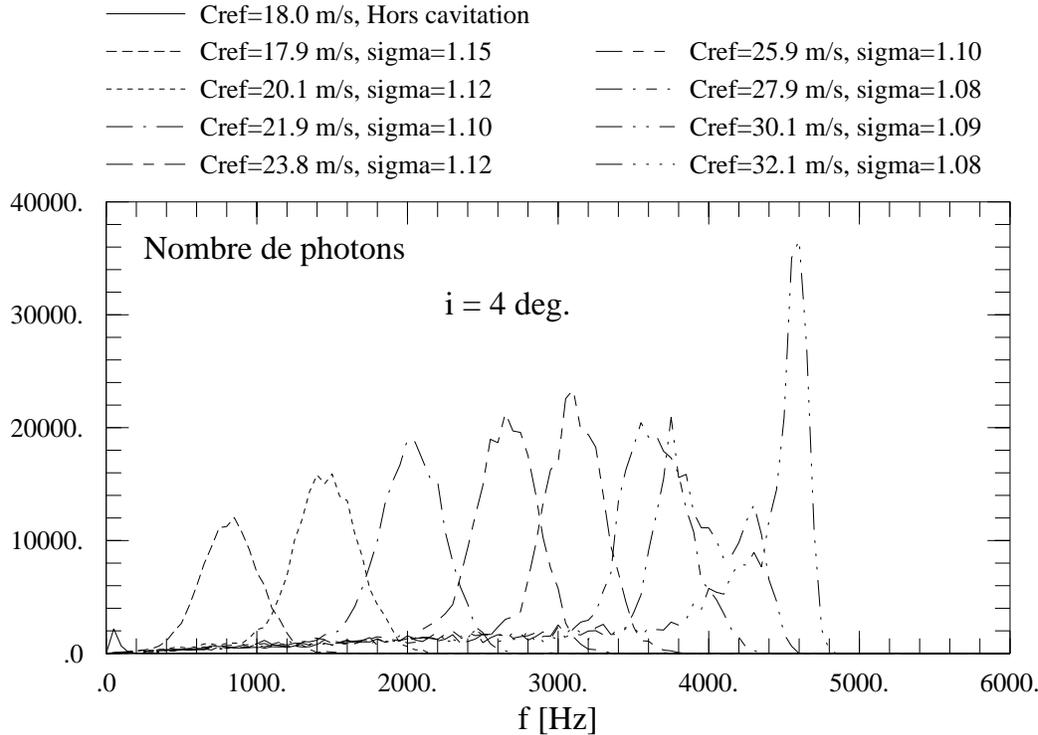


Figure 5.35: Spectres de l'émission des photons pour différentes valeurs de la vitesse amont ( $i=4^\circ$  et  $\sigma \approx 1.1$ ).

## 5.4.2 Analyse spectrale

L'analyse spectrale des temps d'arrivées des photons est réalisé au moyen de l'analyseur numérique *Nicolet 370*. Le principe de cet instrument est le suivant: le comptage de photons est entrepris sur des fenêtres temporelles de largeur  $T$ . Si  $n_p$  est le nombre de photons détectés dans une de ces fenêtres, alors la fréquence  $f = n_p/T$  est incrémentée de 1. Dans notre cas,  $T$  est réglée à 20 ms et le nombre de fenêtres est de 10'000. La durée totale de l'analyse est alors de 200 secondes.

La figure 5.35 illustre les spectres des temps d'arrivées des photons pour différentes valeur de la vitesse amont. L'incidence du profil est de  $4^\circ$  et le coefficient de cavitation est autour de 1,1. On relève l'existence d'une fréquence principale qui augmente avec la vitesse amont. Cette fréquence, notée  $f_p$ , est représentée figure 5.36 en fonction de la vitesse amont. L'allure linéaire ainsi mise en évidence est analogue avec celle de l'évolution de la fréquence de fluctuations de la poche de vapeur en régime instable. Toutefois, les fréquences d'émission de photons sont supérieures aux fréquences de pulsations de la poche. En effet, chaque implosion est génératrice de plusieurs photons.

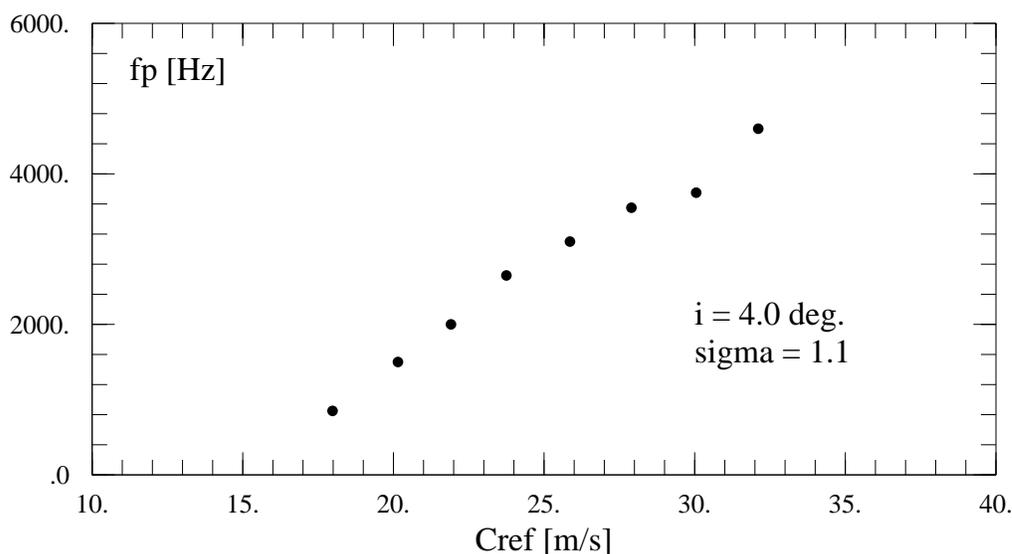


Figure 5.36: Fréquence principale de l'émission des photons en fonction de la vitesse amont ( $i=4^\circ$  et  $\sigma \approx 1.1$ ).

## 5.5 Synthèse

### 5.5.1 La génération des cavités érosives en régime libre

La dynamique de la poche de cavitation, et par conséquent la dynamique des cavités transitoires, est fortement conditionnée par l'ensemble des paramètres hydrodynamiques ( $C_{ref}$ ,  $\sigma$  et  $i$ ). L'observation des figures de cavitation en régime libre (en dehors du couplage hydroélastique), couplée avec l'analyse des fluctuations de pression à l'aval de la poche, conduit à distinguer entre deux régimes profondément différents: le régime stable et le régime instable.

Dans le cas du régime instable, caractérisé par une dimension des cavités transitoires et une amplitude de fluctuation de la poche du même ordre de grandeur que les dimensions de la poche principale, le mécanisme de génération des cavités tourbillonnaires est fortement modulé par les pulsations de la poche. Ces deux phénomènes sont gouvernés par une loi de type Strouhal. Le nombre de Strouhal, basé sur la longueur de la poche et la vitesse amont ( $S = fl/C_{ref}$ ), dépend de l'angle d'incidence et se maintient entre 0.2 et 0.3 environ.

Dans le cas du régime stable, l'amplitude de pulsation de la poche de cavitation et la dimension caractéristique des cavités transitoires sont de faible amplitude par rapport aux dimensions de la poche. Le mécanisme de génération des cavités transitoires, tout comme les pulsations de la poche, sont marqués par un caractère fortement intermittent. L'analyse temps-fréquence des fluctuations de pression dans la zone de fermeture de la poche fait apparaître la fréquence de Strouhal de manière intermittente.

### 5.5.2 Origines de l'instabilité de la poche de cavitation

A partir d'un régime stable de la poche de cavitation, les instabilités sont provoquées indépendamment par l'augmentation de la vitesse amont, par l'augmentation de l'incidence du profil ou par la diminution du coefficient de cavitation.

Plusieurs auteurs [41, 42] soutiennent que l'instabilité est due au jet rentrant qui remonte vers le point de détachement de la poche et provoque la génération de grosses cavités de vapeur. Dans le cas du régime fortement instable, le jet rentrant peut atteindre le point de détachement et provoquer la convection de toute la poche qui implose plus loin dans l'écoulement. Une nouvelle poche est alors reconstruite. La fréquence de ce cycle de destruction-construction de la poche est gouverné par une loi de type de Strouhal [42].

Franc [32] s'est basé sur le modèle de Arakeri [3] pour donner une autre explication à l'apparition de ces instabilités. Rappelons que le modèle de Arakeri est basé sur l'hypothèse qu'une poche de vapeur attachée ne peut se développer qu'à l'aval d'un décollement laminaire. L'observation des figures de cavitation montrent que la position de la frontière qui sépare la partie transparente et la partie opaque de la poche varie avec les paramètres hydrodynamiques de manière similaire à celle du point de transition à la turbulence [63]. Cette remarque suggère que cette frontière matérialise la transition à la turbulence dans l'écoulement externe. On conçoit ainsi que lorsque la transition à la turbulence atteint le point de détachement de la poche, le décollement de la couche limite devient turbulent et la poche est contrainte à disparaître [32].

L'origine des instabilités peut être aussi expliqué par un couplage hydrodynamique entre la fréquence de pulsation de la poche principale et celle la fréquence de génération des cavités transitoires.

### 5.5.3 Influence du comportement de la poche de cavitation sur le risque d'érosion

Il est évident que les différents régimes du comportement de la poche de cavitation donnent lieu à des risques d'érosion différents. En effet, si l'on admet que la surpression due à l'implosion d'une cavité isolée est caractérisé par l'énergie potentielle correspondant au volume maximum de la cavité<sup>5</sup>, le régime instable de la poche de vapeur présenterait de toute évidence un risque d'érosion plus important que le régime stable.

Simoneau *et al* [65] ont entrepris des mesures directes de l'érosion de cavitation dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* à l'aide d'une technique de détection électrochimique [64]. Les détecteurs en titane sont introduits dans le profil expérimental (NACA009) identique à celui utilisé dans la présente étude. Le résultat de ces mesures montre clairement que l'érosion de cavitation est beaucoup plus prononcée dans le cas du régime instable que dans le cas du régime stable.

Ce résultat est confirmée par Dorey *et al* [22] à partir de l'analyse des impacts occasionnés sur des échantillons de différent matériaux. Les échantillons préalablement polis sont montés dans un profil NACA009 et exposés à l'attaque de la cavitation pendant une courte période (15 à 30 minutes). On obtient ainsi sur la surface de l'échantillon des impacts isolés qui correspondent à une déformation plastique sans arrachement de matière.

---

<sup>5</sup>Voir à ce sujet le chapitre 3

Le traitement de ces impacts consiste à relever leur géométrie et évaluer les distributions statistiques des grandeurs telles que le volume ou la profondeur. Il résulte de ces travaux que le régime instable de la cavitation provoque des impacts moins nombreux mais plus gros et plus profonds que le régime stable.

Ainsi, nous pouvons affirmer que le régime instable de la poche de cavitation est la situation la plus dangereuse du point de vue de l'érosion de cavitation.

#### 5.5.4 L'importance du régime forcé

En présence du couplage hydroélastique, les pulsations de la poche et le lâcher des cavités érosives sont fortement modulés par les vibrations du profil expérimental. Dans ce cas, appelé régime forcé, la loi de Strouhal n'est plus valable.

Dans le domaine des machines hydrauliques, le régime forcé de la poche de cavitation correspond à une réalité industrielle. En effet, le passage des aubes devant les aubes directrices ou devant le bec de bêche provoquent des fluctuations de la pression et de l'incidence de l'écoulement. Ces perturbations viennent moduler la dynamique de la poche de cavitation et le lâcher des cavités érosives.

Nous verrons dans le chapitre 6 comment exploiter cette modulation dans l'analyse des vibrations induites par la cavitation pour la surveillance de la cavitation en temps réel dans les machines hydrauliques.

#### 5.5.5 Caractérisation des surpressions dues aux implosions

Il a été établi que la contribution des fluctuations de pression dans une bande réduite de fréquences est maximum dans la zone de fermeture de la poche de cavitation. Par ailleurs, les mesures de l'érosion de cavitation, entreprises par Simoneau *et al* [65], montrent un maximum d'érosion dans cette même zone. Ceci nous permet d'annoncer que dans le cas d'un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle, la contribution des fluctuations de pression dans une bande de fréquences réduite est caractéristique de la véritable pression induite sur le profil par les implosions répétées des cavités transitoires.

#### 5.5.6 La luminescence des cavité érosives

Le phénomène de luminescence, déjà observé lors de l'implosion d'une bulle isolée, est mis en évidence dans le cas de la cavitation de bord d'attaque. Ce phénomène est dû à l'augmentation substantielle de la température pendant la phase finale de l'implosion d'une cavité tourbillonnaire.

Le nombre de photons générés est une fonction croissante de la vitesse amont et de la longueur de la poche. Cette tendance est analogue à celle des fluctuations de pression à l'aval de la poche.

L'analyse spectrale des temps d'arrivée des photons fait apparaître une fréquence prépondérante qui augmente linéairement avec la vitesse amont et suggère que la luminescence est gouvernée par une loi de type Strouhal.

La luminescence est donc caractéristique du processus d'attaque hydrodynamique relatif à la cavitation d'entrée. Toutefois, il n'est pas concevable de l'utiliser à l'échelle

industrielle à cause de la complexité de sa mise en oeuvre. L'intérêt de cette expérience est de mettre en évidence les effets thermiques généralement négligés dans l'étude de l'implosion des cavités de vapeur.

## Chapitre 6

# LA CARACTERISATION VIBRATOIRE DE LA CAVITATION D'ENTREE

## 6.1 Introduction

On se propose dans ce chapitre d'aborder les aspects vibratoires d'un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle. La signature vibratoire d'un tel écoulement est étudiée dans le but de répondre principalement aux questions suivantes:

- Peut-on détecter la cavitation dans une machine hydraulique à partir des mesures vibratoires ?
- Quelle est la relation entre les niveaux de vibrations et les surpressions induites sur l'aubage par les implosions répétées des cavités transitoires ?

L'approche vibratoire pour la détection et la mesure de l'intensité de la cavitation d'entrée a déjà fait l'objet de nombreuses études dont notamment celles effectuées par Bourdon [12, 13, 14] et Abbot [1] dans le cas des turbines Francis. Ces auteurs, ont mis en évidence une modulation des vibrations par la fréquence de passage des aubes ou par la fréquence de passage des directrices.

L'intérêt de l'approche vibratoire tient à la simplicité de sa mise en oeuvre. En effet, contrairement aux autres techniques de détection (exemple: indentations, mesures acoustiques, luminescence, ...), dans le cas de la détection vibratoire de la cavitation, il suffit de disposer d'un ou de plusieurs accéléromètres fixés à des endroits bien choisis d'une machine hydraulique et aucune intervention à l'intérieur de la machine n'est nécessaire.

Ce chapitre est composé de deux parties. Dans la première nous présentons l'analyse des signaux de vibrations mesurés dans le tunnel de cavitation. Dans la deuxième partie, nous présentons une validation expérimentale effectuée sur une pompe centrifuge en collaboration avec la société *Sulzer Pompes*.

## 6.2 La détection vibratoire dans le cas d'un profil isolé

Rappelons que les mesures vibratoires dans le tunnel de cavitation sont effectuées de manière synchrone avec les mesures de fluctuations de pression et les visualisations vidéo<sup>1</sup>.

### 6.2.1 Niveaux de vibrations en fonction des paramètres hydrodynamiques

L'évolution des écarts types de l'accélération en fonction de la vitesse amont est donnée Figure 6.1 pour les incidences de 2.0°, 2.5°, 3.0° et 3.5°. Pour chacune de ces incidences, la longueur de la poche est maintenue constante. Les écarts types sont estimés sur 128 k-échantillons numérisés à 200'000 Hz.

On observe une évolution quadratique de l'écart type des vibrations en fonction de la vitesse amont pour les incidences de 2.0° et 3.5°. L'examen des images vidéo montre que le comportement de la poche de cavitation demeure respectivement stable et instable dans

---

<sup>1</sup>Voir le chapitre 4 pour la description de l'instrumentation et de la procédure expérimentale.

tout le domaine de variation de la vitesse amont. Par ailleurs, pour les incidences  $2.5^\circ$  et  $3.0^\circ$ , on relève un changement notable dans l'évolution de l'écart type de l'accélération lorsque la vitesse amont est respectivement égale à 24 et 30 m/s environ. En effet, les visualisations vidéo révèlent que ces vitesses correspondent à un début d'instabilité dans le comportement de la poche de cavitation qui justifie l'accroissement des vibrations induites par la cavitation. Ce résultat nous permet d'énoncer que l'écart type des vibrations varie de manière quadratique avec la vitesse amont tant que le comportement dynamique de la poche de cavitation ne varie pas.

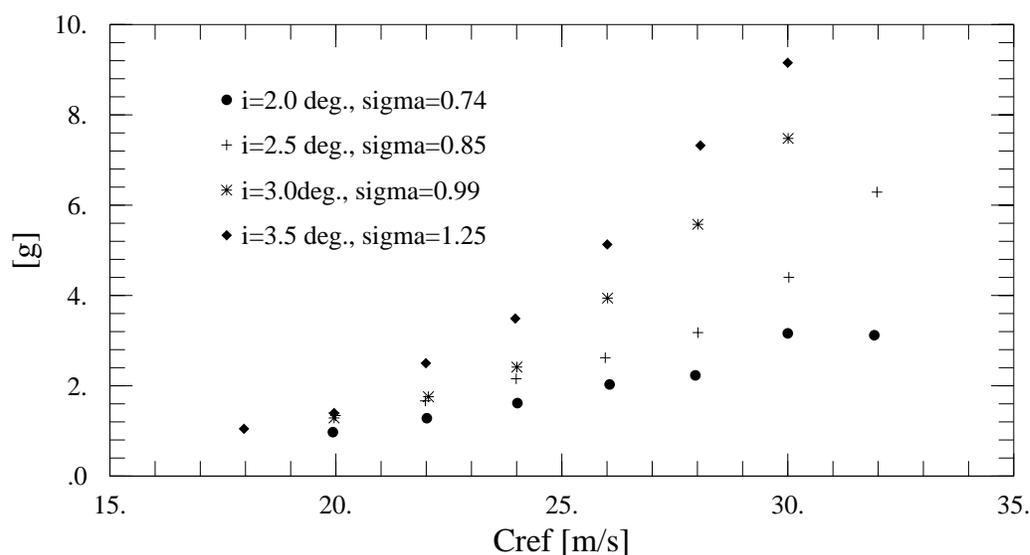


Figure 6.1: Evolution de l'écart type des vibrations en fonction de la vitesse amont.

### 6.2.2 Vibrations et bruit acoustique

Le bruit acoustique est mesuré par un capteur *Kistler* monté en paroi de la veine d'essai (voir chapitre 4). Il s'agit des fluctuations de pression induites par la cavitation à la paroi de la veine. Seule le domaine audible est pris en compte ( $f < 20$  kHz). l'écart type du bruit acoustique comparé à celui des vibrations est présenté Figure 6.2. Une tendance linéaire est ainsi mise en évidence. Ceci montre l'équivalence entre ces deux grandeurs dans la détection de la cavitation. Nous avons retenu le signal d'accélération pour détecter la cavitation pour la simplicité de la mise en oeuvre des mesures vibratoires par rapport aux mesures acoustiques.

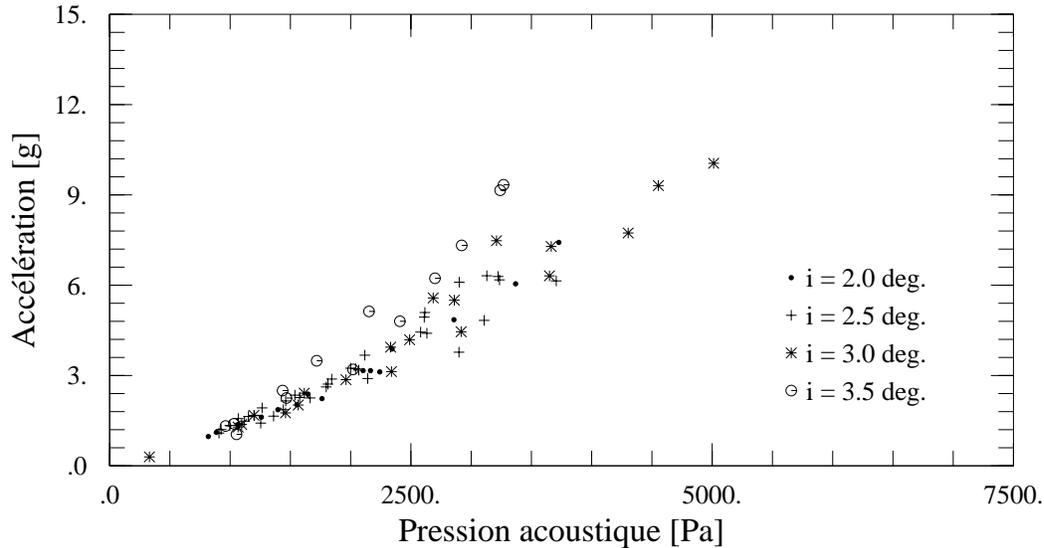


Figure 6.2: Relation entre les écarts types du bruit acoustique et des vibrations.

## 6.2.3 Analyse spectrale des vibrations

### 6.2.3.1 Régime stable

Les traces temporelles du signal d'accélération dans le cas du régime stable sont présentées, Figure 6.3, pour deux valeurs de la vitesse amont (19.993 et 31.91 m/s). Dans les deux cas, l'incidence du profil est de  $2.0^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 0.75. Les spectres des vibrations correspondants à ces deux conditions hydrodynamiques sont estimés sur une longueur des signaux de 655.36 ms (Figure 6.3).

L'augmentation de la vitesse amont provoque naturellement une augmentation des niveaux de vibrations. Les pics d'accélération passent de  $\pm 3$  g à  $\pm 10$  g environ. L'examen des spectres permet de distinguer trois gammes de fréquences. Dans la première gamme qui s'étend jusqu'à 1'500 Hz environ, le spectre des vibrations est très peu affecté par l'augmentation de la vitesse amont. Dans la deuxième gamme de fréquences qui s'étend de 1'500 Hz à 2'500 Hz, une forte augmentation ( $\geq 25$  dB) des niveaux d'accélération est observée. Dans la troisième gamme de fréquence qui s'étend de 2'500 Hz à 50'000 Hz, on assiste à une augmentation à peu près uniforme des niveaux de vibrations d'environ 5 dB. Rappelons que les signaux sont filtrés à 50'000 Hz passe bas et de ce fait, la fréquence de résonance du capteur (125 kHz) n'apparaît pas sur les spectres.

### 6.2.3.2 Régime instable

Les signaux bruts ainsi que les spectres correspondants dans le cas du régime instable de la cavitation sont représentés Figure 6.4 pour deux valeurs de la vitesse amont (19.96 et 32.00 m/s). L'incidence du profil est de  $3.5^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 1.25 dans les deux cas.

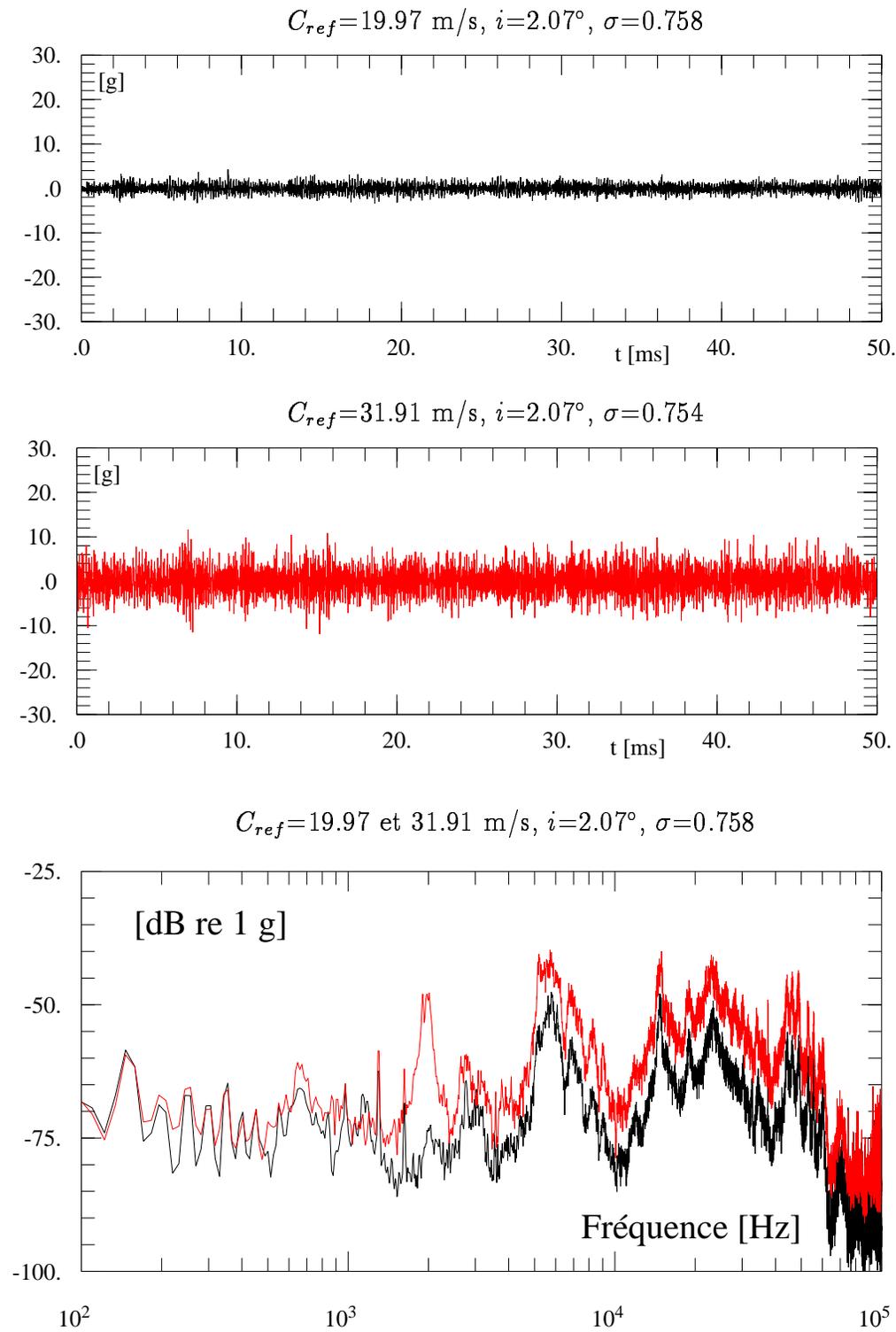


Figure 6.3: Traces temporelles et spectres des vibrations dans le cas du régime stable de la poche de cavitation ( $i=2.0^\circ, \sigma=0.75$ ).

L'effet de l'augmentation de la vitesse amont dans le cas du régime instable est plus prononcé que dans le cas du régime stable. Les niveaux de vibrations passent de  $\pm 4$  g à  $\pm 30$  g environ. Pour la vitesse amont de 32 m/s, on peut observer un caractère impulsionnel du signal d'accélération qui est dû aux implosions des grosses cavités de vapeur.

L'examen des spectres de vibrations conduit à la même remarque que dans le cas du régime stable. On retrouve en effet les trois gammes de fréquences avec toutefois un élargissement de la deuxième gamme qui s'étend cette fois-ci de 900 Hz à 5'000 Hz environ.

Par ailleurs, contrairement aux spectres de fluctuations de pression présentés dans le chapitre précédent, la fréquence de Strouhal n'apparaît pas sur les spectres de vibrations de manière prépondérante. En effet, les implosions répétées des cavités érosives provoquent à chaque fois une sollicitation de type impulsionnel et la structure répond avec ses fréquences naturelles.

Afin d'analyser la relation entre les fluctuations de pression et les vibrations induites par la cavitation, nous avons représenté Figure 6.5 les spectres de la pression  $p_{10}$  (dans la zone de fermeture de la poche) et de l'accélération ainsi que la fonction de cohérence correspondante. On relève une différence profonde des contenus spectraux caractérisés par une faible cohérence. On observe sur le spectre de la pression une concentration de l'énergie autour de la fréquence de 120 Hz environ et de ses harmoniques. S'agissant du régime instable de la poche de cavitation, cette fréquence n'est autre que la fréquence de Strouhal qui correspond au taux de lâcher des cavités transitoires ainsi qu'aux pulsations de la poche. Par ailleurs, la fréquence de Strouhal est très peu perceptible sur le spectre des vibrations. En outre, une très faible cohérence ( $\leq .2$ ) entre la pression et l'accélération est observée autour de la fréquence de Strouhal. Ce résultat montre que l'analyse spectrale des vibrations ne permet pas d'identifier aisément la cavitation du bord d'attaque en régime libre.

### 6.2.3.3 Régime forcé

Les spectres relatifs à la pression  $p_8$  (dans la zone de fermeture de la poche) et aux vibrations ainsi que la fonction de cohérence correspondante sont données Figure 6.6. La vitesse amont est de 14.99 m/s, l'incidence est de  $3.0^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 0.9. On assiste dans ces conditions au couplage hydroélastique: la fréquence de lâcher des tourbillons de von Kármán au bord de fuite est voisine de la fréquence de résonance du premier mode de vibrations du profil expérimental. Nous avons déjà annoncé (chapitre 5) que dans ce cas, les pulsations de la poche de cavitation ainsi que le processus de génération des cavités érosives sont modulés par les vibrations du profil. En effet, on observe une bonne cohérence (*approx* 0.8) entre les signaux de pression et d'accélération à la fréquence de vibrations du profil ( $\approx 860$  Hz).

Il est à noter que l'apparition de la fréquence de Strouhal sur le spectre des vibrations est due aux vibrations du profil et non pas aux implosions des cavités transitoires.

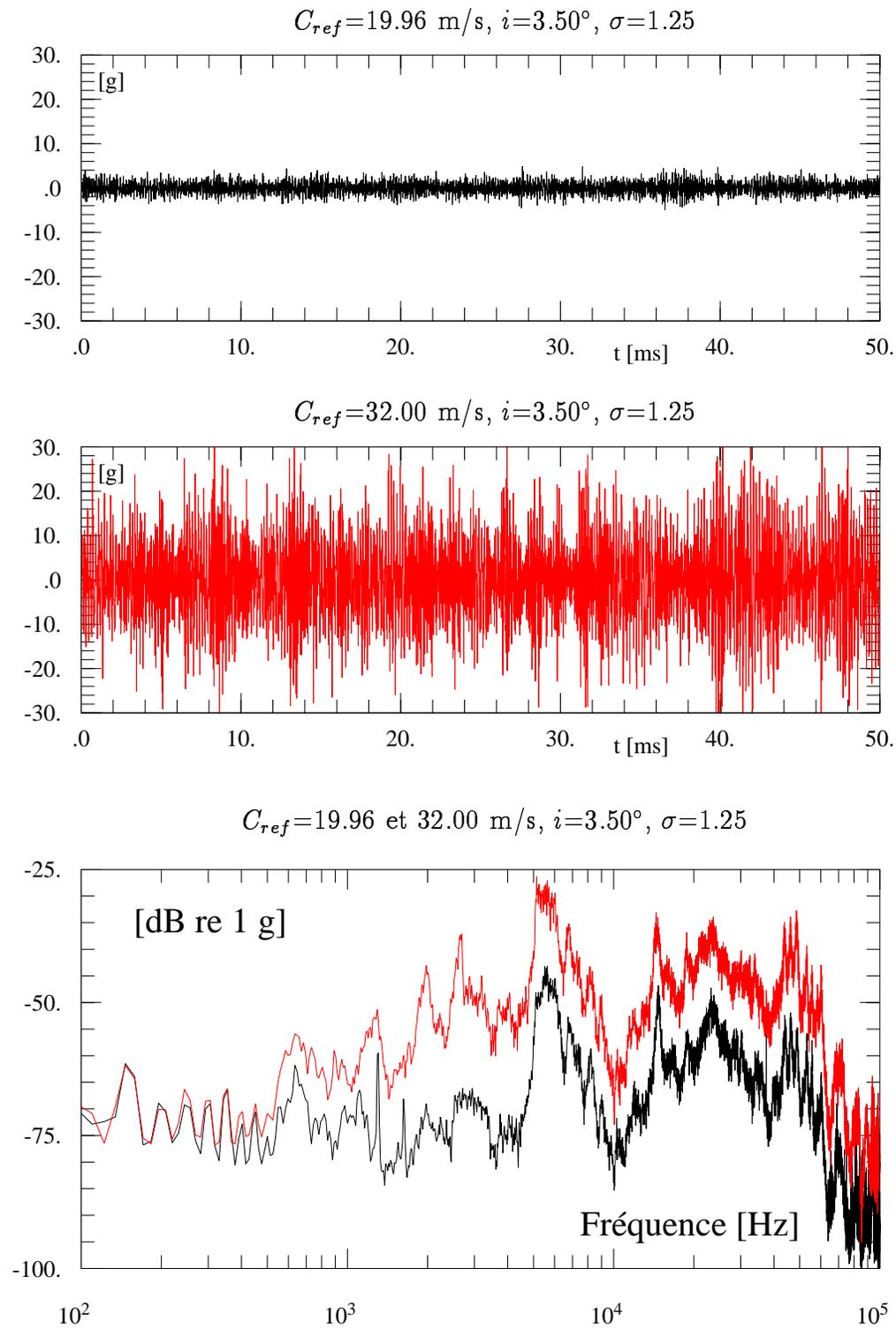


Figure 6.4: Traces temporelles et spectres des vibrations dans le cas du régime instable de la poche de cavitation ( $i=3.5^\circ, \sigma=1.25$ ).

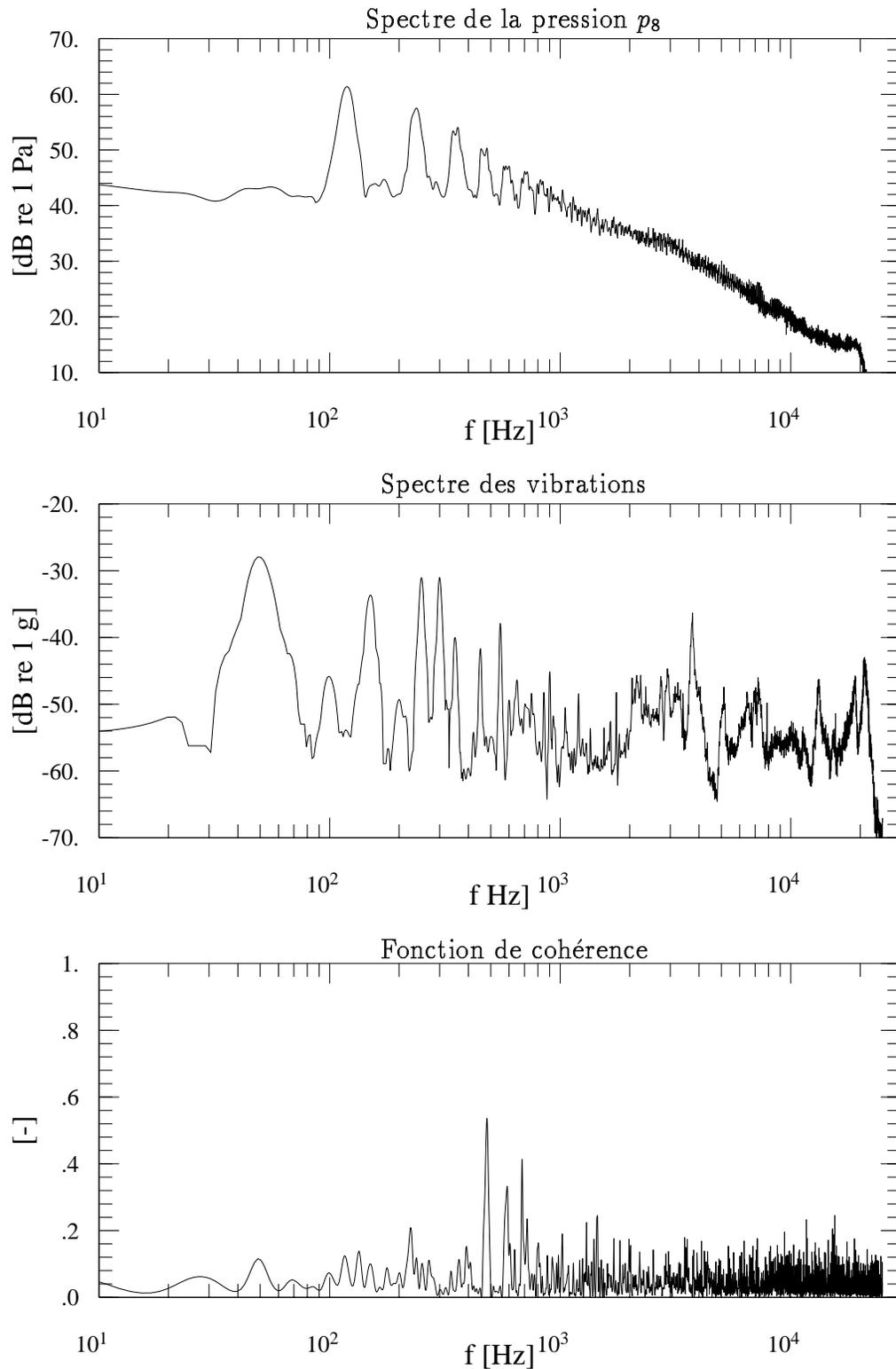


Figure 6.5: Spectre de la pression  $p_8$ , spectre des vibrations et la fonction de cohérence correspondante ( $C_{ref}=20$  m/s,  $i=3.6^\circ$ ,  $\sigma=0.92$ ).

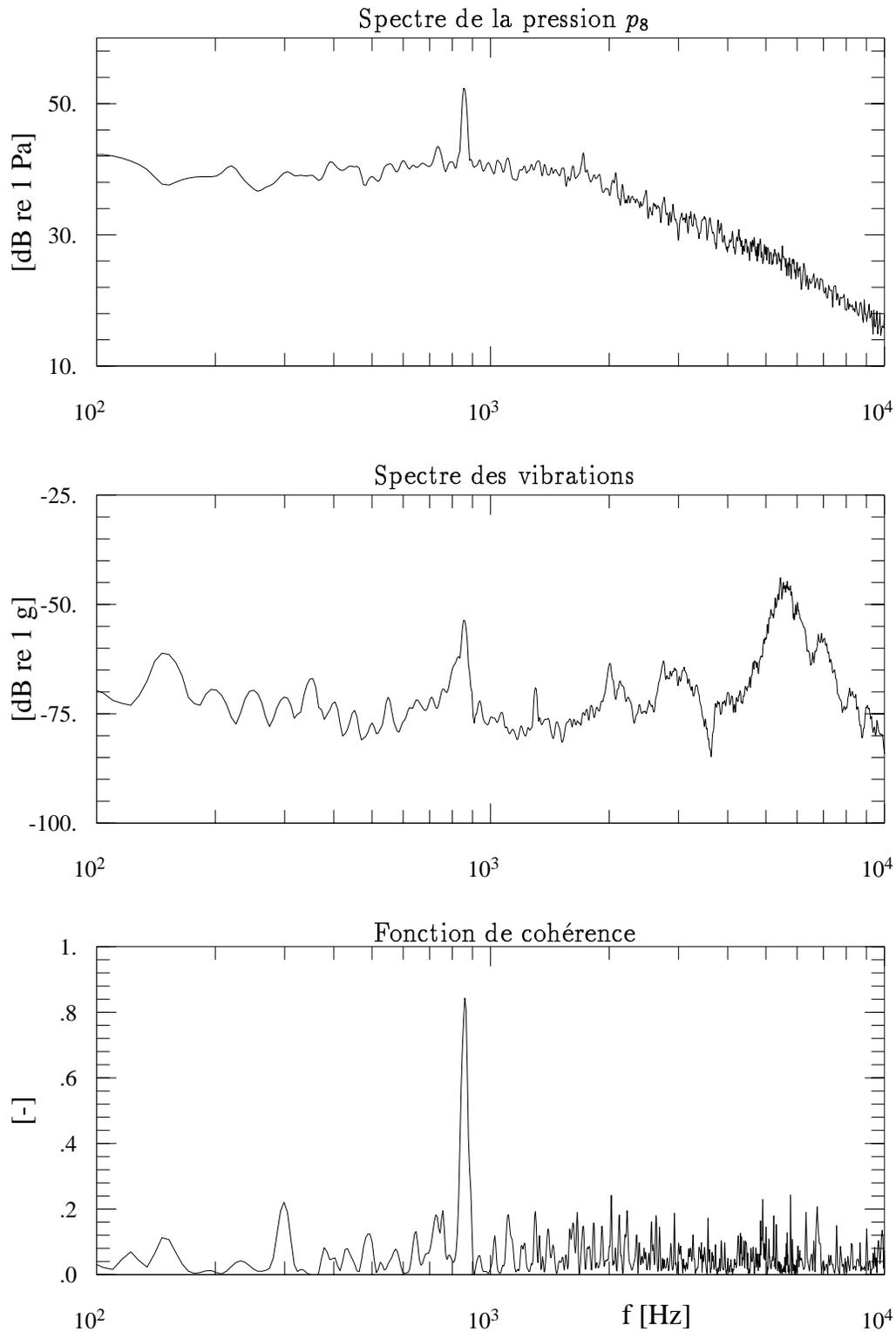


Figure 6.6: Spectre de la pression  $p_8$ , spectre des vibrations et la fonction de cohérence correspondante dans le cas du régime forcé  $C_{ref}=14.99$  m/s,  $i=3.0^\circ$ ,  $\sigma=0.90$ ).

### 6.2.4 Analyse de la modulation d'amplitude des vibrations

Le calcul de la modulation d'amplitude des signaux de vibrations est effectué en adoptant la technique de détection d'enveloppe utilisant la transformée de Hilbert (voir annexe A). Pour cela, les signaux sont filtrés numériquement. Il est à noter que le choix des limites du filtre numérique est déterminant pour optimiser la détection vibratoire de la cavitation. L'analyse des spectres d'accélération suggère d'adopter la bande de fréquences allant de 15 à 18 kHz. A titre d'illustration, nous avons représenté, Figure 6.7, un exemple d'enregistrement du signal brut de vibration ainsi que le résultat du filtrage numérique et l'enveloppe correspondante. La vitesse de l'écoulement est de 20 m/s, l'incidence du profil est de  $3.6^\circ$  et le coefficient de cavitation est de 0.92.

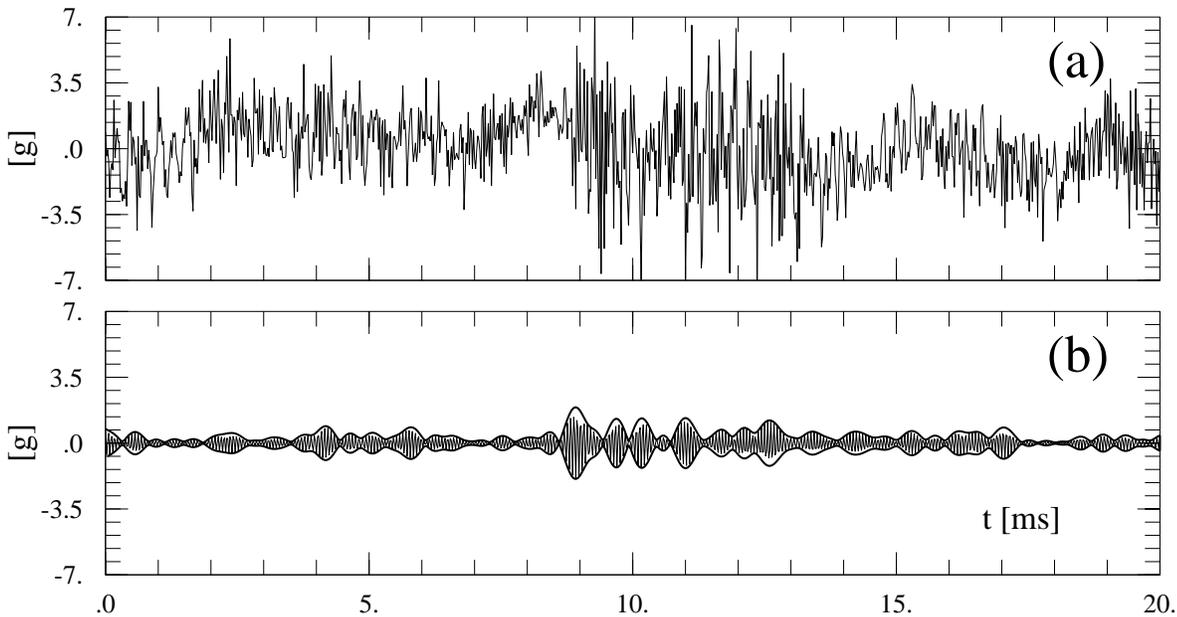


Figure 6.7: (a): Enregistrement brut de l'accélération. (b): Accélération filtrée dans la bande (15–18 kHz) et l'enveloppe correspondante.

Les spectres relatifs à la pression dans la fermeture de la poche ( $p_{10}$ ) et à l'enveloppe des vibrations ainsi que la fonction de cohérence correspondante sont représentés Figure 6.8. Les conditions hydrodynamiques sont les mêmes que pour les spectres présentés Figure 6.3. Notons qu'il s'agit du régime instable de la poche de cavitation. On relève sur le spectre de l'enveloppe des vibrations l'émergence de la fréquence de Strouhal qu'on retrouve naturellement sur le spectre de pression. En outre, une bonne cohérence ( $\approx 0.7$ ) est constatée entre la pression et l'enveloppe des vibrations autour de la fréquence de Strouhal.

Ce résultat montre que les vibrations induites par la cavitation sont modulées par les pulsations de la poche. Il est ainsi possible de détecter la présence d'une poche de cavitation et d'évaluer sa longueur en analysant la modulation d'amplitude des vibrations. Notons, toutefois, que cette technique de détection ne permet pas de détecter la cavitation en régime stable du fait de la forte intermittence qui la caractérise.

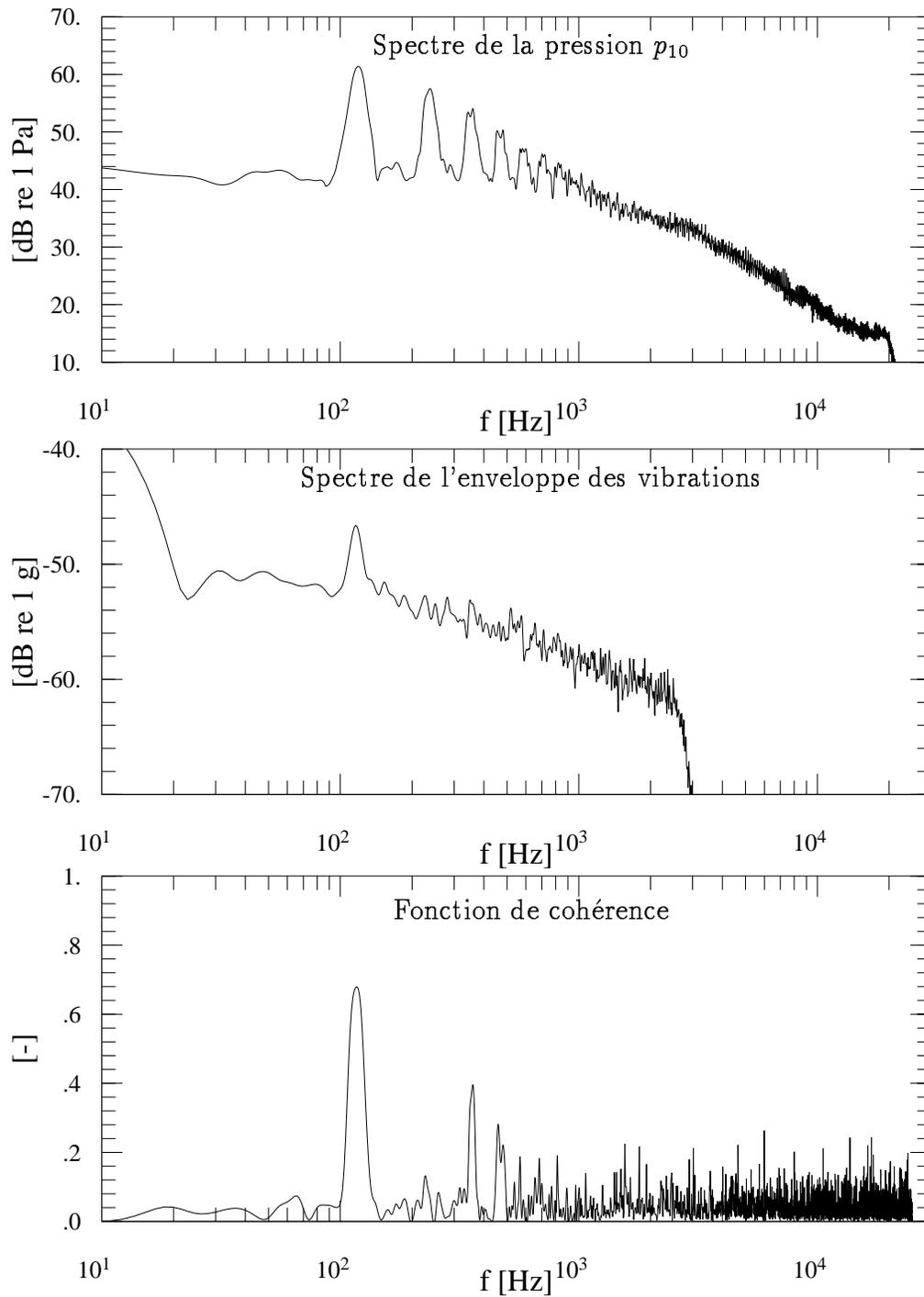


Figure 6.8: Spectre de la pression  $p_{10}$ , spectre de l'enveloppe des vibrations et la fonction de cohérence correspondante ( $C_{ref}=20$  m/s,  $i=3.6^\circ$ ,  $\sigma=0.92$ ).

## 6.3 La détection vibratoire dans une pompe

Afin de valider le principe de la détection vibratoire de la cavitation, nous avons mené une expérience sur un modèle de pompe avec la collaboration de la société *Sulzer Pompe*. Des mesures de vibrations induites dans les parties fixes de la pompe sont conduites en même temps que les visualisations de l'écoulement à l'entrée de l'aubage.

### 6.3.1 Configuration et procédure expérimentales

#### 6.3.1.1 Le modèle

Le modèle expérimental est une pompe centrifuge de 400 mm de diamètre montée dans un circuit hydraulique fermé. La roue modèle est en effet le premier étage d'une pompe alimentaire utilisée dans les centrales thermiques [38]. L'observation de l'écoulement à l'entrée de l'aubage est possible grâce au hublot transparent qui forme le canal d'aspiration (voir figure 6.9).

La vitesse de rotation peut être variée de 1'000 à 2'100 tr/mn. Une vanne, commandée à distance, permet d'ajuster le débit dans l'installation. La variation du  $NPSH$  est obtenue en injectant ou en soutirant de l'air dans le réservoir à surface libre (voir figure 6.9). Une centrale d'acquisition pilotée par un ordinateur personnel (*HP Vectra 386*) assure l'acquisition et le stockage des paramètres hydrodynamiques.

#### 6.3.1.2 Les paramètres hydrodynamiques

Les paramètres hydrodynamiques sont le débit  $Q$ , la hauteur de refoulement (ou chute)  $H$ , la vitesse de rotation de la pompe  $N$  et la hauteur nette d'aspiration  $NPSH$  définie par:

$$NPSH = \frac{p_a - p_v}{\rho g} - H_s \quad (6.1)$$

où  $H_s$  désigne la hauteur d'implantation de la machine et  $p_a$  est la pression atmosphérique.

#### 6.3.1.3 Instrumentation de mesure des vibrations

Les niveaux de vibrations sont mesurés à l'aide de deux accéléromètres: le premier est un capteur *Brue&Kjaer* 8309 monté sur le bâti et le deuxième est un capteur *Kistler* 8614 collé sur le hublot en plexiglas (voir figure 6.9). L'enregistrement des signaux est assuré par le module *LeCroy* 6810.

#### 6.3.1.4 Procédure expérimentale

Les essais sont effectués pour trois valeurs du débit (100%, 75% et 50% du débit nominal). La vitesse de rotation est maintenue égale à 2'000 tr/mn pour l'ensemble des essais. Pour un débit fixé, l'enregistrement des signaux de vibrations est effectué pour plusieurs valeurs de  $NPSH$ . Le premier enregistrement correspond à l'état hors cavitation. Ensuite, la pression dans le circuit est progressivement baissée jusqu'à ce que la chute  $H$  accuse une

Figure 6.9: Le modèle expérimental avec les capteurs d'accélération.

Figure 6.10: Le canal d'aspiration.

baisse d'environ 3%. Nous avons représenté, Figure 6.11, les points de mesure dans un diagramme  $H \leftrightarrow NPSH$ .

Pour chaque point de fonctionnement, les signaux de vibrations sont numérisées simultanément avec une fréquence d'échantillonnage fixée à 200 kHz. La longueur totale d'un enregistrement est de 655.36 secondes.

Parallèlement aux mesures des vibrations, des observations visuelles de l'écoulement dans le canal d'aspiration et dans la roue sont effectuées au moyen d'un éclairage stroboscopique.

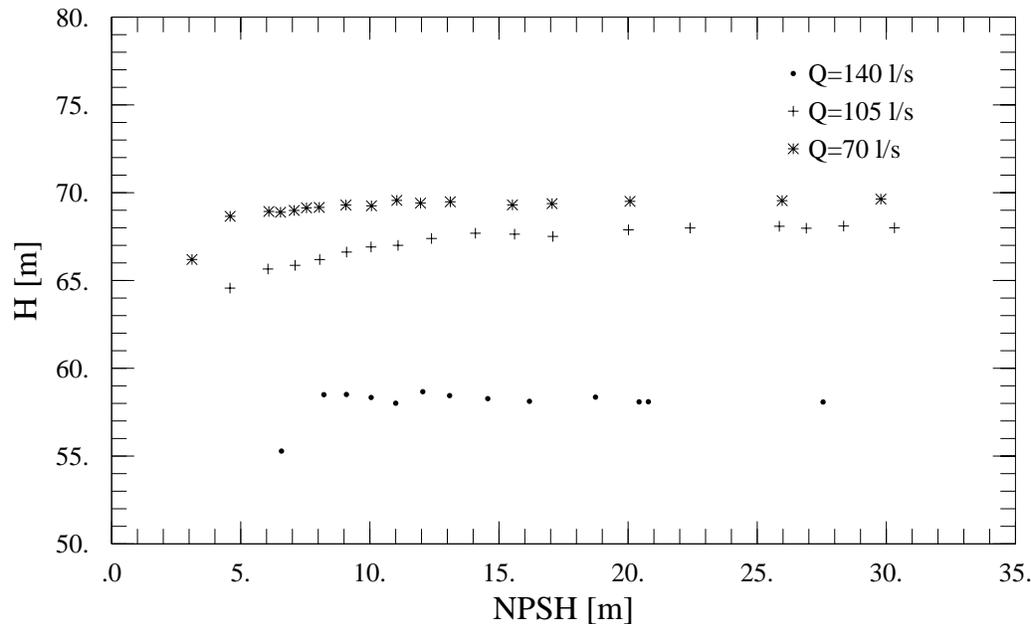


Figure 6.11: Les conditions expérimentales relatives aux enregistrements de l'accélération.

### 6.3.2 Analyse des figures de cavitation

La cavitation qui se développe dans le modèle est principalement une cavitation d'entrée caractérisée par une poche de vapeur attachée au bord d'attaque de chacune des 7 aubes. Toutefois, on relève un caractère fortement instationnaire de la cavitation à la fois dans le temps et dans l'espace. En effet, à une position angulaire donnée, la poche de cavitation subit des fluctuations de forte amplitude sur une même aube. On observe également que pour une aube donnée, le volume de la poche de vapeur est très dépendant de la position angulaire. Ainsi, nous avons restreint les observations à l'aube N°6 et à une position angulaire fixée (repérée par une croix sur la figure 6.10).

A partir du régime hors cavitation, si on baisse la valeur du  $NPSH$ , on assiste en général à un début de cavitation très intermittent suivi par le développement d'une poche de cavitation très instable caractérisée par une augmentation substantielle du niveau de bruit. En baissant d'avantage la pression dans le circuit, on observe une augmentation des dimensions de la poche de vapeur dont le comportement est de plus en plus stable. Pour les faibles valeurs du  $NPSH$ , la poche de cavitation atteint le canal inter aubes et

on note l'apparition de la cavitation à bulles visibles dans le canal d'aspiration. Dans ce cas, on relève une baisse notable du bruit ainsi que de la hauteur de refoulement.

### 6.3.3 Les valeurs quadratiques moyennes des vibrations

Les évolutions des écart types relatifs aux vibrations induites dans le bâti et dans le hublot de la pompe sont présentés, Figure 6.12, en fonction du  $NPSH$  pour les trois débits testés. Ces courbes montrent que le développement de la cavitation provoque une augmentation progressive suivie d'une baisse du niveau des vibrations. Remarquons que les vibrations induites dans le bâti sont plus importantes que celles induites dans le hublot.

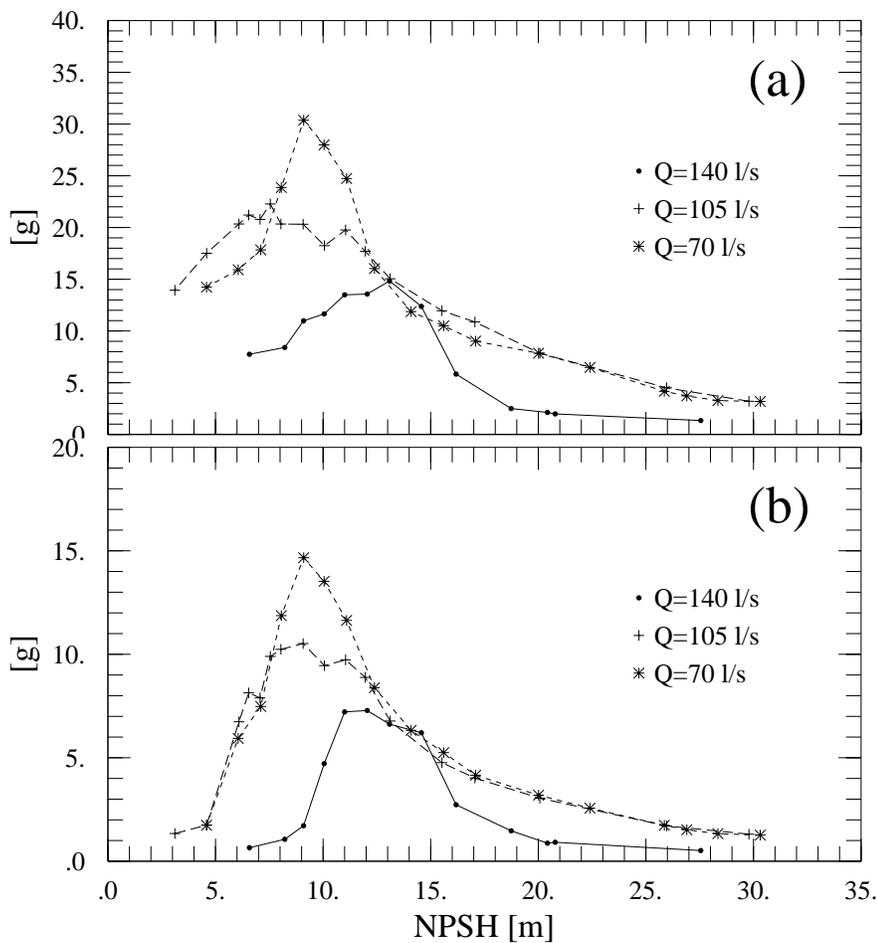


Figure 6.12: Evolution de l'écart type des vibrations dans le bâti (a) et dans le hublot (b) en fonction du  $NPSH$  Pour différentes valeurs du débit.

Le diagramme  $H \leftrightarrow NPSH$  présenté Figure 6.11 permet de constater que le maximum de vibrations a lieu bien avant la baisse de la hauteur de refoulement. Dans le cas du débit nominal ( $Q=140$  l/s), le  $NPSH$  relatif au début de la cavitation est de  $\approx 21$  m. Le maximum de vibrations correspond au  $NPSH \approx 13$  m et la baisse de la hauteur de refoulement a lieu à partir de  $NPSH \approx 8$  m. Ce résultat montre que le risque maximum d'érosion n'est pas corrélé avec l'altération des performances de la machine.

La baisse du niveau de vibrations pour les faibles valeurs du  $NPSH$  est due au fait que les implosions des cavités convectées n'a pas lieu sur l'aubage mais dans l'écoulement à la sortie de la roue. En effet, la baisse de la pression provoque l'augmentation du volume moyen de ces cavités qui implosent de plus en plus loin du bord d'attaque. Il existe un seuil pour le volume moyen au delà duquel les implosions ont lieu dans le sillage de l'aubage avec une réduction notable de la sollicitation mécanique de la structure et par suite des vibrations induites sur les parties fixes de la pompe. Il est à noter que le niveau des vibrations induites dans le hublot pour les faibles valeurs du  $NPSH$  (6.5 m) est comparable à celui relatif à l'état hors cavitation (27.55 m).

### **6.3.4 Analyse temporelle des signaux de vibrations**

Nous avons représenté Figure 6.13 les enregistrements temporels des vibrations induites dans le bâti et dans le hublot de la pompe correspondants au débit nominal ( $Q=140$  l/s) et pour plusieurs valeurs du  $NPSH$ . Conformément aux observations visuelles, on retrouve le caractère intermittent du début de la cavitation. On assiste à l'apparition de trains d'impulsions dans les signaux de vibrations qui caractérisent la cavitation d'entrée. Ces trains d'impulsions représentent la réponse vibratoire de l'ensemble du circuit aux implosions des cavités sur l'aubage de la pompe. L'amplitude des impulsions vibratoires augmente avec la longueur de la poche de cavitation.

Il est à noter que, pour les faibles valeur du  $NPSH$  (14.57 m), les trains d'impulsions de vibrations revêtent un caractère périodique que nous n'avons pas pu remarqué dans le cas du profil isolé en veine. En effet, les observations visuelles montrent qu'au cours d'une rotation de la roue, la poche de cavitation prend naissance, grossit et se détache du bord d'attaque pour être convectée par l'écoulement. L'implosion de cette dernière sur l'aubage est à l'origine d'un train d'impulsions dans le signal d'accélération. On assiste ainsi, de manière périodique, à l'implosion de toute la poche de cavitation alors que dans le cas du profil isolé, ce sont plusieurs cavités transitoires de différents volumes qui implosent dans le sillage d'une poche de cavitation attachée, de manière permanente, au bord d'attaque du profil.

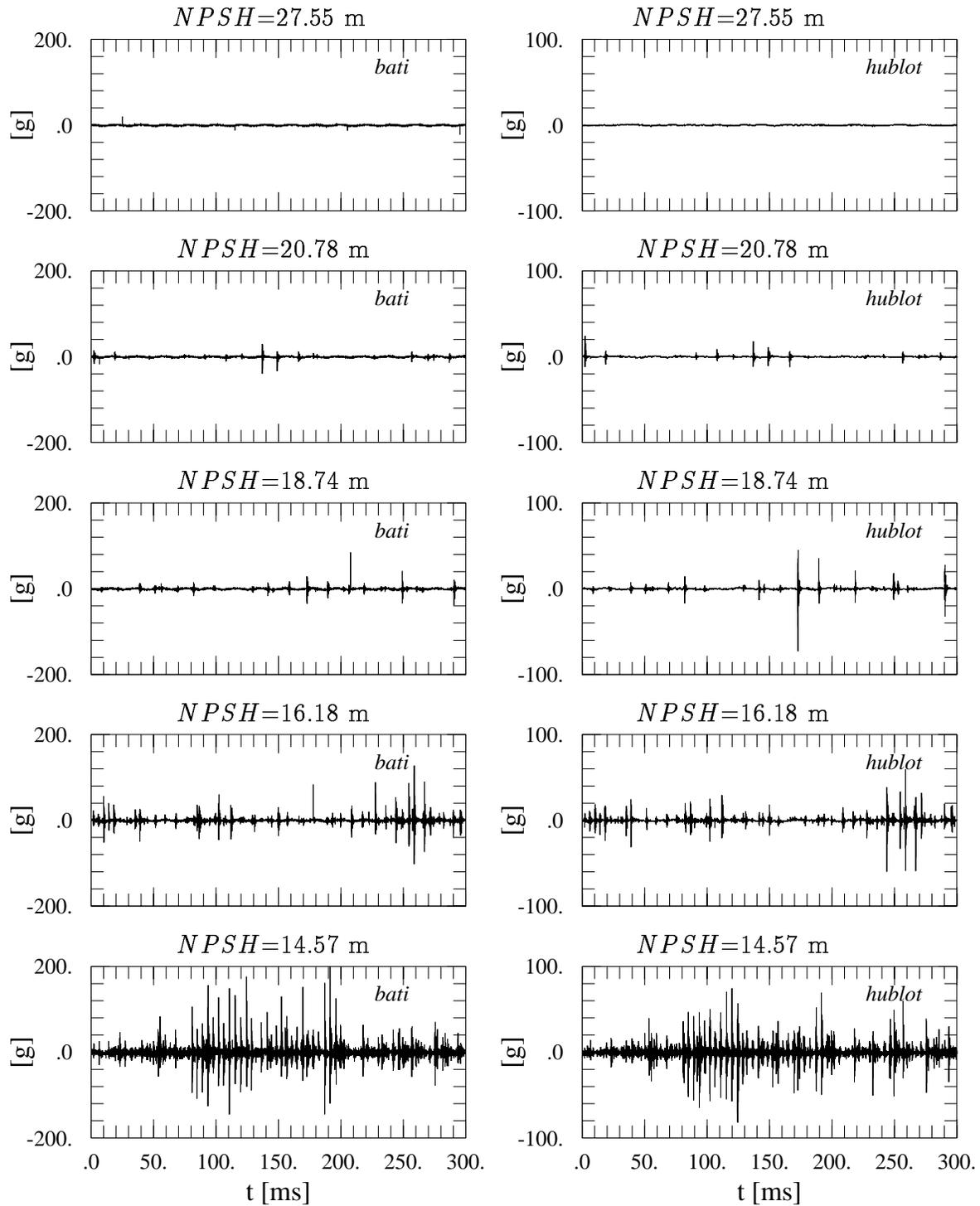


Figure 6.13: Signaux d'accélération induites dans le bati et le hublot de la pompe pour différentes valeurs du  $NPSH$ : ( $N=2'000$  tr/mn,  $Q=140$  l/s).

### 6.3.5 Analyse spectrale des vibrations

Pour chaque point de mesure, l'estimation des spectres moyens des vibrations est effectuée sur la base 16 segments de 16'384 échantillons numérisés à 200 kHz. Afin de décrire la composition spectrale des signaux de vibrations et d'examiner l'influence du développement de la poche de cavitation, nous nous limiterons au cas du débit nominal ( $Q=140$  l/s). En effet, la composition spectrale des vibrations ne semble pas être affectée par le débit.

Les spectres de vibrations induites dans le bâti et dans le hublot ainsi que les fonctions de cohérence correspondantes sont présentés, Figures 6.14 et 6.15, pour plusieurs valeurs de  $NPSH$ : 27.55 m (hors cavitation), 20.78 m (début de cavitation), 18.73 m, 16.18 m et 14.57 m.

On retrouve le caractère large bande des contenus spectraux des vibrations avec, toutefois, une concentration de l'énergie vibratoires autour de certaines fréquences qui peuvent être intrinsèques à la structure mécanique (fréquences naturelles) ou bien imposées par l'écoulement hydraulique. Il est intéressant de noter la différence profonde des contenus spectraux des vibrations mesurées dans le bâti et dans le hublot. Ce résultat illustre une des difficultés de la détection vibratoire de la cavitation et qui tient au fait que les vibrations induites par la cavitation dépend étroitement de l'endroit où elles sont mesurées.

L'apparition et le développement de la cavitation provoquent une augmentation des vibrations dans une large bande de fréquences allant de 1 à 100 kHz environ. Pour les fréquences inférieures ( $\leq 1$  kHz), les vibrations sont peu affectées par la cavitation et la fonction de cohérence correspondante est faible ( $\leq 0.4$ ).

On observe sur l'ensemble des spectres une contribution significative des vibrations autour de la fréquence de ( $\approx 240$  Hz) et de sa première harmonique. Cette fréquence correspond au passage des aubes devant la lèvre de distribution (voir figure 6.10). En effet, la dissymétrie de l'écoulement à l'entrée, due à la géométrie du canal d'aspiration, est responsable de fluctuations de pression qui provoquent des vibrations sur les parties fixes de la pompe. La fréquence de passage des aubes est plus marquée sur les spectres de vibrations dans le hublot du fait de la proximité de ce dernier du canal d'aspiration.

L'apparition de la cavitation induit une augmentation substantielle de la cohérence entre les signaux de vibrations dans la bande de fréquences délimitée par 2 et 3 kHz.

Nous avons reporté, Figure 6.16, la représentation temps-fréquence du signal de vibrations induites dans le bâti et le hublot de la pompe au moyen de la transformée en ondelettes décrite en annexe A. Les coefficients d'ondelettes, normalisés par leur valeur maximum, sont représentés à l'aide d'un dégradé de couleurs allant du bleu (minimum) au rouge (maximum). Le débit dans la pompe est de 140 l/s, la vitesse de rotation vaut 2'000 tr/mn et le  $NPSH$  de 14.57 m.

Cette représentation fait apparaître des raies disjointes perpendiculaires à l'axe des temps et qui contiennent de l'énergie sur une large bande de fréquences. Chacune de ces raies traduit la réponse de la structure mécanique à l'implosion d'une poche de vapeur sur l'aubage de la pompe. On retrouve le caractère intermittent de ces implosions de cavités ainsi que la différence profonde des contenus spectraux des vibrations mesurées dans le bâti et celles mesurées dans le hublot.

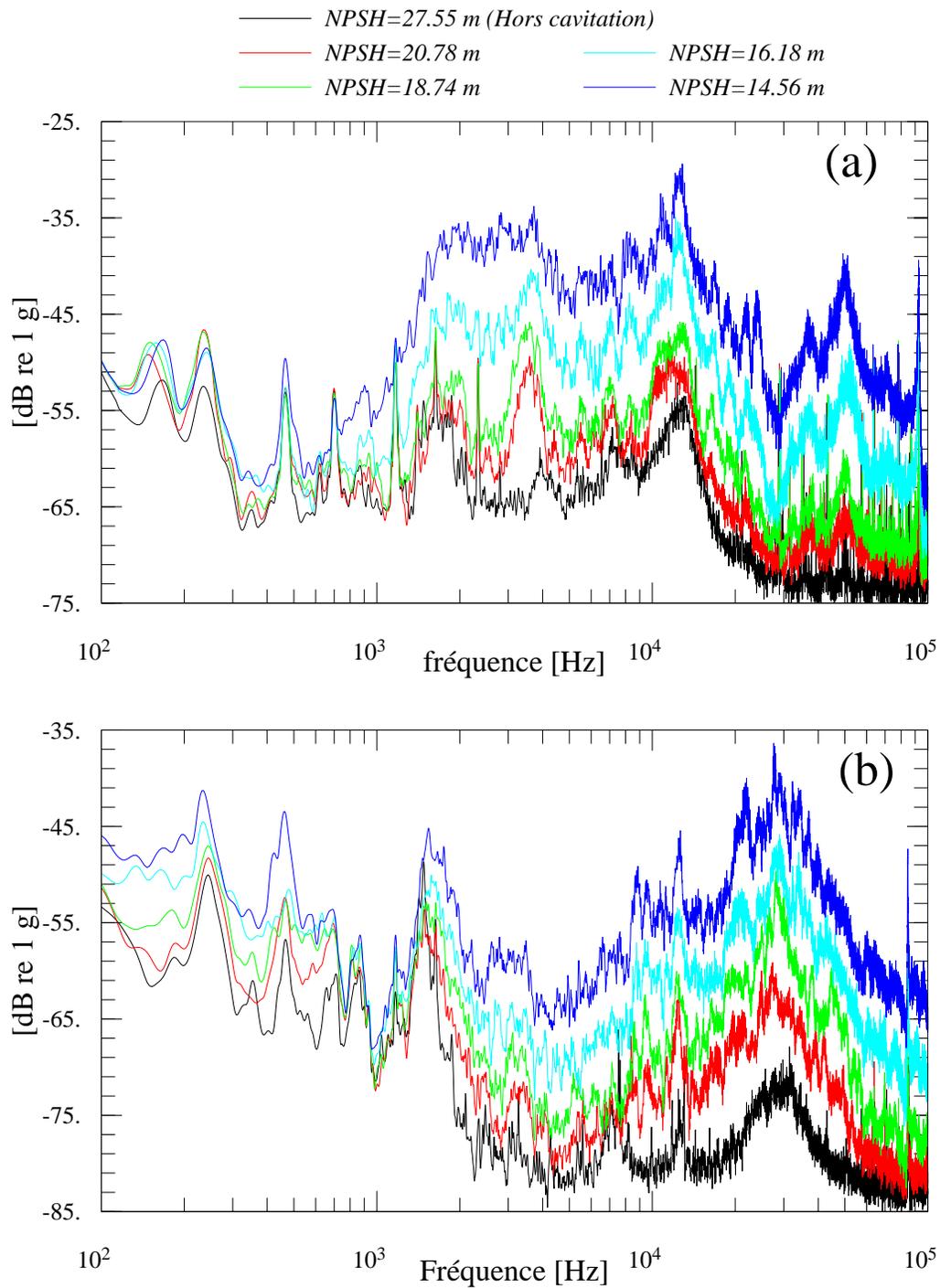


Figure 6.14: Spectres de vibrations induites dans le bâti (a) et dans le hublot (b) pour différentes valeurs du  $NPSH$ : ( $Q=140$  l/s,  $N=2000$  tr/mn).

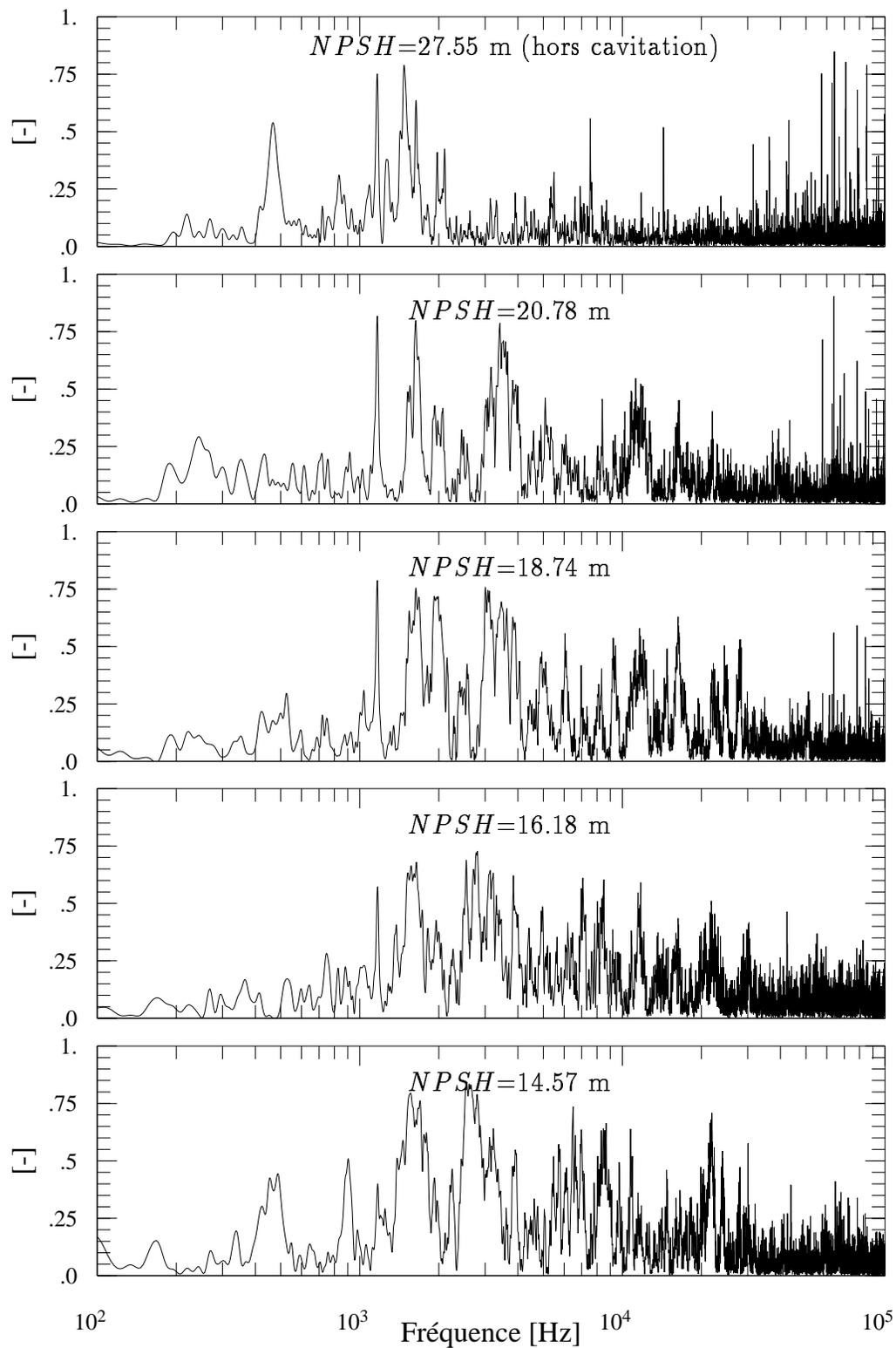


Figure 6.15: Cohérences entre les vibrations induites dans le bâti et dans le hublot:  $Q=140$  l/s,  $N=2000$  tr/mn).

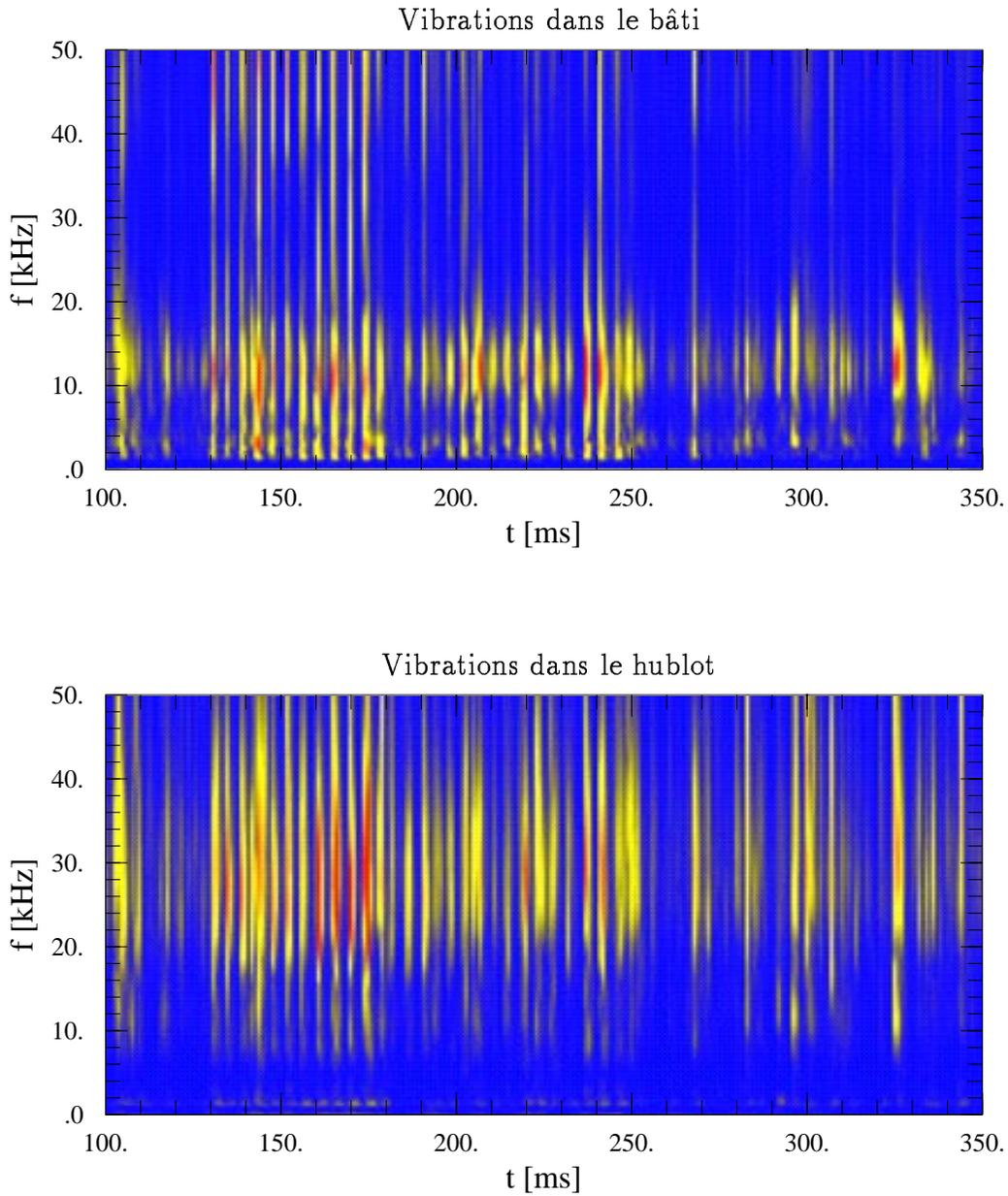


Figure 6.16: Coefficients d'ondelettes normalisés des vibrations induites dans le bâti et dans le hublot:  $Q=140$  l/s,  $N=2000$  tr/mn,  $NPSH=14.57$  m.

### 6.3.6 Examen de la modulation d'amplitude des vibrations

La périodicité des trains d'impulsions vibratoires, observée à la fois sur les signaux d'accélération (Figure 6.13) et sur les représentation temps-fréquence, suggère une modulation des vibrations analogue à celle observée dans le cas d'un profil isolé et que l'on se propose d'analyser au moyen de la transformée de Hilbert des signaux filtrés numériquement. La détermination de la bande de fréquence du filtre numérique est capitale pour une bonne estimation de l'enveloppe des vibrations. L'examen des transformées en ondelettes des vibrations suggère de considérer la bande de fréquences allant de 10 kHz à 20 kHz pour les vibrations dans le bâti et la bande de fréquences délimitée par 20 kHz et 40 kHz pour les vibrations dans le hublot.

Nous avons représenté, Figure 6.17, les spectres de l'enveloppe des vibrations relatifs aux mêmes conditions hydrodynamiques que celles de la Figure 6.14. Les spectres d'enveloppes relatifs à l'état hors cavitation ( $NPSH=27.55$  m) ne montrent aucune fréquence caractéristique. Par contre, au fur et à mesure que la pression baisse, on observe l'émergence de la fréquence de 240 Hz environ qui n'est autre que la fréquence de passage des aubes ( $2'000 \text{ tr/mn} \times 7 \text{ aubes} \Rightarrow 233.3 \text{ Hz}$ ).

Les fonctions de cohérence, relatives aux modulations d'amplitudes de vibrations dans le bâti et dans le hublot sont présentées Figure 6.18. On peut observer une très faible cohérence ( $\leq 0.2$ ) dans le cas de l'écoulement hors cavitation. Par contre, dès l'apparition de la cavitation, on assiste à une augmentation substantielle de la cohérence pour les fréquences inférieure à 1 kHz. Une très bonne cohérence ( $\approx 0.9$ ), à la fréquence de passage des aubes, peut être observée pour toutes les valeurs du  $NPSH$  inférieures à 20.78 m.

Rappelons que la longueur totale des enregistrements des signaux est de 655.36 ms. Ces enregistrements sont segmentés en 16 lots de 16'384 échantillons dont la durée n'est plus que de 82 ms<sup>2</sup>. Compte tenu de la vitesse de rotation de la pompe ( $N=2000 \text{ tr/mn}$ ), cette durée correspond à 5.6 révolutions de la roue. Etant donné le caractère instationnaire du phénomène observé (voir figure 6.13), cette durée est de toute évidence trop faible pour l'estimation du contenu spectral moyen. Malgré cette limitation, nous avons pu mettre en évidence une modulation de l'amplitude des vibrations à la fréquence de passage des aubes pour les régimes de cavitation les plus sévères. Ce résultat est conforme avec les observations visuelles qui montrent que la poche de cavitation apparaît et disparaît en moyenne une fois par tour sur chacune des aubes.

Dans la classification des comportements de la poche de cavitation que nous avons proposée dans le chapitre précédent, la cavitation qui se développe dans la pompe étudiée correspond au régime forcé avec une forte instabilité. Ce type de comportement, déjà mis en évidence dans le cas des turbines Francis ([12, 13, 14]), correspond à une réalité industrielle. La loi de Strouhal qui régit le phénomène de lâcher des structures érosives dans le cas d'une poche de cavitation en régime libre ne peut plus être appliquée dans le cas des machines hydrauliques.

L'origine des instabilités de la cavitation d'entrée est dû à la dissymétrie cylindrique du canal d'aspiration. En effet, le schéma de la figure 6.10, montre que le canal d'aspiration est doté d'une lèvres destinée à améliorer la distribution de l'écoulement à l'entrée de la

---

<sup>2</sup>La segmentation des signaux permet de diminuer la variance de l'estimateur des spectres (voir Annexe A).

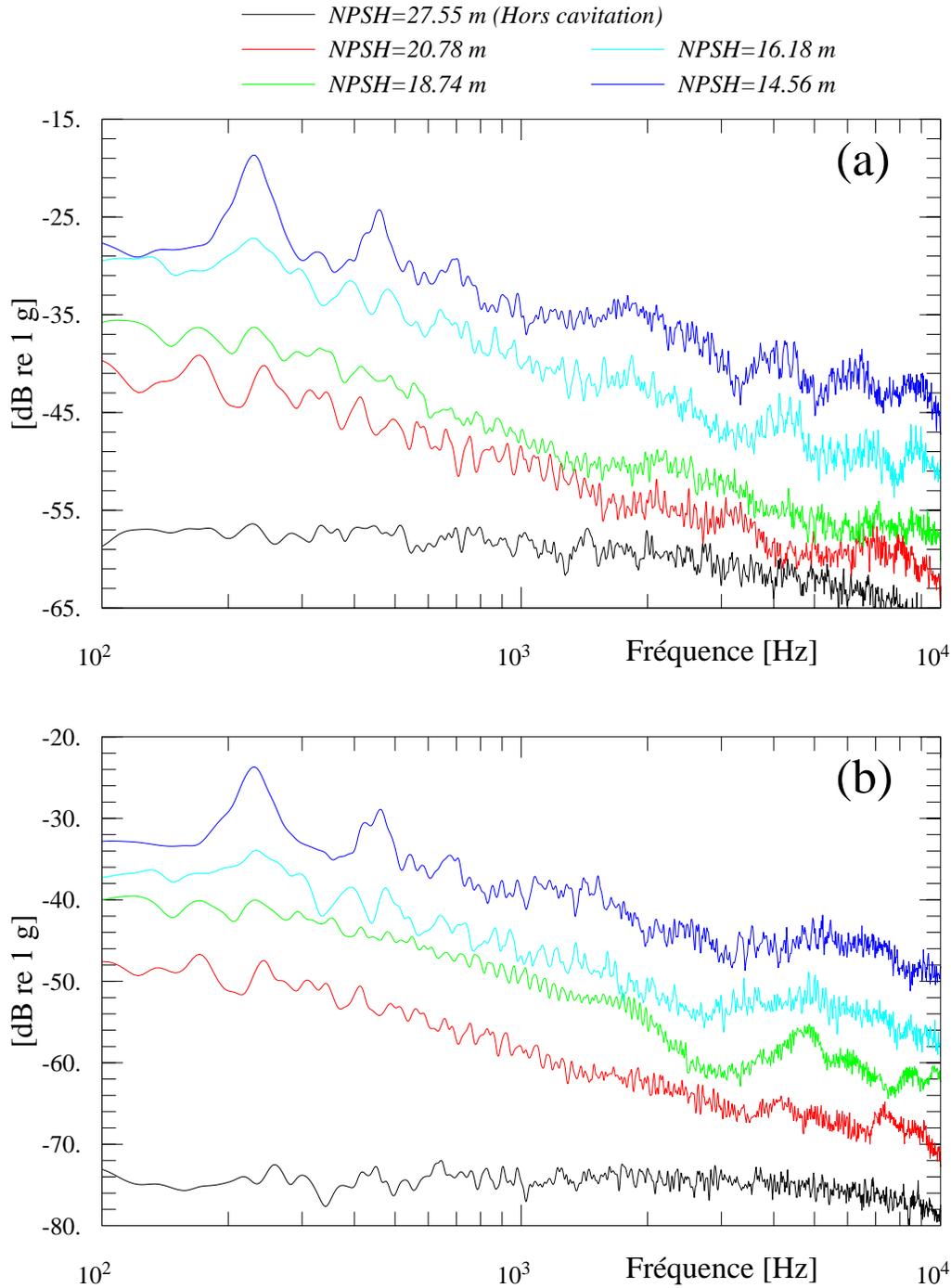


Figure 6.17: Spectres de l'enveloppe des vibrations (dans le bâti et dans le hublot):  $Q=140$  l/s,  $N=2000$  tr/mn,  $H=14.57$  m.

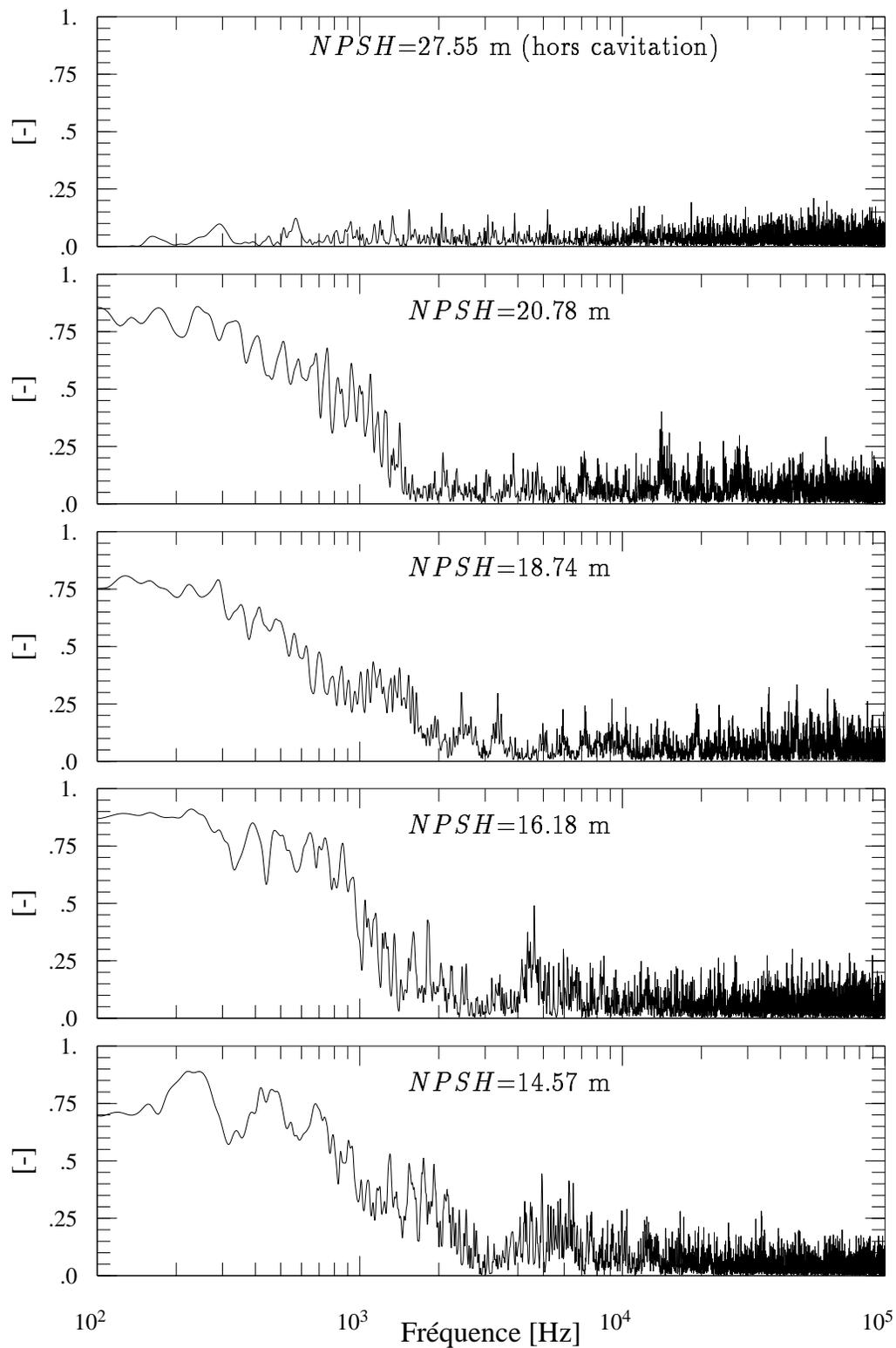


Figure 6.18: Cohérences entre les vibrations induites dans le bâti et dans le hublot:  $Q=140$  l/s,  $N=2000$  tr/mn).

pompe. Cette lèvre constitue une source d'excitation pour la poche. A chaque fois qu'une aube passe devant la lèvre de distribution, la perturbation de pression qui en résulte provoque le décrochement de la poche qui se trouve convectée par l'écoulement et qui implose sur l'aubage. Compte tenu du volume relativement important de la poche, par rapport au volume moyen des cavités transitoires, le risque d'érosion est de toute évidence plus important.

## 6.4 Synthèse

Nous avons établi, aussi bien dans le cas d'un profil isolé que dans le cas d'un modèle de pompe centrifuge, que les vibrations induites par la cavitation d'entrée sont fortement modulées par le processus de lâcher des cavités transitoires. Le calcul de la modulation d'amplitude des vibrations permet de détecter la présence de la cavitation de bord d'attaque.

Dans le cas de la pompe, nous avons montré que l'utilisation de deux capteurs de vibrations permet une meilleure détection du début de la cavitation d'entrée au moyen de la fonction de cohérence établie entre les enveloppes des vibrations mesurées par ces capteurs. Une analyse spectrale couplée avec une analyse temps-fréquence des vibrations permet d'optimiser le choix des filtres numériques et d'assurer une détection plus fiable. Il va de soi que le choix du filtre numérique dépend non seulement du modèle testé mais aussi de l'emplacement des capteurs.

Une amélioration de l'estimation de l'enveloppe des vibrations peut être réalisée en utilisant un détecteur d'enveloppe analogique. Ce dernier permet de réduire considérablement la fréquence d'échantillonnage et, par conséquent, d'augmenter la longueur des enregistrements des signaux et de permettre une meilleure résolution fréquentielle.

Ainsi, dans une turbomachine quelconque, une analyse qualitative de l'écoulement à l'entrée permet de déterminer les fréquences susceptibles de gouverner les instabilités de la poche de cavitation. L'apparition de l'une de ces fréquences dans les spectres de modulation d'amplitude des vibrations et sur la fonction de cohérence est symptomatique de la cavitation d'entrée.

Nous aurons ainsi répondu à la première des deux questions posées au début de ce chapitre. La deuxième question demeure sans réponse. En effet, la relation entre les niveaux de vibrations et le potentiel érosif de la cavitation est une relation complexe qui dépend essentiellement de la réponse dynamique de la structure mécanique.

Bourdon [14] a proposé une procédure de détermination de la fonction de transmissibilité pour relier les vibrations induites dans le palier guide d'une turbine Francis aux forces dynamiques appliquées à l'aubage. Cette procédure utilise un marteau instrumenté avec lequel on vient simuler les impacts de cavitation en différents endroits de l'aubage. Ces essais sont réalisés à l'air et l'on doit tenir compte de la masse ajoutée pour corriger les spectres. En outre, étant donné l'importance de l'énergie à fournir pour produire une réponse de la structure qui soit mesurable, le marteau est généralement trop massif (quelques kilogrammes) pour produire une excitation riche dans les hautes fréquences. Le spectre d'une telle excitation est souvent limité à 10 kHz environ.

Une alternative au marteau instrumenté comme source d'excitation vibratoire peut

être obtenue avec le générateur d'impulsions de pression présenté dans le chapitre 2. Il suffit pour cela d'introduire l'éclateur dans l'espace inter aube comme illustré sur la Figure 6.19 dans le cas d'une trurbine Francis. Un capteur de vibration, fixé sur l'aubage, est utilisé comme capteur de référence. Les explosions, réalisées dans l'eau, permettent une excitation à large bande de la structure. Une étude est actuellement en cours pour réaliser la mesure de la fonction de transmissibilité dans un prototype de turbine Francis de la centrale MANIC 5 PA appartenant à la société *Hydro Québec (Canada)* [14].

Figure 6.19: Mesure de la fonction de transmissibilité dans une turbine avec un éclateur.

## Chapitre 7

# VERS UN MODELE DE PREDICTION

## 7.1 Introduction

L'érosion provoquée par la cavitation sur un matériau donné dépend de l'histoire de la pression induite sur la surface de ce matériau par les implosions répétées des cavités transitoires. La déformation plastique du matériau aussi bien que l'enlèvement de matière qui peuvent survenir à un instant donné, sont conditionnés non seulement par la valeur instantanée de la surpression due à l'implosion d'une cavité mais aussi par l'état de surface du matériau qui résulte du processus d'attaque hydrodynamique jusqu'à l'instant considéré (Bargmann [9]).

En laissant de côté le processus de l'érosion qui sort du cadre de notre étude, le but recherché est de qualifier et prédire le processus d'attaque, c'est à dire l'histoire des surpressions induites sur le matériau par la cavitation. La connaissance du processus d'attaque permet d'aboutir à une notion de risque d'érosion associé à une condition hydrodynamique donnée indépendamment de la nature du matériau. Il serait ainsi possible, dans le cas des machines hydrauliques, de comparer les risques d'érosion associés à des régimes de fonctionnement différents et d'identifier les points de fonctionnement les plus "dangereux" pour lesquels une exploitation prolongée serait déconseillé.

Toutefois, étant donné l'état de l'art, la prédiction du champ de pression induit sur un aubage par les implosions répétées des cavités transitoires n'est ni mesurable ni prévisible par le calcul. Aussi, nous nous proposons dans ce chapitre de caractériser ce champ de pression en adoptant une approche énergétique qui tient compte du volume maximum des cavités et du champ de pression moyenne dans le sillage de la poche qui est responsable de leur implosion. Cette approche nous permet de définir les notions de potentiel érosif et de puissance érosive pour caractériser le processus d'attaque hydrodynamique. Une validation dans le cas d'un profil isolé en veine est proposée.

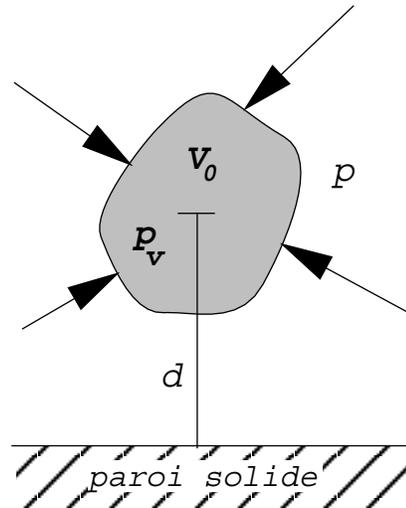
## 7.2 Le potentiel érosif de la cavitation

### 7.2.1 Cas d'une cavité isolée

**Définition 7.1** soit une cavité de vapeur en phase d'implosion dans un milieu liquide à une distance  $d$  d'une paroi solide. Soit  $p$  la pression, supposée constante, du fluide à l'extérieur de la cavité et soit  $V_0$  le volume initial (maximum) de la cavité, le potentiel érosif  $E_0$  est définie par:

$$E_0 = (p - p_v)V_0 \quad (7.1)$$

où  $p_v$  est la pression de vapeur saturante qui règne dans la cavité.



Le potentiel érosif ainsi défini n'est autre que l'énergie potentielle de l'ensemble constitué par le liquide et la cavité correspondant au volume maximum de cette dernière. La différence de pression ( $p - p_v$ ) est le terme moteur de l'implosion.

Durant la phase de l'implosion de la cavité, l'énergie potentielle  $E_0$  est progressivement transformée en énergie cinétique. Nous avons déjà établi au chapitre 3 que la présence de gaz dissous provoque, dans le stade final de l'implosion, un rebond supersonique de la cavité responsable de la génération d'une onde de choc de forte intensité. L'existence du rebond montre que seule une fraction de l'énergie potentielle disponible au départ est utilisée pour provoquer l'émission de l'onde de choc et les dégâts qui en résultent. Si on désigne par  $V_r$  le volume maximum atteint par la cavité au rebond, le potentiel érosif de cette dernière s'écrit:

$$E_r = (p - p_v)V_r \quad (7.2)$$

Si on néglige les transferts thermiques, les effets visqueux et de tension superficielle, la différence d'énergie ( $E_0 - E_r$ ) n'est autre que le travail des forces de pression.

**Hypothèse 7.1** *Etant donné une cavité de vapeur en phase d'implosion dans un milieu liquide à une distance  $d$  fixée d'une surface solide, la surpression induite sur cette dernière par l'implosion est une fonction croissante du potentiel érosif.*

Ainsi, le potentiel érosif est supposé caractériser la sollicitation mécanique induite sur une surface solide par l'implosion d'une cavité de vapeur isolée pour autant que cette implosion se produise à une même distance  $d$  de la paroi. Cette distance joue un rôle déterminant dans le processus d'attaque non seulement du fait de l'atténuation de la surpression mais parce que la dynamique même de l'implosion en dépend. En effet, dans le cas d'une cavité sphérique en phase d'implosion, la formation et l'intensité du micro jet est conditionné par le degré de proximité d'une paroi solide.

La relation entre le potentiel érosif et la surpression due à l'implosion est une relation complexe qu'on suppose croissante.

## 7.2.2 Cas de la cavitation de bord d'attaque

### 7.2.2.1 Formulation du potentiel érosif

Dans le cas de la cavitation de bord d'attaque, les cavités érosives sont les tourbillons de vapeur lâchés par la poche principale. Nous allons traiter ces cavités, en évolution dans un écoulement, de manière analogue à la cavité isolée du paragraphe précédent. Ainsi, les effets dynamiques dues aux variations de la pression le long de la trajectoire d'une cavité transitoire sont négligés. Par ailleurs, nous avons déjà observé que les tourbillons de vapeur sont accompagnés d'un agglomérat de micro bulles dont l'implosion présente moins de risque d'érosion que le tourbillon proprement dit. Ainsi, nous ne tiendrons pas compte de ces micro bulles dans la formulation du potentiel érosif.

La Figure 7.1 illustre un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle ainsi que les valeurs moyennes et les écart types de la pression correspondante. On remarque l'existence de différents foyers le long de la fermeture de la poche depuis lesquels

$C_{ref}=30.03 \text{ m/s}$ ,  $\sigma=0.941$  et  $i=3.01^\circ$

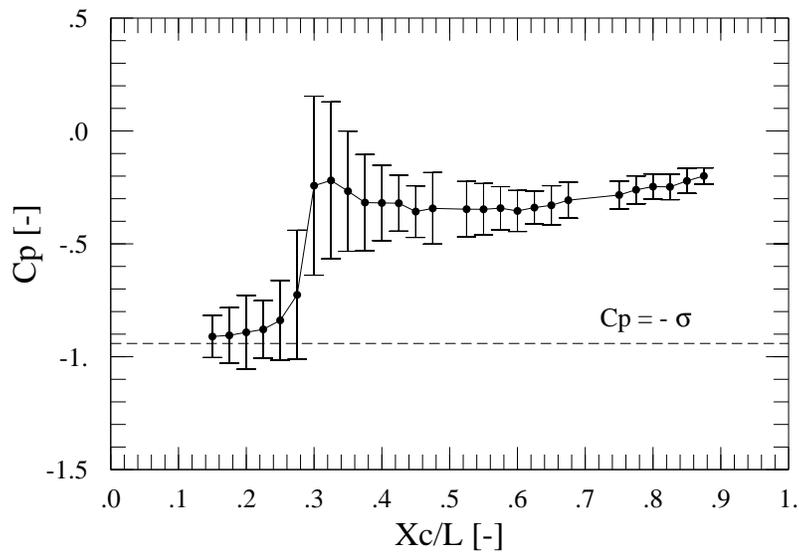
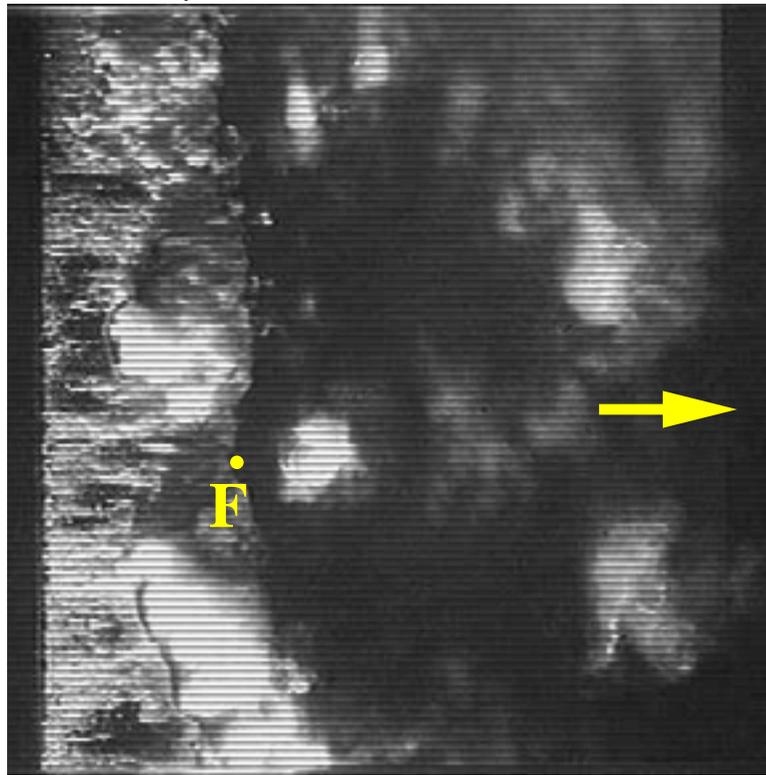


Figure 7.1: Développement d'une poche de cavitation partielle sur le profil NACA009 et distribution de la pression moyenne correspondante.

sont lâchés les cavités transitoires. L'examen d'un grand nombre de visualisations photographiques et cinématographiques montre que le volume de ces cavités est variable dans le temps (pour un foyer donné) et dans l'espace (le long de la fermeture de la poche). Considérons un de ces foyers repéré par le point  $F$  sur la Figure 7.1 et désignons par  $V_F$  le volume d'une cavité qui passe par ce point à un instant donné. Dans tous ce qui suit, l'indice  $F$  se rapporte au foyer repéré par le point  $F$  de la Figure 7.1.

Les cavités tourbillonnaires prennent naissance à l'interface eau-vapeur de la poche de cavitation près de son point de détachement. Ensuite, elles grossissent au fur et à mesure qu'elles évoluent le long la poche. La pression à l'aval de la poche de cavitation étant naturellement supérieure à la pression de vapeur, il en résulte qu'une cavité transitoire ne peut plus grossir au delà de la fermeture de la poche et  $V_F$  correspond alors à son volume maximum.

Par ailleurs, l'analyse des profils de pression moyenne permet de considérer deux zones de variation de la pression dans le sillage de la poche de cavitation. La première zone, située dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche, est caractérisée par un fort gradient positif de la pression suivi par un pic de pression d'autant plus marqué que l'incidence du profil est importante. Dans la deuxième zone qui s'étend jusqu'au bord de fuite du profil, les variations de la pression sont relativement plus faibles. Ces observations permettent de justifier l'hypothèse suivante:

**Hypothèse 7.2** *Dans un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle, la pression moyenne sur le profil ainsi que les volumes des cavités transitoires sont maximums dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche.*

Par ailleurs, la formulation du potentiel érosif dans le cas de la cavitation de bord d'attaque nécessite la connaissance de la distance qui sépare les lieux des implosions et la surface solide. Or, nous avons montré, dans le cas relativement simple de l'implosion d'une cavité tourbillonnaire isolée dans le GTC, que la distance entre le centre des implosions et la paroi est marquée par une grande disparité pour des conditions hydrodynamiques fixées. On conçoit aisément qu'il en est pour les implosions des cavités transitoires dans le sillage d'une poche de cavitation partielle. Afin de lever cette indétermination, nous adoptons l'hypothèse suivante:

**Hypothèse 7.3** *Soit un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle sur un profil porteur et soit  $\bar{d}$  la valeur moyenne de la distance qui sépare le centre des implosions et la paroi solide. On suppose que les caractéristiques statistiques des impulsions de pression induites sur le profil par les implosions des cavités transitoires sont les mêmes que si toutes ces cavités implosent à une même distance de la paroi égale à  $\bar{d}$ .*

Nous supposons dans tous ce qui suit que les cavités transitoires implosent à une même distance de la paroi solide.

Une difficulté supplémentaire dans la formulation du potentiel érosif de la cavitation de bord d'attaque réside dans le fait que les cavités transitoires peuvent imploser dans le sillage du profil et ne représentent dans ce cas aucun risque d'érosion. Dans tous ce qui suit, seules les cavités qui implosent sur le profil seront pris en compte.

Ainsi, dans le cas de la cavitation de bord d'attaque, pour toute cavité transitoire lâchée au foyer  $F$  (Figure 7.1), on peut définir le potentiel érosif,  $E_F$ , par la relation:

$$E_F = (\overline{p_F} - p_v)V_F \quad (7.3)$$

où  $\overline{p_F}$  est la pression moyenne dans le voisinage de la fermeture de la poche.

Pour des conditions hydrodynamiques fixées, la pression  $\overline{p_F}$  ne dépendant pas du temps, le potentiel érosif d'une cavité est proportionnel à son volume maximum  $V_F$ . A priori, le volume des cavités transitoires au point  $F$  est une variable aléatoire continue qui peut prendre toutes les valeurs possibles dans un intervalle donné. Soit  $g(V_F)$  la densité de probabilité associée à la variable  $V_F$ . La valeur moyenne du volume des cavités lâchées au point  $F$  est donné par:

$$\overline{V_F} = \int_0^{+\infty} V_F g(V_F) dV_F \quad (7.4)$$

De même, le potentiel érosif associé aux cavités qui passent par le point  $F$  est une variable aléatoire continue. Soit  $h(E_F)$  la densité de probabilité qui lui est associée. Nous avons la relation suivante entre les fonctions  $g(V_F)$  et  $h(E_F)$ :

$$h(E_F) = \frac{g(V_F)}{|\overline{p_F} - p_v|} \quad (7.5)$$

La valeur moyenne du potentiel érosif est donnée par la relation:

$$\overline{E_F} = \int_0^{+\infty} E_F h(E_F) dE_F \quad (7.6)$$

soit, compte tenu de ce qui précède:

$$\overline{E_F} = \int_0^{+\infty} (\overline{p_F} - p_v)V_F g(V_F) dV_F = (\overline{p_F} - p_v)\overline{V_F} \quad (7.7)$$

En introduisant les coefficients adimensionnels de pression et de cavitation, les relations 7.3 et 7.7 deviennent respectivement:

$$E_F = \frac{1}{2}\rho C_{ref}^2 (\overline{c_{p_F}} + \sigma)V_F \quad (7.8)$$

$$\overline{E_F} = \frac{1}{2}\rho C_{ref}^2 (\overline{c_{p_F}} + \sigma)\overline{V_F} \quad (7.9)$$

où  $\overline{c_{p_F}}$  désigne le coefficient de pression maximum atteint dans le sillage immédiat de la fermeture de la poche ( $\overline{c_{p_F}} = (\overline{p_F} - p_{ref})/(\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2)$ ).

En vertu de l'hypothèse 7.1, le potentiel érosif ainsi défini est caractéristique de la distribution des impulsions de pression induites sur la paroi solide.

### 7.2.2.2 Prédiction de la zone d'érosion maximum

A partir de la distribution statistique du volume des cavités transitoires, il est possible d'estimer le lieu des impacts sur l'aubage en adoptant le modèle de Rayleigh [58]. Ce dernier permet une très bonne estimation de l'instant final de l'implosion d'une cavité sphérique.

Pour toute cavité transitoire de volume  $V_F$ , on peut associer une cavité sphérique de rayon  $R_F$  et possédant le même volume  $V_F$ , soit:

$$R_F = \frac{3\pi}{4} \sqrt[3]{V_F} \quad (7.10)$$

Soit  $t_c$  l'instant final de l'implosion de la cavité sphérique équivalente supposée lâchée au point  $F$  à l'instant  $t = 0$ . La valeur de  $t_c$  peut être approchée par le temps de Rayleigh [58] comme suit:

$$t_c \approx 0.945 R_F \sqrt{\frac{\rho}{p_F}} \quad (7.11)$$

Désignons par  $l_F$  le lieu de l'implosion de la cavité équivalente mesuré à partir de la fermeture de la poche de cavitation. On admettant que les cavités transitoires évoluent avec la même vitesse que le fluide, on peut écrire:

$$l_F = C_{ref} t_c \approx 0.945 \frac{3\pi}{4} C_{ref} \sqrt[3]{V_F} \sqrt{\frac{\rho}{p_F}} \quad (7.12)$$

Ainsi, si la distribution statistique du volume des cavités est connue, on peut en déduire la densité des impacts dans le sillage de la poche. Il est à noter que les rebonds successifs d'une cavité transitoire ne sont pas pris en compte dans la prédiction de la zone d'érosion. En effet, nous avons montré que ces rebonds jouent un rôle secondaire dans le processus d'attaque par la cavitation et peuvent être négligés dans une première approche.

Inversement, si la distribution des lieux des impacts dus à la cavitation est connue, la relation 7.10 permet une estimation des caractéristiques statistiques du volume des cavités transitoires pour une condition hydrodynamique donnée.

## 7.3 Le modèle macroscopique de la puissance érosive

Il va de soit que la connaissance de la densité de probabilité du potentiel érosif ne suffit pas pour caractériser le processus d'attaque par la cavitation. Il faut en plus déterminer la fréquence à laquelle se produisent les implosions et qui conditionne la vitesse d'érosion.

Il ressort de l'étude de la dynamique des cavités érosives, présentée au chapitre 5, que le mode de génération de ces cavités dépend étroitement de la dynamique de la poche de cavitation. Dans le cas du régime stable de cette dernière, les cavités transitoires sont générées de manière intermittente alors que dans le cas des régimes instable et forcé de la poche, le mode de génération de ces cavités est périodique.

Toutefois, quelle que soit la loi de probabilité qui régit le processus de lâcher des cavités transitoires, si l'on suppose le phénomène stationnaire, le taux moyen de génération de

ces cavités, noté  $f_c$ , ne dépend pas du temps. Ces  $f_c$  cavités de différent volume, sont dotées chacune d'un potentiel érosif  $E_F$  décrit par la densité de probabilité  $h(E_F)$ .

Soit  $n_F(E_F)$  le nombre probable de cavités générées pendant une unité de temps et ayant un potentiel érosif contenu dans un intervalle infinitésimal centré sur la valeur  $E_F$ . Nous avons alors:

$$n_F(E_F) = f_c h(E_F) dE_F \quad (7.13)$$

Ainsi, en vertu de l'hypothèse 7.1, la connaissance de la fonction  $n_F(E_F)$  permet de caractériser le processus d'attaque hydrodynamique dû à la cavitation. Malheureusement, de nos jours, cette fonction ne peut être ni prédite ni mesurée. Nous définissons alors la puissance érosive comme étant la somme des potentiels érosifs générés pendant une unité de temps comme suit:

**Définition 7.2** *La puissance érosive, notée  $Per_F$ , associée à un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle est définie par:*

$$Per_F = \int_0^{+\infty} n_F(E_F) E_F dE_F \quad (7.14)$$

Compte tenu de la relation 7.13, il vient:

$$Per_F = \int_0^{+\infty} f_c h(E_F) E_F dE_F \quad (7.15)$$

soit, en tenant compte des hypothèses adoptées et en introduisant les coefficients adimensionnels:

$$Per_F = \frac{1}{2} \rho C_{ref}^2 (\overline{c_{pF}} + \sigma) f_c \overline{V_F} \quad (7.16)$$

L'avantage de la puissance érosive réside dans le fait qu'elle dépend uniquement des paramètres hydrodynamiques ( $C_{ref}, \sigma$  et  $i$ ), du taux moyen de génération des cavités et de leur volume moyen. Nous avons la relation suivante entre la puissance érosive et le potentiel érosif moyen:

$$Per_F = f_c \overline{E_F} \quad (7.17)$$

Etant donné un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle, on peut lui associer un écoulement fictif ayant les caractéristiques suivantes:

- La longueur de la poche est la même que celle de l'écoulement réel
- Les cavités transitoires sont toutes de même volume, égale à  $\overline{V_F}$
- Les cavités transitoires imploent toutes à une même distance de la paroi solide égale à  $\overline{d}$
- Le taux de lâcher des cavités transitoires est égal au taux de lâcher moyen relatif à l'écoulement réel ( $f_c$ )

Si on suppose que les processus d'attaque hydrodynamiques associés aux écoulements réel et fictif sont équivalents, on peut énoncer que la puissance érosive est caractéristique des impulsions de pression subies par le profil dans le sillage du foyer  $F$ .

Toutefois, il ressort d'après l'équation 7.17, que le risque d'érosion demeure inchangé si on augmente la fréquence de lâcher  $f_c$  tout en réduisant le potentiel érosif moyen  $\overline{E}_F$  de telle manière à garder constante la puissance érosive. Or, quelque soit le matériau considéré, il existe un seuil du potentiel érosif moyen en dessous duquel les surpressions induites sur la surface solide sont insuffisantes pour provoquer l'érosion. En toute rigueur, c'est l'ensemble du potentiel érosif et le taux de lâcher moyens qui caractérise le processus d'attaque hydrodynamique et non seulement leur produit.

## 7.4 Validation dans le cas d'un profil isolé

### 7.4.1 Mesure des surpressions dues aux implosions

La validation de la notion de puissance érosive dans le cas d'un profil isolé est obtenue en exploitant les mesures du champ de pression instationnaire dans le sillage de la poche de cavitation. Rappelons que ces mesures sont effectuées dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* sur un profil de type NACA009 équipé de 30 capteurs de pression instationnaire. La procédure expérimentale relative à ces mesures est décrite dans le chapitre 4.

Le phénomène de l'implosion d'une cavité de vapeur est caractérisé par une constante de temps très faible ( $\approx 1\mu s$ ). La surpression qui en résulte est un signal à large contenu spectral ( $\approx 1$  MHz). Il va de soi que les capteurs de pression utilisés, dont la bande passante est de 30 kHz environ, ne permettent pas un enregistrement fidèle des surpressions dues aux implosions. Seule la contribution des fluctuations de pression induites dans la bande passante de ces capteurs ( $\leq 30$  kHz) peut être mesurée. Nous adoptons l'hypothèse suivante:

**Hypothèse 7.4** *La contribution dans une bande de fréquences réduite ( $\leq 30$  kHz) des fluctuations de pression induites dans le sillage d'une poche de cavitation partielle, est une fonction croissante de la pression due aux implosions des cavités transitoires.*

Ainsi à défaut de pouvoir mesurer la véritable pression induite par la cavitation sur le profil, on se contente de mesurer sa contribution dans la bande passante des capteurs de pression. En effet, nous avons déjà remarqué que le maximum des fluctuations de pression correspond au maximum de l'érosion de cavitation mesurée par détection électrochimique ou par marquage d'échantillons <sup>1</sup>.

### 7.4.2 Le volume moyen des cavités transitoires

Le potentiel érosif dépend de la distribution statistique des volumes des cavités transitoires. Cette distribution aussi bien que la valeur moyenne des volumes des cavités demeurent de nos jours inaccessibles par la mesure.

<sup>1</sup>Voir le paragraphe "Synthèse" du chapitre 5.

Lors de l'analyse du mécanisme de génération des cavités érosives, nous avons observé que leur volume moyen dépend non seulement des paramètres globaux de l'écoulement mais surtout de la stabilité de la poche de cavitation. Pour une longueur de poche et une incidence fixées, l'augmentation de la vitesse amont peut induire une transition au régime instable de la poche principale. Dans ce cas une augmentation substantielle du volume moyen des cavités transitoires est observée. Toutefois, l'examen des visualisations photographiques montre que si le régime de la poche de cavitation demeure inchangé, les dimensions des cavités transitoires augmentent avec la longueur de la poche. Cette observation permet de justifier l'hypothèse suivante:

**Hypothèse 7.5** *La longueur moyenne de la cavité principale est caractéristique de la dimension moyenne des cavités érosives pour autant que le régime de la poche de cavitation demeure inchangé.*

$$\overline{V}_F \propto l^3 \quad (7.18)$$

Avec cette hypothèse,  $l$  étant la longueur moyenne de la poche principale, la formulation du potentiel érosif moyen devient:

$$\overline{E}_F = \frac{1}{2} B \rho (\overline{c_{pF}} + \sigma) C_{ref}^2 l^3 \quad (7.19)$$

où  $B$  est une constante définie par le rapport  $\overline{V}_F/l^3$ .

### 7.4.3 Le taux moyen de génération des cavités

Le taux de génération des cavités transitoire dépend de la dynamique de la poche de cavitation. Lorsque cette dernière est en régime libre (sans excitation), nous avons montré que la poche de cavitation peut être stable ou instable. Dans le premier cas, le processus de génération des cavités est intermittent et le taux moyen de génération des cavités est une inconnue. Dans le second cas, ce processus est fortement modulé par les pulsations de la poche principale et est gouverné par une loi de type Strouhal. Le nombre de Strouhal, basé sur la longueur de la poche, dépend de l'incidence du profil et est maintenu entre 0.2 et 0.3 environ.

Dans ce qui suit, nous écartons le cas du régime stable de la poche de cavitation non seulement à cause de l'indétermination du taux moyen de lâcher des cavités mais surtout parce que le risque d'érosion qui lui est associé est négligeable par rapport au régime instable.

Ainsi, compte tenu de l'hypothèse 7.5, la puissance érosive associée à une poche de cavitation instable peut s'écrire:

$$Per_F = \frac{1}{2} B \rho (\overline{c_{pF}} + \sigma) C_{ref}^2 f_c l^3 \quad (7.20)$$

soit, en introduisant le nombre de Strouhal:

$$Per_F = \frac{1}{2} B \rho (\overline{c_{pF}} + \sigma) C_{ref}^3 S l^2 \quad (7.21)$$

#### 7.4.4 Fluctuations de pression et puissance érosive

Les fluctuations de pression dans le sillage de la poche de cavitation sont relevées pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques selon la procédure présentée au chapitre 4. Pour chaque triplet  $(C_{ref}, \sigma, i)$ , la valeur de  $\overline{c_{pF}}$  est dérivée du profil de pression moyenne, la longueur de la poche est mesurée par tranche de lumière laser et la fréquence de lâcher des structures érosives est déduite de l'analyse spectrale des fluctuations de pression.

La Figure 7.2 montre l'évolution de l'écart type maximum (dans la fermeture de la poche) des fluctuations de pression sur le profil en fonction de la puissance érosive. Cette dernière étant normalisée par sa valeur maximale. On vérifie ainsi le caractère croissant de l'écart type des fluctuations de pression en fonction de la puissance érosive.

On relève en outre un comportement à peu près linéaire qui, compte tenu des nombreuses hypothèses adoptées, montre que la notion de puissance érosive constitue une bonne base pour caractériser le processus d'attaque hydrodynamique.

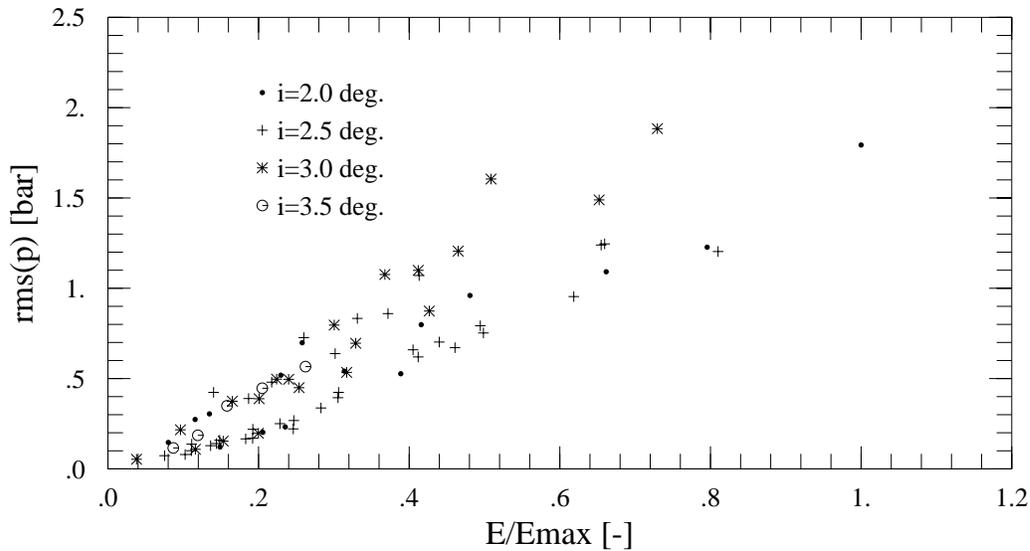


Figure 7.2: Evolution de l'écart type de la pression en fonction de la puissance érosive normalisée

### 7.4.5 Normalisation des spectres de pression par la puissance érosive

Une deuxième validation de la puissance érosive est obtenue en normalisant les spectres de fluctuations de pression dans la zone de fermeture aussi bien que dans le sillage de la poche de cavitation. Les spectres normalisés sont représentés en fonction de la fréquence réduite  $f^*$  définie par:

$$f^* = \frac{fl}{C_{ref}} \quad (7.22)$$

Les Figures 7.3 et 7.4 illustrent les spectres bruts et les spectres normalisés relatifs à la pression  $p_4$ . La vitesse amont est variée de 20 à 28 m/s et l'incidence du profil est de  $4^\circ$ . Le coefficient de cavitation ( $\sigma \approx 1.3$ ) est tel que le capteur N°4 est situé dans la fermeture de la poche. Dans ces conditions, le comportement de la poche de cavitation est fortement instable. Conformément à l'analyse du mécanisme de génération des cavités érosives présenté au chapitre 5, on peut observer la fréquence de pulsations de la poche et sa première harmonique qui augmentent avec la vitesse amont, Figure 7.3. La normalisation de ces spectres par la puissance érosive, Figure 7.4 permet de les regrouper en un seul spectre qui ne dépend que de la géométrie (incidence). La fréquence réduite prépondérante dans ce spectre vaut 0.32 environ et n'est autre que le nombre de Strouhal qui régit les pulsations de la poche.

Pour les mêmes conditions hydrodynamiques, l'opération de normalisation est effectuée sur les spectres de la pression dans le sillage de la poche mesurée par le capteur N°10. On retrouve la fréquence de lâcher des cavités érosives sur les spectres de la pression  $p_{10}$ , Figure 7.5. De même que pour la pression dans la fermeture de la poche, la normalisation de la pression dans le sillage de la poche par la puissance érosive permet de regrouper les spectres en une seule courbe, Figure 7.4. La fréquence réduite principale vaut 0.32 et confirme que le lâcher des cavités érosives est fortement modulé par les pulsations de la poche. Il est à noter que l'augmentation du niveau de pression autour de la fréquence de 20 kHz est dû à la résonance de la prise de pression et n'est pas corrélée avec la pression induite par la cavitation. Ceci justifie l'écart des spectres normalisés autour de cette fréquences.

Les Figures 7.7 et 7.8 illustrent les spectres bruts et les spectres normalisés de la pression  $p_{10}$  dans la fermeture de la poche. L'incidence est de  $3.5^\circ$  et la vitesse amont est variée de 26 à 36 m/s. Il s'agit du régime instable de la poche de cavitation. La fréquence réduite principale est de 0.29 qui est égale au nombre de Strouhal relatif à l'incidence du profil ( $i = 3.5^\circ$ ).

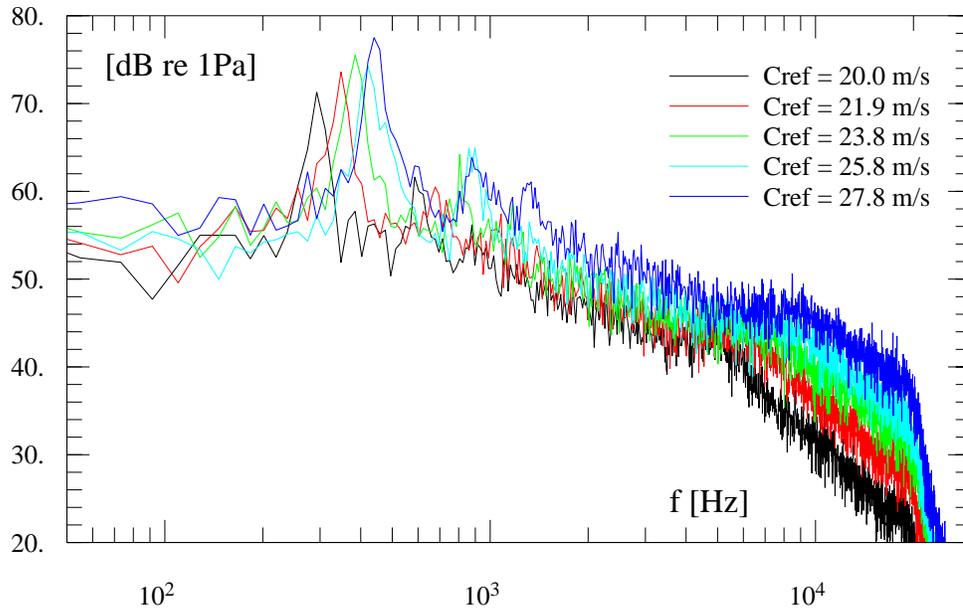


Figure 7.3: Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_4$ ). ( $i=4^\circ$ ,  $\sigma=1.3$ ,  $C_{ref}$  variable)

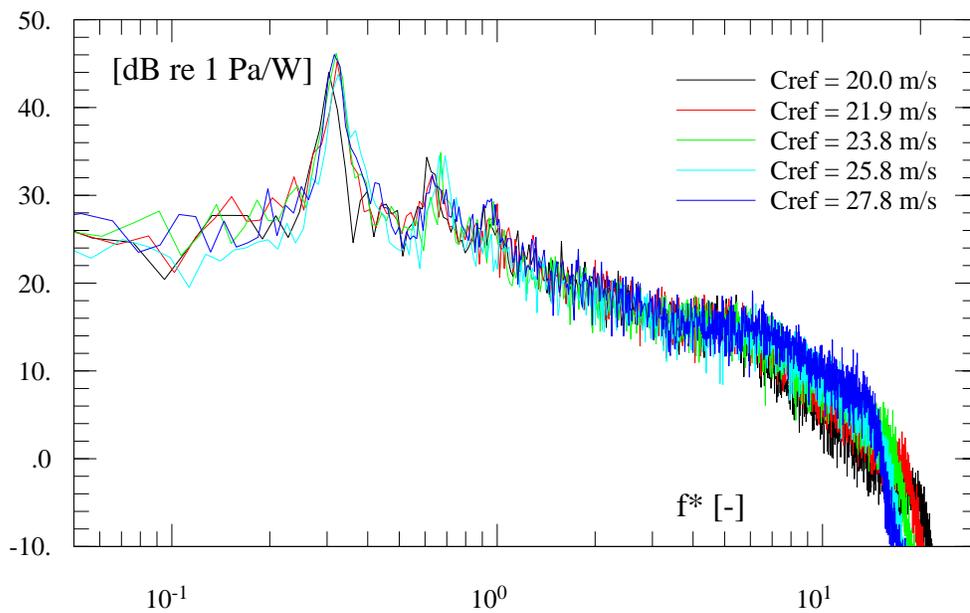


Figure 7.4: Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_4$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=4^\circ$ ,  $\sigma=1.3$ ,  $C_{ref}$  variable)



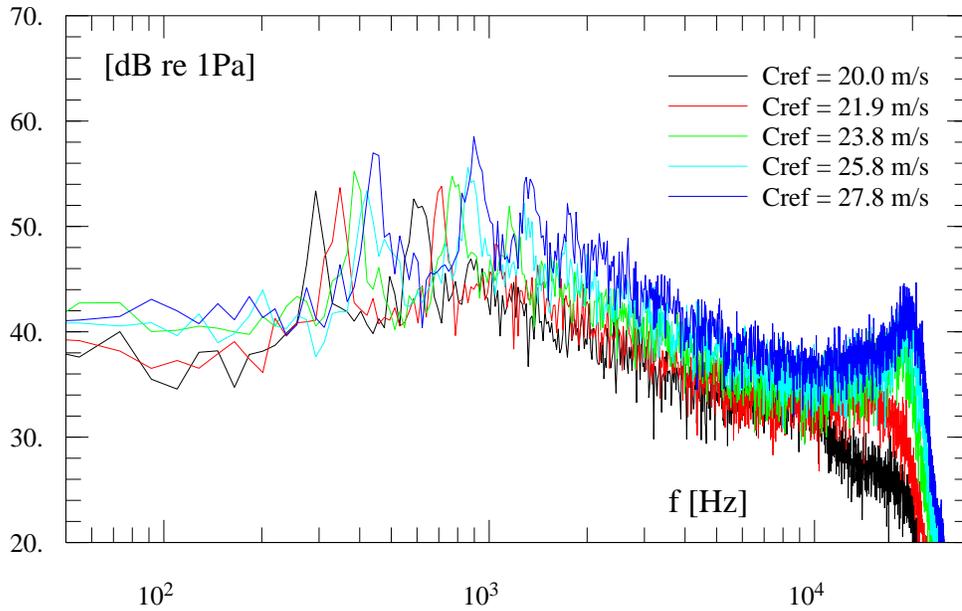


Figure 7.5: Spectres de la pression dans le sillage de la poche ( $p_{10}$ ). ( $i=4^\circ$ ,  $\sigma=1.3$ ,  $C_{ref}$  variable)

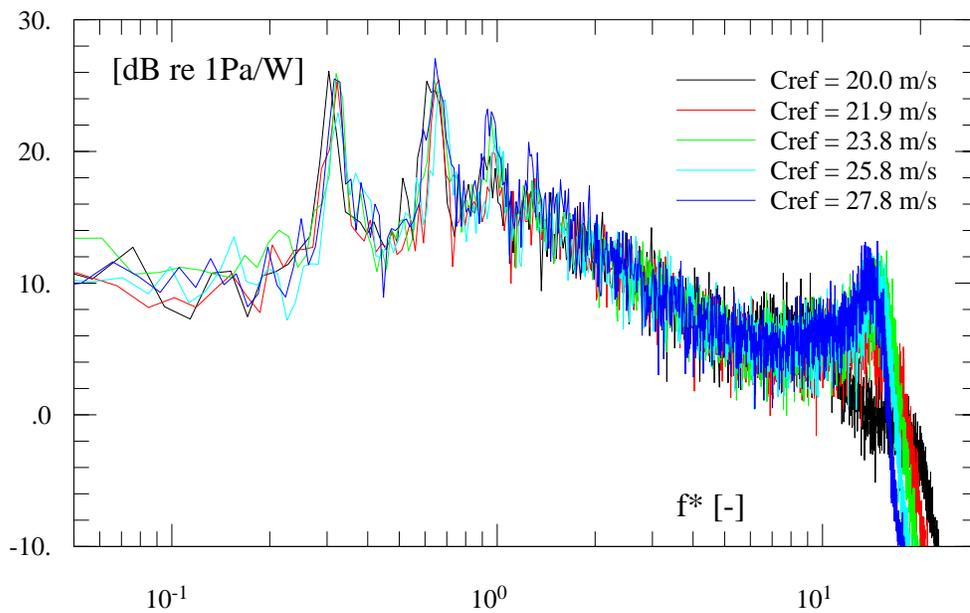


Figure 7.6: Spectres de la pression dans le sillage de la poche ( $p_{10}$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=4^\circ$ ,  $\sigma=1.3$ ,  $C_{ref}$  variable)



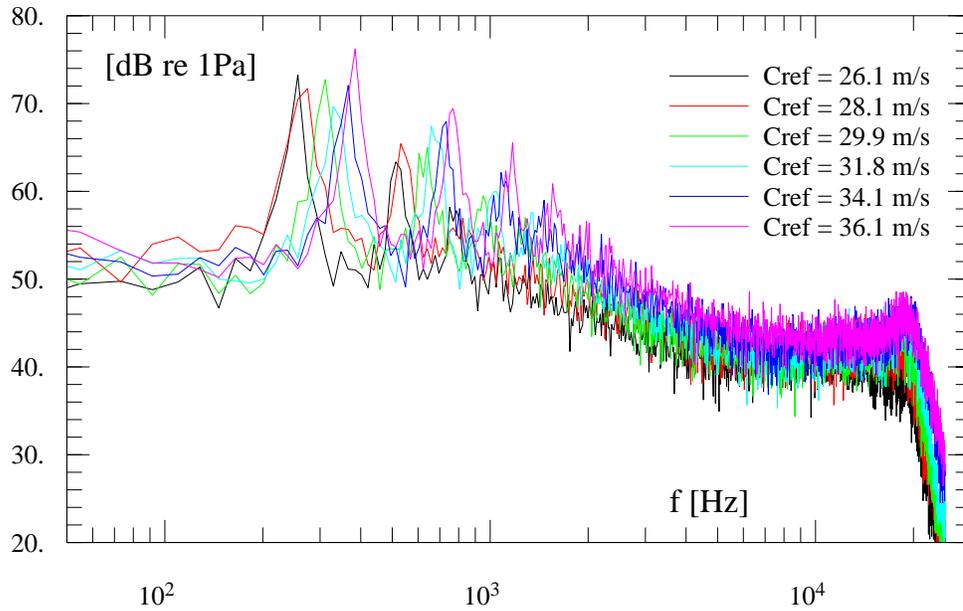


Figure 7.7: Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_{10}$ ). ( $i=3.5^\circ$ ,  $\sigma=1.0$ ,  $C_{ref}$  variable)

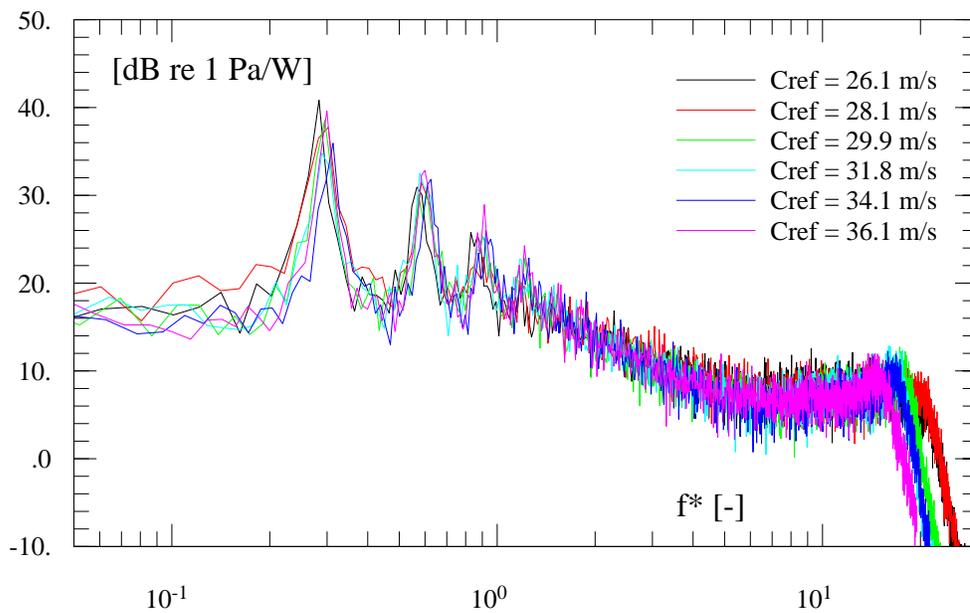


Figure 7.8: Spectres de la pression dans la fermeture de la poche ( $p_{10}$ ) normalisés par la puissance érosive. ( $i=3.5^\circ$ ,  $\sigma=1.0$ ,  $C_{ref}$  variable)

## 7.5 La puissance érosive dans une turbomachine

La prédiction du processus d'attaque par la cavitation de bord d'attaque dans une turbomachine hydraulique peut être effectuée de la même manière que pour le profil isolé en supposant un régime forcé pour la poche de cavitation. En effet, la dissymétrie de l'alimentation hydraulique souvent rencontrée dans les pompes aussi bien que dans les turbines constitue une source d'excitation forcée pour la poche de cavitation et conditionne le taux moyen de génération des cavités transitoires qui n'obéit plus à la loi de Strouhal.

Ainsi, la puissance érosive associée au développement d'une cavitation d'entrées sur une aube de la machine peut s'écrire:

$$Per_F = \frac{1}{2} \rho C_{ref}^2 (\overline{c_{pF}} + \sigma) f_c l^3 \quad (7.23)$$

où  $f_c$  désigne le taux moyen de lâcher des cavités transitoires et  $l$  dénote la longueur de la poche principale. Tout comme le cas du profil isolé, la dimension caractéristique des cavités est approchée par la longueur de la poche.

Si l'on admet que le profil de pression sur l'aubage ainsi que la longueur de la poche puissent être déterminés soit à partir des mesures sur le modèle soit par un calcul numérique [24, 23], le taux moyen de lâcher des cavités érosives constitue une inconnue du problème. Nous avons montré dans le chapitre 6 que l'approche vibratoire permet de mesurer ce taux moyen à partir de l'analyse spectrale de l'enveloppe des vibrations induites sur les parties fixes de la machine.

Il est ainsi possible d'évaluer la puissance érosive associée à la cavitation d'entrée dans une machine hydraulique et de classer les "risques d'érosion" en fonction des points de fonctionnement de la machine. La puissance érosive permet de prédire les points de fonctionnement les plus "érosifs" que l'exploitant s'efforcera à éviter.

## Chapitre 8

# CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

## 8.1 Le mécanisme de l'érosion de cavitation

### 8.1.1 La dynamique de l'implosion d'un tourbillon isolé

L'étude de l'implosion d'un tourbillon isolé est réalisée dans le Générateur de Tourbillons de Cavitation (GTC). Les visualisations ultra rapides mettent en évidence le phénomène du rebond de la cavité qui peut se produire plusieurs fois à l'intérieur d'un même cycle du GTC. Ces rebonds successifs de la cavité sont dus à la présence du gaz dissous qui accroît l'élasticité du fluide.

L'examen de la phase finale de la première implosion de la cavité montre que cette dernière est fragmentée en plusieurs "petites cavités" situées au voisinage de l'axe du tourbillon et qui implosent les une après les autres. Le rebond qui succède à chacune de ces implosions est responsable de la génération d'une onde de choc qui se propage à la fois dans le fluide et le solide. Il est à noter que malgré la morphologie relativement simple du tourbillon réalisé dans le GTC, le nombre des "petites cavités" résiduelles aussi bien que la distance qui les sépare de la surface de l'échantillon sont caractérisés par une grande disparité pour des conditions hydrodynamiques inchangées. Ceci est à l'origine de la disparité généralement observée à la fois dans les dimensions et dans la distribution spatiale des impacts constatés sur un échantillon exposé dans le GTC.

La surpression due à la première onde de choc dans le GTC est estimée à partir des visualisations ultra rapides. Pour cela, un traitement d'images approprié est mis en oeuvre et l'équation d'état de Tait est adoptée pour décrire le comportement de l'eau. Des surpressions intenses sont ainsi mises en évidence pour plusieurs conditions hydrodynamiques. Les amplitudes de ces surpressions sont comprises entre 4 et 22 GPa. Ces valeurs relativement élevées dépassent largement les limites de déformation élastique des matériaux industriels et expliquent pourquoi aucun de ces matériaux ne résiste à l'érosion de cavitation. Notons toutefois que ces surpressions sont appliquées pendant une durée très brève ( $\approx 1 \mu s$ ) et que la réponse des matériaux à ce type de chargement n'est pas encore totalement élucidée.

Par ailleurs, nous avons montré que l'énergie potentielle moyenne des cavités tourbillonnaires offre une bonne base pour la caractérisation des surpressions qui résultent de leurs implosions.

Il est à noter que contrairement à la dynamique de l'implosion d'une bulle, le développement du micro jet n'a pas été observé durant la phase finale de l'implosion d'un tourbillon de vapeur, du moins avec les résolutions spatiale et temporelle de nos moyens de visualisation. Ceci nous laisse croire que les dégâts d'érosion sont dues aux ondes de choc.

### 8.1.2 Le processus de génération des cavités érosives par une poche attachée

Le développement d'une poche de cavitation partielle attachée à l'entrée d'un aubage constitue une situation particulièrement érosive. En effet le cisaillement intense qui règne à l'interface eau-vapeur est générateur de vorticité organisée selon des lignes perpendiculaires à l'écoulement. L'interaction de ces lignes de vorticité avec les instabilités de type Kelvin Helmholtz provoque la génération de cavités tourbillonnaires en forme de fer à

cheval qui sont convectées par l'écoulement et qui viennent s'effondrer violemment dans la zone de recompression.

Afin d'étudier le mécanisme de génération des cavités transitoires, nous avons entrepris la visualisation des figures de cavitation couplée avec la mesure des fluctuations de pression dans le sillage de la poche et des vibrations induites sur le support du profil. Ce dernier est un profil symétrique (NACA009) exposé dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF*.

Le volume moyen ainsi que le taux de génération des cavités érosives sont fortement dépendants du comportement de la poche de cavitation. L'observation de la dynamique de la poche de vapeur pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques nous conduit à distinguer le régime libre et le régime forcé.

### 8.1.2.1 Le régime libre

Pour les faibles valeurs de la longueur de la poche, de la vitesse amont et de l'incidence, la poche de cavitation présente un comportement stable caractérisé par une amplitude des fluctuations et une dimension des cavités transitoires faibles par rapport à la longueur de la poche. Dans ce cas, les cavités transitoires implosent dans le voisinage immédiat de la fermeture de la poche. Les signaux de pression montrent que le processus de génération des cavités érosives est marqué par un caractère intermittent.

L'augmentation de la vitesse amont, de l'incidence ou de la longueur de la poche provoque des instabilités dans le comportement de la poche. Ce régime instable est caractérisé par une augmentation substantielle du volume moyen des cavités érosives ainsi que du niveau des vibrations. L'examen des fluctuations de pression montre qu'en présence des instabilités, le processus de génération des cavités transitoires est fortement modulé par les fluctuations de la poche principale et que le lâcher des cavités est gouverné par une loi de type Strouhal. Le nombre de Strouhal basé sur la longueur de la poche et la vitesse amont dépend de l'incidence du profil et se maintient entre 0.2 et 0.3.

L'origine des instabilités dans le comportement de la poche de cavitation n'est pas élucidée dans ce travail.

### 8.1.2.2 Le régime forcé

En présence du couplage hydroélastique caractérisé par une fréquence de lâcher des tourbillons de von Kármán voisine de la fréquence propre du premier mode de vibration du profil, la poche de cavitation revêt un comportement particulier que nous appelons régime forcé. Dans ce cas, les fluctuations de la poche de cavitation aussi bien que le processus de lâcher des cavités transitoires sont fortement modulés par les vibrations du profil. En effet, ces vibrations provoquent des fluctuations de l'incidence de l'écoulement qui entraînent des fluctuations synchrones de la poche principale. On conçoit aisément que lors du retrait de la poche, l'augmentation du cisaillement à l'interface eau-vapeur qui en résulte provoque l'émission d'une ligne de vorticit e le long de laquelle s'organisent les cavités transitoires.

## 8.2 La détection vibratoire de la cavitation

Nous avons établi dans le cas du profil isolé dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF* que lorsque la poche de cavitation est instable, les vibrations induites par la cavitation et mesurées sur le support du profil montrent une forte modulation à la fréquence de lâcher des cavités transitoires.

La validation de la détection vibratoire est entreprise dans un modèle de pompe centrifuge. l'enveloppe des vibrations induites par la cavitation met en évidence une forte modulation par la fréquence de passage des aubes. En outre, nous avons montré que l'analyse de la cohérence entre les enveloppes des vibrations mesurées en deux endroits différents permet une meilleure détection de la cavitation d'entrée. Ainsi, il est possible de concevoir un système de surveillance valable aussi bien pour les pompes que pour les turbines permettant de détecter le développement de la cavitation d'entrée.

Par ailleurs, la relation entre les vibrations et les surpression générées sur l'aubage par les implosions des cavités est une question qui demeure sans réponse.

## 8.3 Caractérisation du processus d'attaque hydrodynamique

Un modèle de prédiction des surpression générées par un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle est proposé. Il est basé sur l'hypothèse selon laquelle l'énergie potentielle d'une cavité transitoire est caractéristique de la surpression induite sur l'aubage par son implosion. On suppose en plus que le risque d'érosion associé à une situation hydrodynamique est le même que celui d'un écoulement fictif qui générerait des cavités ayant toute le même volume égal au volume moyen des cavités de l'écoulement réel et avec le même taux de lâcher moyen.

Une validation du modèle de la puissance érosive est réalisée dans le cas d'un profil isolé dans le tunnel de cavitation de l'*IMHEF*. Les fluctuations de pression dans le sillage de la poche de cavitation, mesurées dans une bande de fréquences réduite ( $\leq 30$  kHz), sont supposées caractéristiques de la pression induite par la cavitation. Dans l'absence d'une mesure directe du volume moyen des cavité transitoires, la longueur de la poche de cavitation est supposée caractéristique des dimensions de ces cavités.

Malgré les hypothèses relativement restrictives que nous avons adoptées, nous avons montré que les fluctuations de pression varient linéairement avec la puissance érosive.

Il est à noter que ce modèle est destiné à caractériser le processus d'attaque hydrodynamique indépendamment de la nature du matériau. A défaut de prédire l'érosion de cavitation, la puissance érosive permet de comparer les risques d'érosion associés à des situations hydrodynamiques différentes afin d'identifier les régimes de fonctionnement "dangereux" d'une machine hydraulique pour lesquels une exploitation prolongé serait déconseillée.

## 8.4 Perspectives

### 8.4.1 Etude physique des instabilités de la poche de cavitation

La stabilité de la poche de cavitation joue un rôle primordial dans le mécanisme de génération des cavités érosives. Nous avons montré que les instabilités de la poche de cavitation provoquent une augmentation substantielle du volume moyen des cavités transitoires et que par conséquent le risque d'érosion est plus important. Ceci nous permet de suggérer un axe de recherche dans lequel une exploration de l'origine physique de ces instabilités ainsi que l'influence de l'état de la couche limite seraient réalisées.

### 8.4.2 Contrôle de la dynamique de la poche de cavitation

Le comportement forcé de la poche de cavitation partielle que nous avons mis en évidence nous suggère la possibilité de contrôler sa dynamique par une excitation externe. Ainsi, il serait fort intéressant d'étudier l'effet d'un champ de pression acoustique sur le comportement de la poche de cavitation dans le but de contrôler sa stabilité et la fréquence de lâcher des cavités transitoires et par suite de réduire le pouvoir érosif de la cavitation. Cet axe de recherche pourrait bénéficier des travaux déjà effectués dans le domaine du contrôle actif du bruit ainsi que la manipulation acoustique de la couche limite.

### 8.4.3 La détection vibratoire

La détection vibratoire est une approche prometteuse dans un avenir proche et nous ne pouvons que recommander le maintien de l'effort dans ce sens. Ces travaux pourront déboucher sur un système de surveillance susceptible d'intéresser les exploitants de centrales hydroélectriques et de stations de pompage. L'analyse de la modulation d'amplitude que nous avons effectuée de manière numérique peut être effectuée avant la numérisation et le stockage des signaux avec l'emploi de détecteurs analogiques d'enveloppe. Ceci permet de réduire la fréquence d'échantillonnage et d'augmenter la durée des enregistrements des signaux. L'estimation du spectre de la modulation s'en trouve ainsi améliorée. Toutefois, cette façon de procéder nécessite une analyse spectrale sur site des signaux de vibrations afin de déterminer les bandes de fréquences concernées par la modulation d'amplitude.

### 8.4.4 Le modèle de la puissance érosive

Les résultats encourageants obtenus avec le modèle de la puissance érosive justifient la poursuite de la recherche dans ce sens. Une technique de mesure directe du volume des cavités érosives permettrait une meilleure estimation de la densité de probabilité du potentiel érosif de la cavitation. En outre, des essais de marquage d'échantillons pour une large gamme de variation des paramètres hydrodynamiques permettrait de parfaire la validation de ce modèle prédictif.



# Chapitre A

## **ELEMENTS D'ANALYSE DES SIGNAUX TRANSITOIRES**

La théorie du traitement du signal a pour principaux buts d'élaborer, détecter et interpréter les signaux porteurs d'informations. Il s'agit d'un ensemble de concepts et de modèles mathématiques inspirés de l'analyse fonctionnelle, de l'algèbre linéaire et des calculs de probabilités. Nous nous limiterons dans ce qui suit à la définition des opérateurs adoptés pour le traitement des signaux de pression et de vibration présentés dans le cadre de notre travail.

## A.1 Signaux et systèmes

L'observation de phénomènes physiques complexes conduit le plus souvent à considérer un ensemble de variables (pression, température, longueur, .. etc.) dépendant du temps qui régissent le phénomène en question et qui permettent de le décrire.

Nous appellerons signal toute représentation physique de l'information. Si cette représentation est continue, le signal est dit analogique. Le signal est dit échantillonné ou discret lorsque l'information qu'il véhicule n'est valable qu'à des instants particuliers.

A priori, un signal peut être une fonction quelconque. Nous nous limiterons dans ce qui suit aux signaux dits à énergie finie ou à carrée intégrable. L'ensemble de telles fonctions constitue un espace vectoriel, généralement noté  $L^2(\mathfrak{R})$  :

$$f \in L^2(\mathfrak{R}) \text{ si et seulement si } \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)^2 dt < +\infty \quad (\text{A.1})$$

On définit dans cet espace le produit scalaire :

$$\langle f, g \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t)g(t)dt \quad (\text{A.2})$$

et la norme induite, appelée norme de convergence en énergie, définie par :

$$f \in L^2(\mathfrak{R}), \|f\| = \sqrt{\langle f, f \rangle} = \sqrt{\int_{-\infty}^{+\infty} f(t)^2 dt} \quad (\text{A.3})$$

L'espace vectoriel  $L^2(\mathfrak{R})$  muni de la norme de convergence en énergie est un espace normé et complet soit un espace de Banach. On montre en plus qu'il s'agit d'un espace de Hilbert.

On désigne par système (de transmission) toute entité ou appareil où l'on peut distinguer des signaux d'entrée et des signaux de sortie.

Soit le système  $A : X \mapsto Y$

Le système  $A$  est dit linéaire si et seulement si :

$$\forall (x, y) \in X^2, \forall (\lambda, \mu) \in \mathfrak{R}^2 A(\lambda x + \mu y) = \lambda A(x) + \mu A(y) \quad (\text{A.4})$$

Le système  $A$  est dit causal si pour deux signaux d'entrée qui coïncident jusqu'au temps  $t = t_0$ , les signaux de sortie coïncident au moins jusqu'au temps  $t = t_0$ .

### A.1.1 Classification des signaux

En considérant la nature de l'évolution d'un signal en fonction du temps, on peut distinguer les signaux déterministes dont l'évolution en fonction du temps peut être rigoureusement prédite par un modèle mathématique approprié et les signaux aléatoires dont le comportement temporel est imprévisible.

Dans la famille des signaux aléatoires à laquelle appartient la majorité des signaux réels, on distingue les signaux aléatoires stationnaires dont les caractéristiques statistiques sont ne dépendent pas de l'origine des temps, et les signaux aléatoires instationnaires qui ne jouissent pas de cette propriété.

### A.1.2 Echantillonnage

La conversion d'un signal analogique sous forme numérique implique une double approximation. D'une part, dans l'espace des temps, le signal fonction du temps  $x(t)$  est remplacé par ses valeurs  $x(n\Delta t)$  à des instants multiples entiers d'une durée  $\Delta t$ . D'autre part, dans l'espace des amplitudes, la quantification du signal consiste à remplacer la valeur exacte  $x(n\Delta t)$  par la plus proche valeur approximative tirée d'un assortiment fini de valeurs discrètes. Lorsque la plage de conversion est subdivisée en pas de quantification égaux, ce qui est généralement le cas, on parle de quantification uniforme. Les incidences de ces approximations sont à traiter avec précaution et risquent de produire une altération irréversible du signal original.

On montre (théorème de Shanon [67]), sous certaines conditions sur le signal  $x(t)$ , que si la cadence de numérisation est supérieure au double de la fréquence la plus grande contenue dans le signal analogique, alors le signal  $x(t)$  peut être reconstitué en tout point à partir de sa représentation discrète.

## A.2 Corrélation

Soient  $x(t)$  et  $y(t)$  deux signaux réels à énergie fini. Si on désigne par  $y_\tau$  le signal décalé  $y(t + \tau)$ , la fonction d'intercorrélation  $C_{xy}$  est alors définie par le produit scalaire

$$C_{xy}(\tau) = \langle x^*, y_\tau \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t)y(t + \tau)dt \quad (\text{A.5})$$

Où  $x^*(t)$  désigne le signal conjugué de  $x(t)$ .

On remplaçant  $y(t)$  par  $x(t)$ , on obtient la définition de l'auto corrélation :

$$C_{xx}(\tau) = \langle x^*, x_\tau \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} x^*(t)x(t + \tau)dt \quad (\text{A.6})$$

Notons que la valeur de la fonction d'auto corrélation à l'origine n'est autre que l'énergie du signal.

### A.3 Analyse spectrale de signaux aléatoires stationnaires

L'analyse spectrale consiste à examiner un signal dans le domaine fréquentiel. Le concept de dualité temps-fréquence trouve son point de départ dans le développement orthogonal des fonctions dont le cas particulier le plus répandue est le modèle de Fourier. Ce dernier repose sur le théorème de Fourier (1808) et selon lequel toute fonction de  $L^2(\mathfrak{R})$  - donc tous les signaux à énergie finie - peut être décomposée en une somme finie ou infinie de fonction harmoniques orthogonales.

Si  $x(t)$  est une fonction de la variable  $t$ , sa transformée de Fourier est une fonction, généralement complexe, de la variable  $f$  définie par :

$$\mathcal{TF}[x](f) = X(f) = \int_{-\infty}^{+\infty} x(t)e^{-2\pi jft} dt \quad (\text{A.7})$$

L'opérateur de Fourier ( $\mathcal{TF}$ ) ainsi défini permet d'associer à toute fonction  $x(t)$  sa représentation spectrale  $X(f)$  dans le domaine fréquentiel. On montre que cet opérateur est bijectif et la transformation inverse est donnée par :

$$x(t) = \mathcal{TF}^{-1}[X] = \int_{-\infty}^{+\infty} X(f)e^{2\pi jft} df \quad (\text{A.8})$$

L'interspectre  $\Phi_{xy}(f)$  et l'auto spectre d'énergie  $\Phi_{xx}(f)$  sont définis par :

$$\Phi_{xy}(f) = X^*(f)Y(f) \quad (\text{A.9})$$

$$\Phi_{xx}(f) = X^*(f)X(f) = |X(f)|^2 \quad (\text{A.10})$$

Par ailleurs, on montre (théorème de Wiener-Khinchine) que la transformée d'un produit de convolution de deux signaux est égale au produit simple de leurs transformées de Fourier. On en déduit les relations reliant l'interspectre et l'intercorrélacion ainsi que l'auto spectre et l'auto corrélation :

$$\Phi_{xy}(f) = \mathcal{TF}(C_{xy}(t)) \quad (\text{A.11})$$

$$\Phi_{xx}(f) = \mathcal{TF}(C_{xx}(t)) \quad (\text{A.12})$$

On peut alors montrer aisément l'identité suivante connue sous le nom de l'identité de Parseval:

$$C_{xx}(0) = \int_{-\infty}^{+\infty} |x(t)|^2 dt = \int_{-\infty}^{+\infty} \Phi_{xx}(\nu) d\nu \quad (\text{A.13})$$

L'énergie du signal  $x(t)$  contenue dans la bande de fréquence  $[f_1, f_2]$  est donnée par :

$$\|x.B_{(f_1;f_2)}\|^2 = \int_{-\infty}^{+\infty} (x(t)B_{(f_1;f_2)}(t))^2 dt = \int_{f_1}^{f_2} \|\Phi_{xx}(\nu)\|^2 d\nu \quad (\text{A.14})$$

Où  $x(t).B_{(f_1;f_2)}(t)$  désigne la sortie d'un filtre idéal passe bande dont les limites de fréquence sont  $f_1$  et  $f_2$  avec  $f_1 < f_2$ .

### A.3.1 Cas des signaux discrets

Désignons par  $(x_i)_{i=0, N_t-1}$  et  $(y_i)_{i=0, N_t-1}$  deux enregistrements simultanés composés de  $N_t$  échantillons chacun et représentant les valeurs prises par les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  aux instants  $t_i = i\Delta t$ . La fréquence d'échantillonnage  $F = 1/\Delta t$  est supposée supérieure au double de la plus haute fréquence contenue dans les signaux considérés conformément au théorème de Shanon.

Supposons de plus que ces enregistrements sont segmentés en  $N_s$  lots contigus de  $N$  échantillons chacun. Désignons par  $x_m(t)$  la restriction de la fonction  $x(t)$  dans le segment numéro  $m$ .

Les fréquences discrètes  $f_k$  où peuvent être calculées les composantes de la transformée de Fourier sont définies par :

$$f_k = \frac{k}{N\Delta t} \quad k = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{A.15})$$

La composante de la transformée de Fourier relative au segment  $m$  est donnée par :

$$X_m(f_k) = \frac{\Delta t}{N} \sum_{i=0}^{N-1} x_m(t_i) W(t_i) e^{-2j\pi k i} \quad 0 < k < N-1, 0 < m < N_s \quad (\text{A.16})$$

Où  $W$  désigne la fonction fenêtre de Hanning introduite pour atténuer les effets dus à la longueur finie du signal.

$$W(t_i) = 1 - \cos^2\left(\frac{2\pi t_i}{T}\right) = 1 - \cos^2\left(\frac{\pi i}{N}\right) \quad i = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{A.17})$$

Le spectre d'énergie relatif au segment  $m$ , noté  $\Phi_{xx,m}$ , est obtenu par :

$$\Phi_{xx,m}(f_k) = |X_m(f_k)|^2 \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{A.18})$$

L'estimateur  $\overline{\Phi_{xx}}$  de la densité spectrale relative au processus  $x(t)$  s'exprime comme suit :

$$\overline{\Phi_{xx}}(f_k) = \frac{1}{N_s N \Delta t} \sum_{m=1}^{N_s} |X_m(f_k)|^2 \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{A.19})$$

On obtient de manière analogue l'expression de l'estimateur  $\overline{\Phi_{yy}}$  relatif à la densité spectrale du canal  $y(t)$  :

$$\overline{\Phi_{yy}}(f_k) = \frac{1}{N_s N \Delta t} \sum_{m=1}^{N_s} |Y_m(f_k)|^2 \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{A.20})$$

L'estimateur  $\overline{\Phi_{xy}}$  de l'interspectre de puissance est donnée par :

$$\overline{\Phi_{xy}}(f_k) = \frac{1}{N_s N \Delta t} \sum_{m=1}^{N_s} X_m^*(f_k) Y_m(f_k) \quad k = 0, 1, \dots, N-1 \quad (\text{A.21})$$

Où  $X_m^*$  désigne le conjugué de  $X_m$ .

## A.4 Analyse spectrale de signaux aléatoires instationnaires

Si l'analyse de Fourier s'avère un outil précieux pour le traitement des signaux aléatoires stationnaires, cette méthode devient insuffisante lorsque les signaux présentent un comportement instationnaires. En effet, la transformation Fourier fait disparaître tous les aspects temporels du signal, par exemple le début et la fin pour un signal fini, ou l'instant d'apparition d'une singularité.

### A.4.1 Transformée de Fourier à fenêtre glissante

L'analyse d'un signal instationnaire consiste à examiner son contenu spectral à chaque instant de son histoire. Une première technique consiste à faire glisser devant le graphe du signal une fenêtre  $w_{\lambda b}$  de fréquence variable et de calculer les coefficients  $W(\lambda, b)$  définis par :

$$W(\lambda, b) = \langle f, w_{\lambda b} \rangle \quad (\text{A.22})$$

Le paramètre  $\lambda$  joue le rôle d'une fréquence, localisée autour de l'abscisse  $b$  du signal temporel. Les fenêtres  $w_{\lambda b}$  sont issues d'une fenêtre mère  $w(t)$  par la relation :

$$w_{\lambda b}(t) = w(t - b)e^{2\pi\lambda t} \quad (\text{A.23})$$

La transformation  $f(t) \mapsto W(\lambda, b)$  s'appelle la transformée de Fourier à fenêtre glissante. En vertu des formules de Gabor (1940), cette transformation conserve l'énergie et on a de plus la formule de reconstitution :

$$f(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} W(\lambda, b) w_{\lambda b}(x) d\lambda db \quad (\text{A.24})$$

### A.4.2 Analyse par ondelettes

L'analyse par ondelettes dans l'étude des comportements aléatoires et instationnaires est une technique relativement récente introduite par Morlet au début des années 1980 ([37]). Il s'agit d'une transformation temps-fréquence utilisant des fenêtres particulières. La transformée en ondelettes peut être énoncée, selon ([34]), comme suit :

Soit  $\psi \in L^1(\mathfrak{R}) \cap L^2(\mathfrak{R})$  une fonction, appelée ondelette mère, vérifiant les conditions suivantes :

- $\int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\|\psi(\lambda)\|^2}{\|\lambda\|} d\lambda = K < +\infty$
- $\|\psi\|^2 = 1$

On construit alors les ondelettes de base  $\psi_{ab}$  définies par :

$$\psi_{ab}(t) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \psi\left(\frac{t - b}{a}\right) \quad (\text{A.25})$$

et pour tout signal  $f$  à énergie finie ( $f \in L^2(\mathfrak{R})$ ), on considère ses coefficients d'ondelettes ( $C_f(a, b)$ ) où  $a$  joue le rôle de la fréquence autour de l'abscisse  $b$  du signal temporel.

$$C_f(a, b) = \langle f, \psi_{ab} \rangle = \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi_{ab}(t) dt \quad (\text{A.26})$$

alors on a :

- Conservation de l'énergie :

$$\frac{1}{K} \iint \|C_f(a, b)\|^2 \frac{dadb}{a^2} = \int_{-\infty}^{+\infty} \|f(t)\|^2 dt \quad (\text{A.27})$$

- La formule de reconstruction

$$f(x) = \frac{1}{K} \iint C_f(a, b) \psi_{ab}(x) \frac{dadb}{a^2} \quad (\text{A.28})$$

La première ondelette fût introduite par Morlet, Figure A.1. Elle est définie par :

$$\psi(t) = \cos(5t) e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (\text{A.29})$$

Depuis, de nombreuses familles d'ondelettes analysantes sont proposées. Les ondelettes de Meyer présentent l'avantage, par rapport aux ondelettes de Morlet, d'être orthogonales. Les dérivées de gaussiennes sont aussi largement choisies comme ondelettes analysantes et notamment la deuxième dérivée, Figure A.1 appelée aussi "chapeau mexicain" et définie par :

$$\psi(t) = \frac{2}{\sqrt{3} \sqrt[4]{\pi}} (1 - t^2) e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (\text{A.30})$$

Les fenêtres utilisées dans la TFG présentent une enveloppe rigide et contiennent par conséquent un nombre d'oscillations qui augmente avec la fréquence. Ceci a pour effet de favoriser l'analyse des hautes fréquences au détriment des basses fréquences. Les ondelettes offrent l'avantage d'une bonne localisation spatiale : le nombre d'oscillations contenues dans l'une quelconque des ondelettes élémentaires est le même que celui de l'ondelette mère. En outre, les ondelettes possèdent généralement une intégrale nulle.

A titre d'illustration, nous avons présenté, Figure A.2, le résultat de la transformée en ondelettes effectuée sur un signal test. Ce dernier est composé d'une impulsion carrée à  $t=0.1$  ms suivi d'une sinusoïde dont la fréquence est variée linéairement de 20 à 50 kHz à partir de  $t=0.6$  ms. Nous avons représenté sur la même figure la trace temporel, le spectre de Fourier ainsi que les coefficients normalisés des ondelettes. Le caractère fortement instationnaire du signal test donne lieu à un spectre diffus dont l'interprétation pourrait conduire à des conclusions erronées. Par contre, le tracé des coefficients normalisés d'ondelettes permet de détecter l'impulsion carrée et de suivre dans le temps l'évolution de la fréquence du signal test.

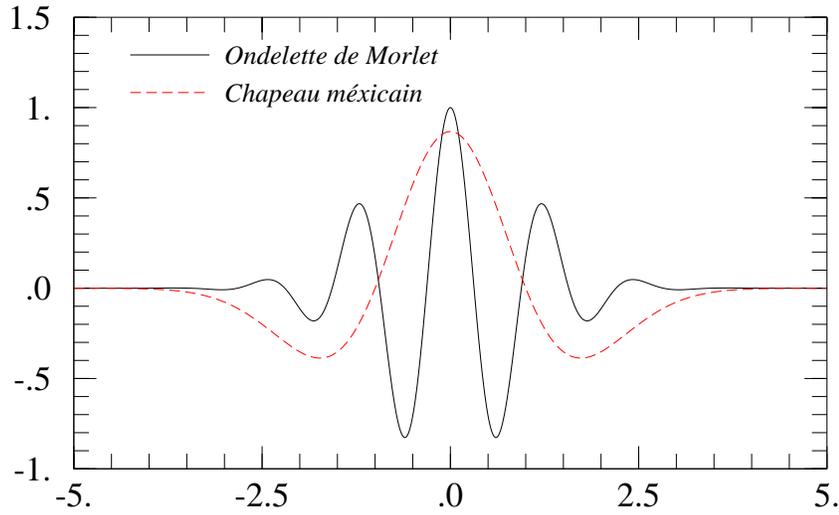


Figure A.1: Exemples d'ondelettes de base

## A.5 La modulation d'amplitude

Dans certains cas, le signal à analyser peut véhiculer l'information sous forme de modulation d'amplitude comme c'est souvent le cas dans le domaine des vibrations de structures. Dans ce cas, l'analyse spectrale de Fourier ne permet pas de retrouver la fréquence de modulation.

Il existe plusieurs techniques relatives à l'extraction de l'enveloppe d'un signal modulé. Celle que nous avons adoptée fait intervenir la transformée de Hilbert.

Soit  $x(t)$  un signal réel de transformée de Fourier  $X(f)$ . La transformée de Hilbert de  $x(t)$ , notée  $\hat{x}(t)$  est définie par :

$$\hat{x}(t) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(\tau)}{(\tau - t)} d\tau \quad (\text{A.31})$$

$\hat{x}(t)$  peut être également définie comme le résultat de  $x(t)$  à l'entrée du système linéaire de fonction de transfert  $H(f)$  définie par :

$$H(f) = \begin{cases} +j & f \geq 0 \\ -j & f \leq 0 \\ 0 & f = 0 \end{cases} \quad (\text{A.32})$$

L'opérateur de Hilbert, ainsi défini, produit un déphasage de  $+90^\circ$  pour les fréquences positives et de  $-90^\circ$  pour les fréquences négatives. En outre, une seconde application de la transformée de Hilbert restitue le signal initial, changé de signe et amputé de son éventuelle composante continue.

L'enveloppe  $A(t)$  d'un processus  $x(t)$  peut être déduite de la transformée de Hilbert selon la définition de Cramer et Leadbetter comme suit :

$$A(t) = \sqrt{x^2(t) + \hat{x}^2(t)} \quad (\text{A.33})$$

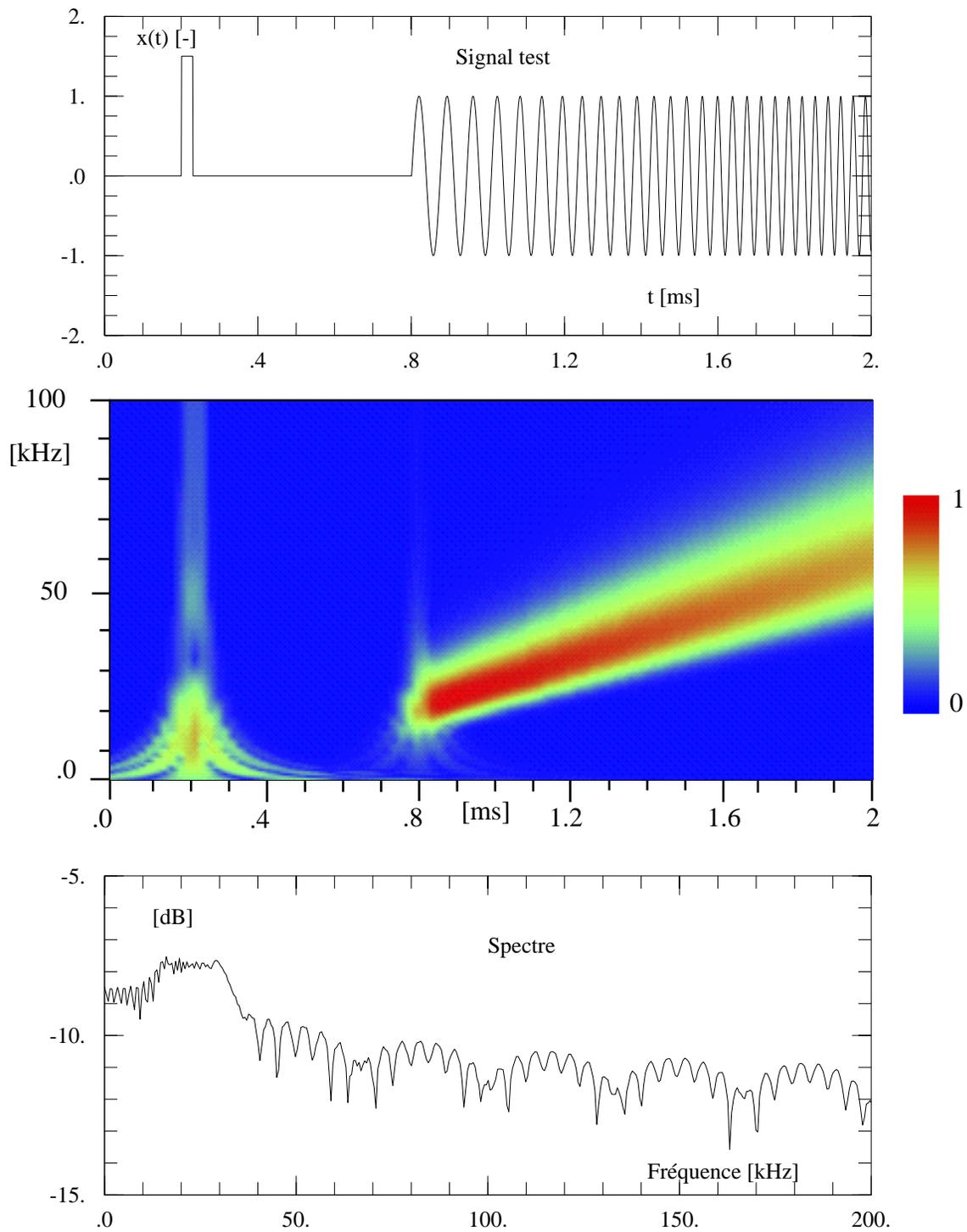


Figure A.2: Trace temporelle, transformée en ondelettes et spectre d'un signal test

## A.6 Recherche de la relation entre deux processus

Reprenons les enregistrements  $(x_i)_{i=0, N_t-1}$  et  $(y_i)_{i=0, N_t-1}$  du paragraphe précédent. et supposons que les signaux  $x(t)$  et  $y(t)$  représentent respectivement l'entrée et la sortie d'un système S qui peut être un capteur de pression, un hydrophone, un filtre analogique, ...etc.

Désignons par  $h$  la réponse du système à une impulsion de Dirac. S'il s'agit d'un système linéaire, on montre que ce dernier est entièrement défini par la fonction  $h$  qu'on appelle fonction de transfert ou réponse en fréquence. Les signaux d'entrée et de sortie du système sont alors liés par la relation suivante :

$$y(t) = h(t) * x(t) \quad (\text{A.34})$$

Où le signe  $*$  désigne le produit de convolution. Dans l'espace spectral et en vertu du théorème de Wiener-Khinchine, cette égalité devient :

$$Y(f) = H(f)X(f) \quad (\text{A.35})$$

Où  $H$  désigne la transformée de Fourier de la fonction de transfert  $h$ . Cette relation présente l'avantage de transformer le produit de convolution en un produit simple et explique pourquoi la méthode spectrale est souvent utilisée pour déterminer la fonction de transfert. En effet, si le signal  $x(t)$  est "suffisamment riche" en fréquence (exemple: bruit blanc), la fonction de transfert découle directement de la relation A.35. Son module peut être estimée à partir des estimations des spectres de fréquence relatifs aux signaux  $x$  et  $y$  par la relation.

$$H(f) = 10 \log \left( \frac{S_{yy}(f)}{S_{xx}(f)} \right) \quad [dB] \quad (\text{A.36})$$

La fonction de cohérence, notée  $\gamma^2$ , est définie par :

$$\gamma^2 = \frac{\|S_{xy}\|^2}{\|S_{xx}\| \|S_{yy}\|} \quad (\text{A.37})$$

Cette fonction permet de qualifier la linéarité d'un système pour lequel  $x(t)$  et  $y(t)$  désignent respectivement l'entrée et la sortie. La valeur 1 de la fonction de cohérence indique que le système est linéaire. A l'opposé, la valeur nulle de la fonction de cohérence peut être interprétée soit par une absence de linéarité soit par une indépendance totale de la sortie  $y(t)$  par rapport à l'entrée  $x(t)$ .

La fonction de cohérence permet ainsi de qualifier une fonction de transfert en identifiant les fréquences pour lesquelles le système est linéaire et par conséquent de délimiter le domaine de validité de la fonction de transfert. Il est à noter que dans le cas où les spectres sont estimés sur un seul lot de N points, la fonction de cohérence vaut 1 par construction et doit être interprétée avec précaution.

## Chapitre B

# LE TUNNEL DE CAVITATION A GRANDE VITESSE

## **B.1 Description de l'installation**

La Figure B.1 montre une vue en perspective du tunnel de cavitation. On peut distinguer la veine d'essai (1), précédée par le convergent (2), ainsi que le diffuseur (3), le résorbeur (4), le débulleur (5), le réservoir de mise en pression (6) et la pompe de circulation (7).

La veine d'essai possède une section carrée de 150x150 mm et une longueur de 750 mm (Figure B.2) Afin d'assurer une bonne accessibilité de l'écoulement par les moyens de visualisation, trois des quatre faces de la veine sont rendues transparentes par l'emploi de hublots en plexiglas. Sur chacun de ces hublot, une plaque en verre de 1.5 mm d'épaisseur avec un traitement anti reflets est collée afin d'améliorer les caractéristiques optiques. Le quatrième hublot est utilisé pour l'introduction et la fixation des profils testés. La mise en incidence du profil est assurée par une roue dentée et une vis sans fin.

L'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai est assurée par le convergent dont le rapport de contraction est de 45.78. En outre, un nid d'abeilles placé directement à l'amont du convergent possédant un rayon hydraulique de 4.5 m et une épaisseur de 60 mm est utilisé pour réduire la turbulence et les effets de la rotation macroscopique induits par le coude qui le précède.

La pompe de circulation entraînée par un moteur de 500 kW permet d'atteindre un débit maximum de 1.125 m<sup>3</sup>/s correspondant à une vitesse dans la veine d'essai de 50 m/s et un nombre de Reynolds, basé sur la largeur de la veine d'essai, de  $5 \times 10^6$ .

### **B.1.1 Contrôle de l'état de nucléation**

Le contrôle de l'état de nucléation de l'eau d'essai constitue un souci permanent du fait de son influence sur le phénomène de la cavitation et notamment la cavitation à bulles et la cavitation du tourbillon marginal. Le débulleur est destiné à éliminer une grande partie des germes ayant explosé dans la veine d'essai. Ce dispositif est constitué d'un assemblage de plaques disposées parallèlement et en chevron où les bulles sont recueillies par gravité et soutirées vers le niveau libre de la cuve de pressurisation.

### **B.1.2 Contrôle de la température de l'eau d'essai**

Afin de réaliser la régulation de la température de l'eau d'essai, une partie du débit total est prélevée à l'amont de la pompe puis conduite à travers un échangeur de chaleur avant d'être injectée de nouveau à l'aval de la pompe. Une vanne pointeau à commande électromécanique sert à régler le débit d'eau ainsi refroidie afin de maintenir la température proche de la valeur de consigne généralement choisie égale à 18°C. La température de l'eau d'essai est mesurée par un thermomètre introduit dans le tunnel à l'amont du convergent. La valeur de la température est disponible sur une ligne de communication parallèle compatible TTL.

### **B.1.3 Mesure de l'incidence du profil**

La mise en incidence du profil d'essai est assurée par une vis sans fin. La mesure de l'incidence du profil d'essai est assurée par un inclinomètre solidaire du support du profil.

Figure B.1: Vue en perspective du tunnel de cavitation à grande vitesse

Figure B.2: La veine d'essai

Une interface (*Rikenta*) assure la conversion de la valeur analogique de l'incidence en valeur numérique accessible à travers une ligne sérielle de type *RS232*.

#### B.1.4 Mesure et contrôle des paramètres hydrodynamiques

Les pressions à l'entrée et à la sortie du convergent, désignées respectivement par  $p_1$  et  $p_2$ , sont mesurées à l'aide de deux capteurs à quartz de haute précision (*DigiQuartz 2300-AS-002*) dotés d'un calculateur permettant de convertir la fréquence du quartz en valeur numérique de la pression en tenant compte de la température mesurée par un capteur intégré. Ces pressions sont disponibles de manière séquentielle sur une ligne sérielle de type RS422. La cadence de mesure des pressions peut être choisie entre 1 et 100 Hz. Cette cadence conditionne les temps d'intégration et par conséquent la précision de la mesure. Afin d'assurer une précision de 1 mbar, le taux d'échantillonnage des pressions est fixé à 19 mesures/seconde. La source de pression est fournie par un réservoir d'air pressurisé à 20 bar. Ce réservoir est connecté à la cuve de pressurisation à travers une vanne électro pneumatique. Le choix d'une interface eau air pour la pressurisation du tunnel est dictée par le souci de compenser les variations de volume de l'eau du tunnel sous l'effet de la pression ainsi que les fuites au niveau du presse étoupe de la pompe. Une deuxième vanne électro pneumatique permet de chasser l'air de la cuve de pressurisation dans l'atmosphère afin de réduire la pression dans le tunnel. Un régulateur programmable de type PID, de marque *Yokogawa* agit sur la vanne d'admission d'air sous pression et la vanne d'échappement afin de maintenir la pression de référence ( $p_1$  ou  $p_2$ ) le plus proche possible de la valeur de consigne. La pression de référence ainsi que la valeur de

consigne sont transmises au régulateur par une entrée analogique. La vitesse moyenne de l'écoulement à l'entrée de la veine est dérivée des pressions  $p_1$  et  $p_2$  selon la relation de Bernoulli :

$$C_{ref} = \frac{2\xi}{\rho} \sqrt{p_1 - p_2} \quad (\text{B.1})$$

Où  $\rho$  désigne la masse volumique de l'eau et  $\xi$  est fonction uniquement des pertes de charge dans le convergent. Le coefficient  $\xi$  est déterminé expérimentalement en mesurant le profil de vitesse à l'entrée de la veine par anémométrie laser [23]

Le coefficient de cavitation est défini comme suit :

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho C_{ref}^2} \quad (\text{B.2})$$

La régulation de la vitesse de l'écoulement à l'entrée de la veine est réalisée de manière proportionnel en agissant sur la vitesse de rotation de la pompe. Cette dernière est elle même contrôlée par un régulateur de type PI, de marque *MicroSpeed*. Ce dernier communique la mesure de la vitesse de rotation et accepte la valeur de consigne sur une entrée sérielle de type (*RS232*) .

## B.2 La gestion automatique du tunnel de cavitation

Dans le cadre de la rénovation du tunnel de cavitation à grande vitesse de l'*IMHEF* et afin de répondre aux exigences des expériences modernes, nous avons entrepris la conception et la réalisation d'une nouvelle gestion automatique du tunnel de cavitation. En effet, les progrès considérables réalisés ces dernières années dans les domaines de l'instrumentation et de l'informatique permettent d'accroître la qualité des mesures et de faciliter l'exploitation des plates-formes d'essai. Le cahier des charges de la nouvelle gestion du tunnel de cavitation comprend principalement les points suivants :

- Augmentation du taux d'acquisition des paramètres de l'écoulement
- Régulation des paramètres dérivés tels que la vitesse et le coefficient de cavitation en plus des paramètres primaires (pression)
- Conduite entièrement automatique à partir d'un ordinateur ou du tableau de bord
- Accès aux mesures instantanées des paramètres de l'écoulement par plusieurs utilisateurs (clients) en temps réel.

### B.2.1 Le pilote du tunnel de cavitation

Un automate programmable de marque *Allen Bradley* est choisi pour jouer le rôle du pilote du tunnel de cavitation. Cet automate est doté d'un processeur central SLC500 et de plusieurs interfaces numériques (*RS232*) et analogiques assurant les liaisons avec l'ensemble des instruments et des régulateurs. L'acquisition des données brutes aussi bien

que leur transformation en grandeurs physiques s'effectue au niveau de l'automate principale qui constitue ainsi une source d'information unique. La maintenance du système devient alors plus simple et l'information délivrée est plus fiable.

Les paramètres d'exploitation du tunnel de cavitation sont les suivants:

- $C_{ref}$  : Vitesse de l'écoulement à l'entrée de la veine d'essai
- $\sigma$  : Nombre de cavitation
- $i$  : Incidence du profil par rapport à l'horizontale
- $p_1$  : Pression statique mesurée à l'entrée du convergent
- $p_2$  : Pression statique mesurée à l'entrée de la veine d'essai
- $N_p$  : Vitesse de rotation de la pompe de circulation
- $T$  : Température de l'eau d'essai
- $[O_2]$  : Teneur en oxygène dissous
- $STB$  : Mot d'état du pilote du tunnel de cavitation

Au terme de chaque acquisition, le pilote envoie le résultat, d'une part, sur des afficheurs numériques disposés sur le tableau de bord et d'autre part, sur une ligne de communication sérielle à l'usage du monde extérieur.

Le pilote du tunnel de cavitation permet également d'effectuer la régulation des paramètres dérivés ( $C_{ref}$ ,  $\sigma$ ). Pour ce faire, les valeurs de consigne relatives aux paramètres primaires ( $N_p$ ,  $p_1$  ou  $p_2$ ), sont calculées et envoyées aux régulateurs correspondant. La modification des paramètres de consigne peut être réalisée de manière locale ou à distance. Dans le premier cas, l'utilisateur agit sur des boutons poussoirs situés sur le tableau de bord afin de modifier les valeurs de consigne. Dans le deuxième cas, les ordres sont transmis à l'automate à travers une entrée sérielle. Par ailleurs, la conduite manuelle du tunnel est toujours possible en mettant la centrale d'acquisition hors service. Dans ce cas, l'utilisateur agit directement sur les commandes d'ouverture des vannes de pressurisation et de mise à l'atmosphère ainsi que sur la vitesse de rotation de la pompe de circulation.

## **B.2.2 Le serveur temps réel des paramètres du tunnel**

### **B.2.2.1 Position du problème**

Le serveur d'informations recherché doit remplir la fonction d'interface entre la centrale d'acquisition et les utilisateurs. Rappelons que la centrale d'acquisition communique avec le monde extérieur à travers une ligne sérielle et que par conséquent seul un utilisateur (le serveur) est autorisé à dialoguer directement avec cette centrale. Le serveur doit permettre de modifier la configuration de travail du tunnel de cavitation et de répondre en temps réel aux requêtes de lecture des paramètres de l'écoulement. Ces requêtes peuvent émaner d'une ou de plusieurs machines appartenant au parc informatique de l'*IMHEF* constitué

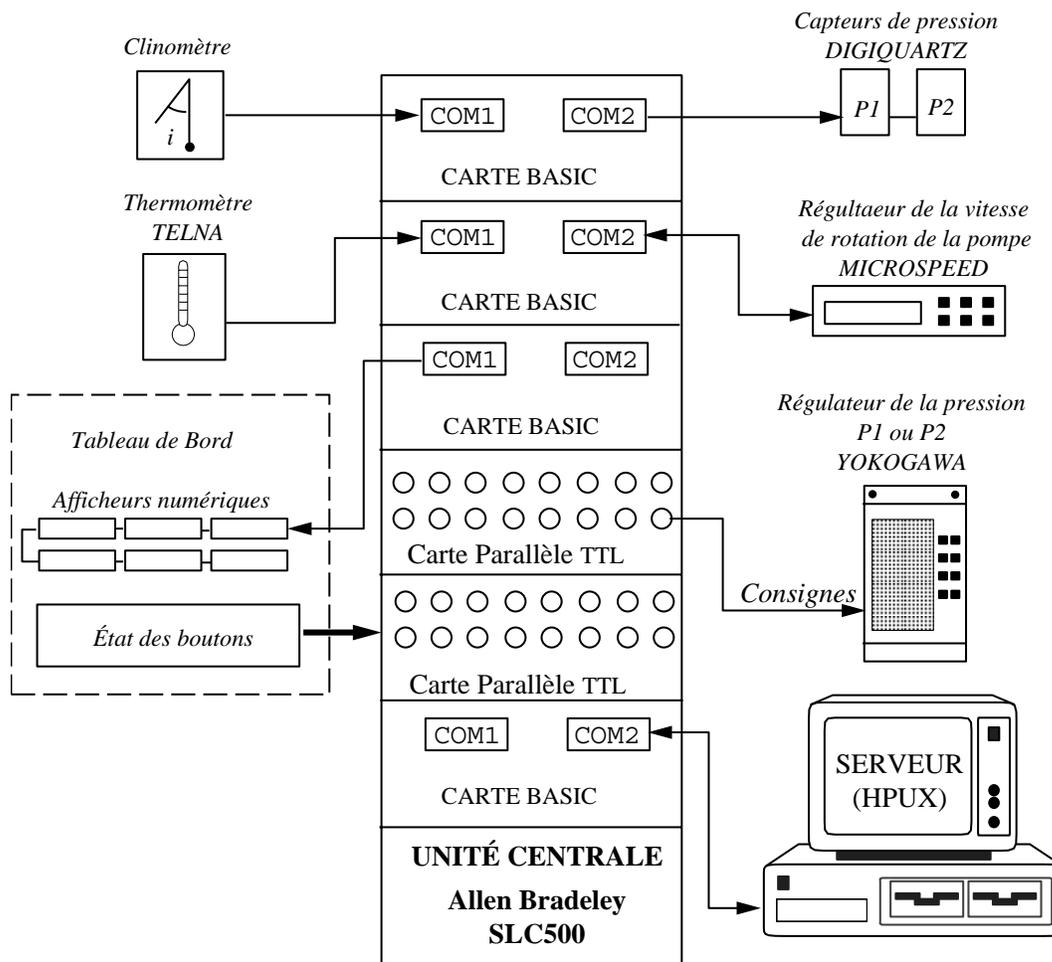


Figure B.3: Acquisition et contrôle des paramètres d'exploitation

principalement de compatibles PC- DOS et de stations de travail (HP9000, Silicon Graphics, IBM) gérées au moyen du système *Unix* .

A ce stade, une précision de la notion de temps réel est nécessaire. Citons pour cela la définition donnée dans la norme DIN sous le chiffre 85 :

**Définition :** *Un système d'exploitation est dit temps réel si les programmes de traitement de données reçues sont constamment opérationnels de telle façon que le résultat du traitement soit disponible dans un intervalle de temps prévisible quelque soit la loi de probabilité régissant l'arrivée de ces données.*

A la lumière de cette définition, nous pouvons formuler la condition nécessaire pour que le serveur du tunnel de cavitation puisse être considéré temps réel : Il suffit que ce serveur puisse satisfaire une succession de requêtes, émanant simultanément de plusieurs clients, avec une fréquence au moins égale à celle du maillon le plus faible de la chaîne de mesure. L'expérience montre que le nombre de clients devant avoir accès simultanément aux mesures des paramètres du tunnel est généralement inférieur à 10. Par ailleurs, il a été établi que la centrale d'acquisition constitue le maillon le plus faible de la chaîne de

mesure. En effet, les cartes d'entrées sorties sont programmées à l'aide du langage basic dont la simplicité limite les performances du fait qu'il s'agit d'un langage interprété. Des tests chronométriques ont permis d'optimiser la programmation au niveau de l'automate principal. Néanmoins, une boucle d'acquisition complète est réalisée en 250 ms environ soit une fréquence maximale de rafraîchissement de 4 Hz. Notons qu'au niveau des instruments de mesure la fréquence d'acquisition la plus basse est celle des pressions  $p_1$  et  $p_2$  qui est de 19 Hz. Par conséquent, l'amélioration future du système de gestion actuel nécessitera inévitablement le remplacement de la centrale d'acquisition.

Une deuxième contrainte devant être respectée par le nouveau serveur du tunnel de cavitation réside dans le fait que plusieurs clients s'exécutant sur plusieurs machines doivent pouvoir accéder simultanément aux paramètres du tunnel. Ceci impose un environnement de programmation multi-tâches. Par ailleurs, les machines sont toutes connectées au réseau local de l'EPFL qui est basé sur le protocole *TCP/IP* (*Transmission Control Protocol / Internet Protocol*). Ainsi, l'utilisation du réseau local comme support de l'information est une solution économiquement intéressante.

### **B.2.2.2 Solution**

La solution adoptée, de type *Client-Serveur*, est développée dans l'environnement *Unix*. Ce dernier est un système d'exploitation multi-tâches et multi-utilisateurs. Le choix du système *Unix* est motivé par ses performances dans le domaine du partage de l'information. L'ordinateur choisi est une station de travail de marque Hewlett Packard (modèle 9000/745i) dotée d'un processeur RISC et de 32 méga-octet de mémoire vive et gérée par la version 9.0 du système HP-UX. La programmation est effectuée à l'aide du langage C.

Le principe de fonctionnement du serveur du tunnel est illustré Figure B.4. Les étapes principales de l'exécution sont numérotées de 1 à 5. Le serveur effectue, en tâche de fond et dans une boucle infinie, la lecture des paramètres d'exploitation du tunnel (1) et les place dans une zone de mémoire partagée (2). Au terme de chaque acquisition, le serveur envoie un signal d'interruption logicielle à tous les clients préalablement répertoriés afin de les avertir de la validité de l'information dont ils peuvent disposer directement dans la mémoire partagée (3). Le contrôle de l'accès à la mémoire partagée est assuré par l'emploi de sémaphores.

Afin de modifier la configuration de travail du tunnel de cavitation, un client écrit les nouvelles consignes dans la zone de mémoire partagée réservée à cet effet. Le serveur effectue alors le transfert de ces valeurs vers la centrale d'acquisition.

Afin de satisfaire les requêtes de clients externes (émanant d'un ou de plusieurs autres ordinateurs), un client dédié est constamment à l'écoute sur le réseau informatique local (*EtherNet*) et permet à tout instant d'envoyer les dernières mesures des paramètres du tunnel. Pour ce faire, des *sokets UDP* (*Unreliable Datagram Protocol*) sont utilisées.

Des tests chronométriques montrent que la contrainte temps réel est ainsi largement respectée.

Il est à noter que le choix du système *Unix*, du langage C et du protocole *TCP/IP* offrent l'avantage d'une solution portable (indépendante de la configuration matérielle).

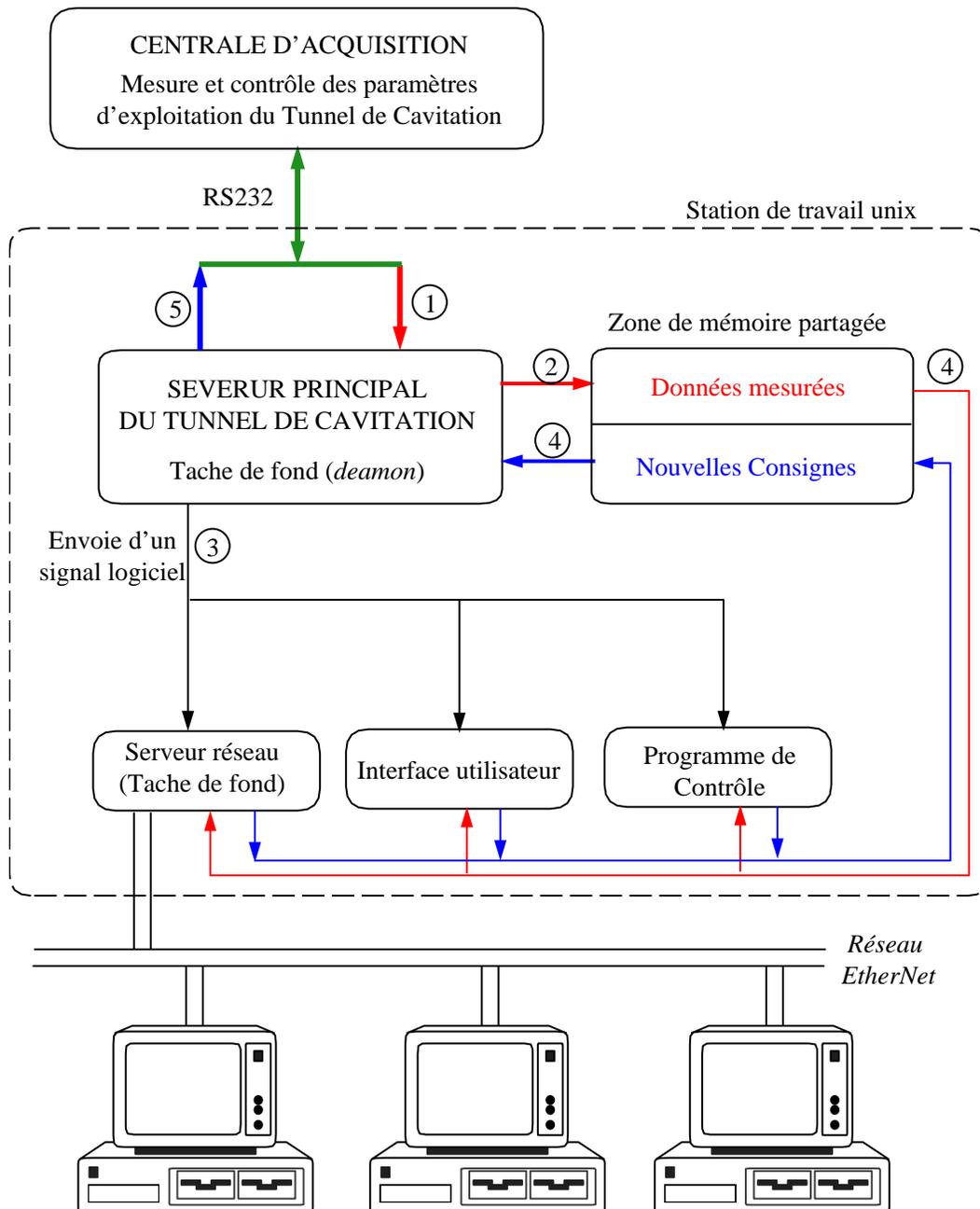


Figure B.4: Synoptique du serveur temps réel du tunnel de cavitation



# Bibliographie

- [1] ABBOT P.A., December 1989, "Cavitation Detection Measurements on Francis and Kaplan Hydroturbines", *Proc. of Third Int. Symposium on Cavitation noise and Erosion in Fluid Systems, ASME, San Francisco (USA), FED:Vol. 88, pp 103-109.*
- [2] ALLONCLE A.P., DUFRESNE D. & TESTUD P., 1992, "Etude Expérimentale de Bulles de Vapeur Générées par Laser", *La Houille Blanche, N° 7/8, pp. 539-544.*
- [3] ARAKERI, V.H., 1975, "Viscous Effect on the Position of the Cavitation Separation from Smooth Body", *J. Fluid Mech., 68, pp 779-799.*
- [4] AVELLAN F. & KARIMI A., 1987, "Dynamics of Vortex Cavitation Involved in the Erosion of Hydraulic Machines", *7<sup>th</sup> Int. Conference on Erosion by Liquid and Solid Impact, Cambridge, England*
- [5] AVELLAN F. & FARHAT M., 1988, "Suppression Générée par un Tourbillon Cavitant", *La Houille Blanche, No 7/8, pp 527-533.*
- [6] AVELLAN F. & FARHAT M., 1988, "Shock Pressure Generated By Cavitation Vortex Collapse", *Proc. of Int. Symposium on Cavitation Noise and Erosion in Fluid System ASME Winter Annual Meeting, San Francisco (USA), FED-Vol. 88, pp*
- [7] AVELLAN F., HENRY P. & RYHMING I.L., 1987, "A New High Speed Cavitation Tunnel", *ASME Winter Annual Meeting, FED Vol. 57.*
- [8] BATCHELOR G.K., 1967, "An Introduction to Fluid Dynamics", *Cambridge University Press.*
- [9] BARGMANN H. W., 1992, "The Mechanics of Erosion by Liquid and Solid Impact", *J. Solids Structures, Vol. 29, N° 14/15, pp. 1685-1698.*
- [10] BENDAT J. S., PIERSOL A. G., 1986, "Random Data Analysis And Measurement Procedures", *Wiley-Interscience Publication.*
- [11] BLAKE J.R., TAIB B.B. & DOHERTY G., 1986, "Cavitation Bubbles Near Boundaries", *J. of Fluid Mech., Vol. 170, pp. 474-497*
- [12] BOURDON P., SIMONEAU R., AVELLAN F., FARHAT M., 1990, "Vibratory Characteristics of Erosive Cavitation Vortices Downstream of a Fixed Leading Cavity", *Proc. of the IAHR 15th Symposium, Belgrade, Yugoslavia, 11-14 Sept 1990, Vol I, paper H3.*

- [13] BOURDON P., SIMONEAU R., AVELLAN F., 1993, "Erosion Vibratory Fingerprint of Leading Edge Cavitation of a NACA Profile and a Francis Model and Prototype Hydroturbine", *Proc. of the 3rd Int. Symposium on Cavitation Noise and Erosion ASME, New-Orleans, USA*.
- [14] BOURDON P., SIMONEAU R. & DOREY J. M., 1994, "Accelerometer and Pit Counting Detection of Cavitation Erosion on a Laboratory Jet and a Large Francis Turbine", *Proc. of the IAHR symposium, Pekin (China)*.
- [15] BURR-BROWN, 1989, "Integrated Circuit Data Book", , *Volume 33*.
- [16] CHAHINE G.L., 1979, "Etude Locale du Phénomène de cavitation. Analyse des Facteurs Régissant la Dynamique des Interfaces", *thèse de doctorat, Université Paris*.
- [17] COLE R. H., 1948, "Underwater Explosion", *Princeton University Press, Princeton, NJ*
- [18] COMBES J. M., GROSSMANN A., TCHAMITCHIAN PH., 1987, "Wavelets, Time Frequency Methods and phase Space", , *Compte rendu de la conférence internationale, Marseille, France*.
- [19] DE COULON F., 1989, "Traité d'Electricité, Volume VI : Théorie et Traitement des Signaux", , *Presses Polytechniques et Universitaire Romandes, Lausanne, Suisse*.
- [20] CRESPO A., CASTRO F., MANUEL F. & HERNÁNDEZ, 1990, "Dynamics of an Elongated Bubble During Collapse", *J. of Fluid Eng., Vol. 112, pp 232-237*.
- [21] DEAR J. P., FIELD J. E. & WALTON A. J., 1988, "Gas Compression and Jet Formation in Cavities Collapsed by a Shock Wave", , *Nature, Vol. 332, No. 6164, pp. 505-508*.
- [22] DOREY J. M., SIMONEAU R., AVELLAN F., FARHAT M., 1994, "Quantification of Cavitation Aggressiveness in Three different devices using Accelerometers, DECER and Pit Measurements", *Proc. of the second Int. Symposium on Cavitation, Tokyo, Japan*.
- [23] DUPONT PH., 1993, "Etude de la Dynamique d'une Poche de Cavitation Partielle en Vue de la Prediction de l'Erosion dans les Turbomachines Hydrauliques", *Thèse de doctorat, N°931, EPFL, Suisse*.
- [24] DUPONT P., PARKINSON E., AVELLAN F., WALTER W., 1993, "Cavitation Development in a Centrifugal Pump: Numerical and Model Test Prediction", *Proc. of ASME Winter Annual Meeting, FED-Vol. 177, pp.63-72, New Orleans, USA*.
- [25] FALLER W., FARHAT M., AVELLAN F., 1992, "Some Effects of Surface Roughness on Cavitation Inception", *Proc. of the Int. Symposium on Propulsors and Cavitation, pp. 101-107, Hamburg, Germany*.
- [26] FARHAT M., PEREIRA F., AVELLAN F., 1992, "Pression Instantanées Générées par une Poche de Cavitation Partielle", *Houille Blanche N° 7/8-1992, pp. 579-585, Paris, France*.

- 
- [27] FARHAT M., PEREIRA F., AVELLAN F., 1993, "Cavitation Erosion Power as a Scaling Factor for Cavitation Erosion in Hydraulic Machines", *Proc. of the 3rd Int. Symposium on Cavitation Noise and Erosion ASME, Fed-Vol. 176*, pp. 95-104, New-Orleans, USA.
- [28] FARHAT M., SZIGYARTO G., PEREIRA F., AVELLAN F. & GULISCH, 1995, "Cavitation Monitoring by Vibratory Approach", *To be presented in the CAV95 Int. Symposium on Cavitation, Deauville, France*.
- [29] FARHAT M., 1992, "ANALYST: data acquisition and processing package. User's manual", *Rapport interne, IMHEF, Suisse*.
- [30] FARHAT M., 1991, "Experimental Study of Tip Vortex Cavitation", *Rapport interne, IMHEF, Suisse*,
- [31] FARHAT M., 1994, "Détection vibratoire de la cavitation dans un modèle de pompe centrifuge", *Rapport interne, IMHEF, Suisse*.
- [32] FRANC, J. P. & MICHEL, J. M., 1985, "Attached Cavitation and the Boundary Layer : Experimental investigation and numerical treatment", *J. Fluid Mech.*, N° 154, pp 63-90.
- [33] FORTES PETELLA R., 1994, "Analyse de l'Erosion de Cavitation par Simulations Numériques d'Impacts", *Thèse de doctorat, INPG, Grenoble (France)*
- [34] GASQUET C., WITOMSKI P., 1990, "Analyse de Fourier et Applications", , *Masson, Paris*
- [35] GINDROZ B., 1991, "Lois de Similitude Dans ses Essais de Cavitation des Machines Hydrauliques", *Thèse de doctorat, N° 914, EPFL, Suisse*.
- [36] GONCZ, J.H., 1966, "Resistivity of Xenon Plasma", , *Journal of Applied physics.*, Nb 36, pp. 742-743
- [37] GROSSMANN A., MORLET J., 1986, "Decomposition of a Hardy Functions Into Square Integrable Wavelets of Constant Shape SIAM", , *Journal of Math Analysis*
- [38] GULICH J. F., 1989, "Guidelines for Prevention of Cavitation in Centrifugal Feed-pumps", , *GS-6398, Research Project 18840-10, Final report, Empire State Electric Energy Research Corporation and Electric Power Research Institute*.
- [39] HENCHOZ A., 1964, *Proc. of Conference on High-speed Photography and Photonics, Tokyo, August 1978*.
- [40] HICKLING R., & PLESSET M. S., 1964, *Physics Fluids*, 7, 7-14
- [41] ITTC, 1985, "Report of the 19th ITTC Cavitation Commitee", *Madrid, Spain*
- [42] JOUSSELLIN F., DELANNOY Y., SAUVAGE-BOUTAR E. & GOIRAND B., 1992, "Experimental Investigations on Unsteady Attached Cavities", *proc. of 1st ASME-JSME Fluids Engineering Conference, Portland (USA), Fed-Vol. 116*, pp. 61-66
-

- [43] KARIMI A. & AVELLAN F., 1986, "Comparison of erosion mechanisms in different types of cavitation", *WEAR, ed. Elsevier, vol. 113, N° 3, pp 305-322*
- [44] KNAPP R. T., DAILY J. W. & HAMMITT F. G., 1970, "CAVITATION", *McGraw-Hill Book Company*
- [45] KORNFELD M. & SUVOROV L., 1944, "On the Destructive Action of Cavitation", *J. Appl. Phys. , 12: 495-506*
- [46] KUENY J. L., REBOUD J. L., & DESCLAUX, 1991, "Analysis of Partial Cavitation : Image Processing and Numerical Prediction", *Proc. of the First ASME-JSME Fluid Engineering Conference, Portland, Oregon, USA, 23-27 June, FED-Vol. 116, pp. 55-60.*
- [47] KUNT M., 1989, "Traité d'Electricité, Volume XX : Traitement numérique des Signaux", , *Presses Polytechniques et Universitaire Romandes, Lausanne*
- [48] LEIGHTON T.G., 1994, "The Acoustic Bubble", *Academis Press, Harcourt Brace & Company, Publishers, Great Britain*
- [49] MAAMOURI M., 1989, "Contribution à l'Etude de l'Erosion par Cavitation dans l'Eau", *Thèse de doctorat (No 821), Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*
- [50] BRIANCON-MARJOLET L., FRANC J. P. & MICHEL J. M., 1990, "Transient bubbles interacting with an attached cavity and the boundary layer", *J. Fluid Mech., vol. 218, pp. 355-376*
- [51] MERNICK T. A., 1988, "NTM : Network Transmission Models", *McGraw-Hill Book Company, Boston*
- [52] NGUYEN THE MICH, 1986, "Fermeture de Poches de Cavitation Partielle : Cinématique-Pression à la Paroi", *Thèse de doctorat, INPG, Grenoble, France*
- [53] PAPOULIS, 1981, "Probabilty, Random Variables, and Stochastic Processes", , *International Student Edition*
- [54] PEREIRA F., FARHAT M. & AVELLAN F., 1993, "Dynamic Calibration of Transient Sensors by Spark Generated Cavity", *Proc. of Symposium on Bubble Dynamics and Interface Phenomena, IUTAM meeting, Birmingham (UK), September 1993*
- [55] PEREIRA F., BOURDON P., FARHAT M. & AVELLAN F., 1994, "Vibratory Characteristics of Cavitation Erosion", *Int. Conference on Modelling, Testing & Monitoring for Hydro Powerplants, July, Budapest (Hungary).*
- [56] PREUMONT A., 1990, "Vibrations Aléatoire et Analyse Spectrale", *Presses Polytechniques et Universitaire Romandes, Lausanne*
- [57] PROSPERETTI A., 1984, "Bubble Phenomena in Sound Fields : Part 2", *Ultrasonics, 22: 115-124.*

- 
- [58] LORD RAYLEIGH 1917 “On the Pressure Developed in a Liquid During Collapse of a Spherical Cavity”, *Phil. Mag.* 34, pp. 94-98
- [59] REBOUD J.L., FORTES-PATELLA R. LE FUR B. & DAVID JF. 1994 “Experimental investigations and numerical Analysis on Cavitation Erosion”, *Proc. of second Symposium on Cavitation, Tokyo, Japan.*
- [60] RIDAH S., 1988, “Shock Waves in Water”, *J. of Appl. Phys.*, 64(1), pp 152-158
- [61] SANTAL O. & THIEDREZ O., 1990, “Zorro : Manuel de Référence”, *Rapport interne IMHEF (EPFL)*
- [62] SASAKI K. & KIYA M. , 1992, “Three-dimensional Vortex Structure in a leading edge Separation bubble at moderate Reynolds Numbers”, *J. of Fluid Dyn.*, Vol. 113, pp 405-410.
- [63] SCHLICHTING H., 1979, “Boundary-layer Theory”, *McGraw-Hill Book Company*
- [64] SIMONEAU R, FIHEY J.L. & CHINCHOLLE, 1982, “L’Effet d’Activation Anodique de la Cavitation Erosive”, *Proc. of 11th IAHR Symposium, Sept 82, Amsterdam (NL)*
- [65] SIMONEAU R, AVELLAN F. & KUHN DE CHIZELLE Y., 1990, “On line Measurement of Cavitation Erosion Rate on a 2D NACA Profile”, *Proc. of Int. Symposium on Cavitation Noise and Erosion in Fluid Systems*, ASME, San Francisco (USA), FED-Vol. 88, Dec 1989, pp95-102
- [66] SIMONEAU R, BOURDON P., FARHAT M., AVELLAN F. & DOREY J. M., 1993, “Cavitation Erosion, Impact Intensity and Pit Size Distribution of Jet and Vortex Cavitation”, *Proc. of ASME Winter Annual Meeting, New Orleans (USA)*, FED-Vol. 176, pp. 69-78
- [67] SOIZE C., 1993, “Méthodes Mathématiques en analyse du signal”, *Masson, Paris*
- [68] STEVENS W. R., 1990, “UNIX Network Programming”, *Prentice-Hall, Inc. A Division of Simon & Shuster Engelwood Cliffs, NJ 07632*
- [69] TOMITA Y. & SHIMA, 1986, “Mechanisms of impulsive pressure generation and damage pit formation by bubble collapse”, *J. of Fluid Mech.*, Vol. 169, pp. 535-564.
- [70] VOGEL A., LAUTERBORN W. & TIMM R., 1991, “Optical and Acoustic Investigations of the Dynamics of Daser-Produced Cavitation Bubbles Near a Solid Boundary”, *J. Fluid Mech.* 206, pp. 229-338

# Curriculum Vitae

**Mohamed FARHAT**

Marocain, 32 ans, célibataire

## ADRESSES

Privée: Chemin de la Cocarde, 21, CH-1024 Ecublens, Suisse  
Téléphone : +41.21.691.30.11

Prof.: EPFL, IMHEF, Avenue de Cour, 33, 1007 Lausanne, Suisse  
Téléphone : +41.21.693.25.27  
Télécopieur (fax) : +41.21.693.35.54  
E-mail : mohamed.farhat@imhef.dgm.epfl.ch

## FORMATION ET DIPLOMES

- 1987 Diplôme de troisième cycle en mathématiques appliquées,  
*"Equation Différentielles Ordinaires et aux Dérivées Partielles, Théorie et Méthodes Numériques"*
- 1982-1985 Ecole Nationale Supérieure d'Hydraulique de Grenoble, France.  
Diplôme d'ingénieur en Mécanique des Fluides Industrielles.
- 1984 Maîtrise de mécanique à la faculté des sciences, Université de Grenoble, France
- 1980-1982 Mathématiques Supérieures et Mathématiques Spéciales (M'),  
Lycée Lyautey, Casablanca, Maroc.
- 1980 Baccalauréat, série Sciences Mathématiques, Casablanca, Maroc.

## EXPERIENCE PROFESSIONNELLE

Depuis 1986 Assistant scientifique à l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne, sous la direction des professeurs HENRY P. et AVELLAN F.  
Plusieurs responsabilités dans les domaines de la recherche scientifique, de l'enseignement et des services.

- Auteur de nombreuses études expérimentales relatives au phénomène de la cavitation dont notamment :

- 
- *Dynamique de l'implosion d'un tourbillon de vapeur isolé*
  - *Influence de la rugosité de l'extrémité d'une pale d'hélice et de la teneur en germes sur le développement de la cavitation du tourbillon marginal.*
  - *Détection vibratoire de la cavitation d'entrée sur un profil isolé et dans des modèles de pompe et de turbines.*
  - *Etude physique d'un écoulement en présence d'une poche de cavitation partielle: visualisation ultra rapide du phénomène de génération et de lâcher des cavités érosives, mesure des fluctuations de pression dans le sillage de la poche de cavitation, caractérisation acoustique et vibratoire, mesure de luminescence, etc.*
- Développement de plusieurs outils expérimentaux dont notamment :
    - *Mise au point d'une unité d'éclairage de courte durée ( $\approx 2 \mu s$ ) destiné à la visualisation des phénomènes à évolution rapide.*
    - *Mise au point d'un système d'étalonnage dynamique des capteurs de pression instationnaire: une impulsion de pression de courte durée est obtenue par une décharge électrique entre deux électrodes immergées.*
  - Expérience en informatique :
    - *Administrateur des systèmes informatiques RT11, DOS , Unix Interactive HP-UX et IRIX.*
    - *Auteur de plusieurs logiciels d'acquisition et de traitement des signaux numériques dans les environnements DOS et Unix .*
    - *Auteur de plusieurs logiciels de gestion informatique de plate-formes d'essai de machines hydrauliques dans les environnements DOS et Unix .*
    - *Auteur du logiciel de gestion informatique du tunnel de cavitation à grande vitesse de l'IMHEF: acquisition des paramètres hydrodynamiques, interface utilisateur, serveur temps réel des paramètres d'exploitation du tunnel sur le réseau informatique à l'aide du protocole TCP/IP .*
  - Responsable de l'organisation des séminaires internes de l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des Fluides.

## STAGES DE FORMATION

- 1984                      Stage ingénieur (3 mois), au sein de la société *Total C.F.P.*, Paris, France:  
 "Modélisation des pertes de charges dans les outils de forage"

- 1985            Stage de fin d'études (3 mois) au sein de la *Total C.F.P.*, Paris, France:  
                  "*Visualisation de l'Écoulement dans les Outils de Forage*"
- 1986            Stage postscolaire (3 mois) au sein de la société *Neyrtec*, Grenoble,  
                  France: "*Etude Théorique et Expérimentale de l'Écoulement dans les*  
                  *Siphons Partialisés*".

## **LANGUES**

Français :     parlé et écrit  
Anglais :     parlé et écrit  
Arabe :        parlé et écrit (langue maternelle)  
Espagnole :    Notions

## **SPORTS ET HOBBY**

Ski, randonnées, tennis, football, basket-ball.  
Musique, lecture