

ANALYSE ET PRÉDICTION DE LA BAISSÉ DE RENDEMENT DES TURBINES FRANCIS PAR CAVITATION À BULLES

THÈSE N° 1799 (1998)

PRÉSENTÉE AU DÉPARTEMENT DE GÉNIE MÉCANIQUE

ÉCOLE POLYTECHNIQUE FÉDÉRALE DE LAUSANNE

POUR L'OBTENTION DU GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES TECHNIQUES

PAR

Christophe ARN

Ingénieur mécanicien diplômé EPF
originaire de Genève

acceptée sur proposition du jury:

Prof. F. Avellan, directeur de thèse
Dr J.-Y. Billard, rapporteur
Prof. S. Ceccio, rapporteur
Dr Ph. Dupont, rapporteur
Prof. D. Favrat, rapporteur
Dr H. Keck, rapporteur

Lausanne, EPFL
1998

*“Il faut se méfier des ingénieurs, ça
commence par la machine à coudre et ça
finit par la bombe atomique.”*

Marcel Pagnol

*“Un homme sérieux a peu d'idées. Un
homme d'idées n'est jamais sérieux.”*

Paul Valéry



*Avancer dans le savoir,
Comme une dune le voir s'élever,
Rêver dans le soir,
Qu'un lendemain aurait tout effacé.*

Karin Hehlen, 1998, sur un coin de table...

Remerciements

Il est difficile de rester exhaustif lorsqu'il s'agit d'exprimer la reconnaissance à l'ensemble des personnes qui ont rendu possible l'aboutissement de ce travail. Je tiens en premier lieu à remercier les membres du Jury pour l'attention et l'intérêt qu'ils ont porté à ce travail. J'adresse tout particulièrement ma plus profonde sympathie ainsi que ma sincère gratitude au Professeur François Avellan, Directeur de Thèse, et au Docteur Philippe Dupont, pour leur soutien, leurs précieux conseils, les impulsions qu'ils ont su donner à ce travail et enfin pour l'infinie tolérance qu'ils ont eue à mon égard.

Il va de soi que l'ensemble de ce travail, essentiellement expérimental, n'a pu être réalisé sans l'aide de précieux collaborateurs qu'ont été, dans le désordre, Louis Bezançon, Georges Jotterand, les "plataformistes" Georges Crittin et Alain Renaud, les "dinos" Mohamed Farhat et Francisco Pereira, Carola Brand et enfin l'ensemble de l'équipe technique et administrative du *LMH*. La partie numérique de ce travail a été réalisée avec le concours inestimable de mes frères d'arme Roland Hirschi et Christophe Bruttin sans oublier l'éternel soutien logistique de Philippe Cerrutti. J'adresse d'une manière générale mes plus chaleureux remerciements à l'ensemble du personnel du *LMH* ainsi qu'à ceux qui y ont séjourné pendant ces cinq dernières années pour l'ambiance quotidienne et les amitiés qui ont pu y naître. Je souhaite aux plus jeunes, "les bleus", le même plaisir que j'ai pu prendre à travailler au sein de cette équipe.

Un travail de thèse conclut une longue période d'études que seuls mes parents ont rendu possible grâce à leur soutien, encouragements, éducation et amour, sans jamais le moindre doute. Je regrette de ne pouvoir adresser mes sentiments aux personnes qui ont disparu, trop tôt, sachant la fierté et le bonheur que j'aurais trouvés à les voir présents lors de ma soutenance publique. Je pense en particulier à mes grand-parents, à Michel et au "Dounet". A eux tous, je dédie cette petite trace que je laisse dans l'univers des sciences techniques.

J'ai eu enfin le bonheur, durant ces dix dernières années d'études, de côtoyer un certain nombre de gens dont l'amitié ou l'amour m'ont permis d'en venir à bout. Olivier, Nath, Eric, Sophie, Laurent, les Sylvie's, David, Manu, Roland, Christophe et Laurence, Pitchoune, Capucine et Nuts : je vous adore.

A celle qui fait pâlir l'éclat des roses et qui parfume ma vie, Karin, je t'aime à l' $\infty^n \mid_{n \rightarrow \infty}$.

L'ensemble de ces recherches est financé par la *CTI* (Commission pour la Technologie et l'Innovation) et a pu également être réalisé grâce à l'aide d'Electricité De France, d'Hydro-Quebec et de GEC-Alsthom.

Résumé

L'implantation d'une turbine hydraulique est généralement définie en tenant compte de la baisse de rendement possible due au développement de cavitation à bulles. Cette baisse de rendement est mise en évidence en considérant son évolution en fonction du nombre de Thoma σ appelée plus communément courbe $\eta - \sigma$. L'observation de l'extension de cavités dans l'écoulement permet d'associer cette baisse de rendement à un certain type de développement de cavitation localisé à la sortie de la roue et se manifestant sous forme de bulles séparées. Dans le cas de cavitation de bord d'attaque, correspondant à des points de fonctionnement à fortes chutes, la présence de la phase vapeur sur l'aube limite la pression à la valeur de la tension de vapeur et provoque une modification de l'écoulement. Pour la cavitation à bulles séparées, apparaissant plus spécifiquement pour le point de fonctionnement nominal, ce seuillage de la pression par la présence de la phase gazeuse n'a, jusqu'à maintenant, jamais été mis en évidence dans le cas des turbines Francis.

Pour se prémunir des effets de la cavitation à bulles séparées sur le rendement au point de fonctionnement nominal, les normes *CEI* imposent un certain nombre de mesures relatives aux essais standards de cavitation des turbines hydrauliques. Ces mesures reposent sur un contrôle de la qualité de l'eau d'essai du point de vue de la germination, facteur prépondérant de déclenchement de ce type de cavitation. Le développement d'une méthode de prédiction de la baisse de rendement consécutive à l'apparition d'un tel type de cavitation apparaît donc comme une nécessité du point de vue de la possibilité d'agir sur la géométrie de la roue au stade de l'avant-projet.

L'objet principal de ce travail est la compréhension des phénomènes entrant en jeu dans l'altération du rendement d'une turbine Francis en présence d'un développement de cavitation à bulles séparées dans le but d'élaborer une méthode de prédiction. Ce travail présente deux aspects caractérisés, pour le premier, par un certain nombre d'expériences menées dans le but de déterminer l'influence des bulles de cavitation sur un aubage donné puis, pour le second, par l'élaboration d'une méthode de prédiction du champ de pression dans la roue dans ces conditions. L'ensemble de ces études débouche sur une analyse des méthodes d'essais standards de cavitation actuelles.

Mots-clés

- CAVITATION À BULLES

- TURBINE FRANCIS
- RENDEMENT
- ESSAIS STANDARDS
- PRÉDICTION
- PLATE-FORME D'ESSAI
TUNNEL DE CAVITATION
- MESURES DE PRESSION SUR UNE AUBE
- VISUALISATIONS RAPIDES
- CALCULS NUMÉRIQUES

Abstract

The setting level of an hydraulic machine, specially for low head machines, is decided with respect to the possible alteration of the efficiency due to the cavity development. This alteration can easily be noticed by plotting the evolution of the efficiency η as a function of the Thoma number σ leading to the so-called $\eta - \sigma$ cavitation curves. Observation of the cavity extent in the flow passage of the runner allows to associate the drop of efficiency with a particular type of cavity development.

However, depending on the type of cavities this drop cannot be very easily explained. Obviously, for a leading edge attached cavity corresponding to high head operating points, the presence of the vapour phase on the blade suction side limits the pressure at the vapour pressure value which causes the flow alteration. In the case of travelling bubble cavitation, corresponding to the outlet cavitation at the nominal head, this limitation of the pressure field due to the presence of the vapour was never characterized.

In order to protect the efficiency at the best operating point against the travelling bubbles effects, the *IEC* norms suggests some measures relating to turbines standards cavitation tests. These measures are based on the systematic control of the test water quality in term of nucleation, which is the main factor of the inception of this type of cavitation. A prediction method of the efficiency drop due to the outlet travelling bubble cavitation is then a necessity from the point of view of the possibility to modify the runner geometry in the first state of the project.

The main object of this work is then the understanding of the physical phenomenon acting on the Francis turbine efficiency alteration with a development of travelling bubble cavitation in order to elaborate a prediction method. The first aspect of this thesis work is the characterisation of the bubbles influence with some experiments carried out in the hydraulic machines tests rigs and the high-speed cavitation tunnel. The second part consists in the development of a cavitating pressure field prediction method. The main work is finally intended to analyse the actual standards cavitation tests methods.

Keywords

- TRAVELLING BUBBLE CAVITATION
- FRANCIS TURBINE
- EFFICIENCY

- STANDARDS CAVITATION TESTS
- PREDICTION
- HYDRAULIC MACHINES TESTS RIG
- CAVITATION TUNNEL
- PRESSURE MEASUREMENTS ON A BLADE
- HIGH-SPEED VISUALISATIONS
- NUMERICAL COMPUTATION

Table des matières

Notations	xvii
I Introduction	1
1 L'optimisation du rendement d'une turbine hydraulique	3
1.1 Le choix de l'implantation d'une machine	3
1.2 Le contexte de la production hydroélectrique	5
1.3 La réhabilitation	7
2 Le rendement d'une turbine hydraulique	9
2.1 Le régime de fonctionnement d'une turbine hydraulique	9
2.2 L'altération du rendement dû à l'apparition de cavitation à bulles	10
2.3 Le transfert d'énergie et les pertes	12
3 Problématique et description du travail	17
3.1 La problématique	17
3.2 Etude bibliographique	18
3.3 Objectifs et démarche	21
3.4 Plan de recherche	21
3.4.1 Partie II	21
3.4.2 Partie III	22
3.4.3 Partie IV	23
3.4.4 Partie V	23
II La cavitation à bulles séparées	25
Introduction	27
1 La cavitation à bulles	29
1.1 La cavitation	29

1.1.1	Le phénomène physique	29
1.1.2	La pression de vapeur saturante	30
1.1.3	La notion de tension dans les liquides et le germe de cavitation	31
1.2	La cavitation à bulles	34
1.2.1	L'apparition du régime de cavitation à bulles	34
1.2.2	L'équation de Rayleigh-Plesset	35
1.2.3	La population de germes ou la susceptibilité d'un liquide	37
1.2.4	Les conditions de cavitation par bulles	39
1.2.5	La saturation	40
2	L'implantation d'une turbine hydraulique	43
2.1	Le champ de pression statique dans une roue	43
2.2	Le coefficient local de cavitation	44
2.3	L'énergie nette à l'aspiration	45
2.4	Coefficient de cavitation d'une machine	46
2.5	Relation entre σ et χ_E	46
2.6	Développement de cavitation à bulles dans la roue	50
2.6.1	Equation de Rayleigh-Plesset adimensionnelle	50
2.6.2	Etude paramétrique	51
3	Les essais de cavitation	55
3.1	Les essais standards sur plate-forme	55
3.1.1	Les courbes de cavitation	55
3.1.2	Similitudes et effets d'échelle	55
3.2	Les normes <i>CEI</i>	57
3.2.1	Dispositions générales concernant les essais standards de cavitation	57
3.2.2	Influence de la teneur en germes	57
3.2.3	Valeurs remarquables du nombre de Thoma	58
4	Résumé	61
4.1	Apparition de la cavitation à bulles	61
4.2	Hypothèses de travail	61
III	Etude expérimentale	63
	Introduction	65

1 Les outils de recherche	67
1.1 Les plates-formes d'essai de turbomachines hydrauliques	67
1.1.1 Généralités	67
1.1.2 Les plates-formes PF1 et PF2	68
1.1.3 La plate-forme de recherche PF3	70
1.2 Le tunnel de cavitation	72
1.2.1 Caractéristiques principales	72
1.2.2 Instrumentation	74
1.3 Le système de contrôle de la nucléation	77
1.3.1 Le système d'injection de germes de cavitation	77
1.3.2 Le compteur de germes de cavitation	79
2 La baisse des performances	85
2.1 La chute de rendement des turbines Francis	85
2.1.1 Injection de germes de cavitation sur plate-forme d'essai	85
2.1.2 L'importance du point de fonctionnement, l'effet de la torche	87
2.1.3 Le cas d'un essai comparatif	89
2.1.4 Le cas d'un essai de réhabilitation	91
2.2 L'altération des performances d'un profil bidimensionnel	92
2.2.1 La mesure de la baisse de portance sur le tunnel de ca- vitation	92
3 L'effet de la cavitation à bulles sur le champ de pression	101
3.1 L'instrumentation	101
3.1.1 Objectifs des expériences	101
3.1.2 Le profil bidimensionnel instrumenté	102
3.1.3 La roue instrumentée	104
3.1.4 Les moyens d'acquisition	107
3.1.5 L'étalonnage des capteurs de pression	110
3.1.6 Les moyens de visualisation	118
3.2 Les mesures en régime permanent	126
3.2.1 Le cas du profil bidimensionnel	126
3.2.2 La turbine Francis	132
3.3 Les mesures en régime instationnaire	141
3.4 L'évolution d'une bulle non sphérique	149
4 La déformation des bulles de cavitation	159
4.1 Dimensions caractéristiques des bulles	159

4.2	Hémisphérisation des bulles	162
4.3	Surface de contact	167
5	Synthèse	171
5.1	Les causes de la chute du rendement	171
5.2	L'altération du champ de pression	172
5.3	Les perspectives en matière de prédiction	172
IV	Prédiction de la chute du rendement	173
	Introduction	175
1	La modélisation	177
1.1	Les calculs en régime subcavitant	177
1.1.1	Les codes utilisés	177
1.1.2	Les calculs d'écoulements autour du profil bidimensionnel	178
1.1.3	Les calculs dans la roue Francis	180
1.2	L'équation de Rayleigh-Plesset	183
1.3	Les modèles potentiels monodimensionnels	184
1.4	La fonction indicatrice	186
1.5	Le flux de germes actif	189
1.6	La répartition spatiale des germes	192
1.7	Le taux de vide	197
2	La prédiction de la modification du champ de pression	201
2.1	La baisse de portance du profil bidimensionnel	201
2.1.1	Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation	201
2.1.2	Les calculs par l'approche potentielle	202
2.1.3	Les calculs par l'approche du flux de germes actifs	207
2.1.4	Les calculs par l'approche surfacique	209
2.1.5	Les calculs par l'approche du taux de vide	213
2.1.6	Effets quantitatifs de la distribution de germes	214
2.1.7	Effets de blocage	217
2.1.8	Le couplage	217
2.1.9	Analyse des différentes méthodes	219
2.2	La turbine Francis	222
2.2.1	La procédure de calcul	222
2.2.2	Distributions de germes	227

2.2.3	Les résultats de calcul	229
3	Synthèse	239
3.1	Les méthodes de correction du champ de pression	239
3.2	Les hypothèses	240
3.3	Conclusion	241
V	Synthèse et conclusion	243
1	Synthèse générale	245
1.1	La phénoménologie physique	245
1.2	Les hypothèses	248
1.2.1	Limitation du cadre du travail	248
1.2.2	Les recherches expérimentales	249
1.2.3	La modélisation	250
1.3	Critique du travail	252
2	Conclusion	255
2.1	La prédiction	255
2.2	Recommandations de la CEI pour les essais standards de cavitation	256
2.3	Les perspectives	257
	Bibliographie	263
	Index	265
	Table des figures	275
	Liste des tableaux	277
	Curriculum vitae	279

Notations

Nomenclature

A_n	Coefficient d'un polynôme d'ordre n	–
B	Largeur	m
C	Vitesse absolue	$m \cdot s^{-1}$
c_1	Composante de vitesse absolue	$m \cdot s^{-1}$
c_p	Coefficient de pression	–
c_z	Coefficient de portance	–
c_z^*	Coefficient de portance normalisé	–
$c_{p,min}$	Coefficient de pression minimum	–
$c_{p,sub}$	Coefficient de pression subcavitant	–
C_{ref}	Vitesse absolue de référence	$m \cdot s^{-1}$
D	Diamètre extérieur	m
d	Diamètre intérieur	m
d_i	Diamètre d'un capillaire	m
E	Energie hydraulique massique de la machine	$J \cdot kg^{-1}$
E	Espérance mathématique	–
E	Module d'élasticité	Pa
E_r	Energie hydraulique perdue	$J \cdot kg^{-1}$
E_t	Energie hydraulique transformée	$J \cdot kg^{-1}$
e_x	Erreur sur la variable x	–
F	Force	N
f	Fréquence	Hz
Fr	Nombre de Froude	–
f_i	Composante de force	N
g	Accélération de la pesanteur	$m \cdot s^{-2}$
G	Nombre relatif au gaz	–
gH	Energie hydraulique massique	$J \cdot kg^{-1}$
$H(f)$	Fonction de transfert	–
H_{ref}	Chute de référence	m

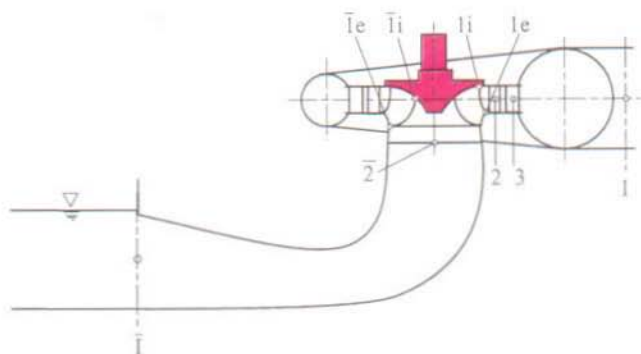
H_s	Hauteur d'implantation	m
i, j, k	Coordonnées logiques	–
k	Energie cinétique turbulente	$m^2 \cdot s^{-2}$
k	Facteur de débit	–
k	Exposant polytropique	–
k_{dcin}	Coefficient de perte d'origine cinétique	–
k_{rd}	Coefficient de perte d'origine turbulente	–
L	Longueur	m
M	Matrice d'étalonnage	$N \cdot V^{-1}$
\mathcal{N}	Nombre de bulle	–
N	Concentration	m^{-3}
n	Nombre de bulles	–
n	Exposant	–
N_c	Concentration de germes critiques	m^{-3}
N_s	Densité surfacique de bulles	m^{-2}
N_{QE}	Coefficient de vitesse spécifique	–
$NPSE$	Energie hydraulique nette à l'aspiration	$J \cdot kg^{-1}$
P	Probabilité	–
P_h	Puissance hydraulique	W
P_{lm}	Puissance perdue externe	W
P_m	Puissance mécanique à l'arbre	W
P_{rm}	Puissance perdue interne	W
P_t	Puissance transformée	W
p_0	Pression d'équilibre	Pa
p_1	Pression amont	Pa
p_2	Pression aval	Pa
p_a	Pression atmosphérique	Pa
p_c	Pression critique	Pa
p_c	Pression du capteur (Mesures modèle)	Pa
p_g	Pression du gaz	Pa
P_n	Polynôme de Legendre d'ordre n	–
P_s	Pression de susceptibilité	Pa
p_v	Pression de vapeur	Pa
p_∞	Pression du champ infini	Pa
p_{min}	Pression minimum	Pa
p_{ref}	Pression de référence	Pa
p_{sub}	Pression subcavitante	Pa
p_{sub}^*	Pression subcavitante corrigée	Pa
Q	Débit-volume	$m^3 \cdot s^{-1}$

Q^*	Débit-volume normalisé	—
Q_r	Débit-volume de fuite	$m^3 \cdot s^{-1}$
Q_t	Débit-volume transformé	$m^3 \cdot s^{-1}$
R	Rayon d'une bulle	m
R	Rayon	m
r	Coordonnée radiale	m
r	Rayon adimensionnel c.f. 2.6.1	—
\mathcal{R}	Rayon de courbure	m
\mathcal{R}	Constante d'un gaz particulier	$J \cdot kg^{-1}$
Re	Nombre de Reynolds	—
R_0	Rayon d'équilibre	m
R_c	Rayon critique	m
R_{hex}	Taille caractéristique du schéma hexagonal	m
S	Abscisse curviligne maximum	m
s	Abscisse curviligne	m
S	Aire d'une section	m^2
St	Nombre de Strouhal	—
S_b	Aire de blocage	m^2
S_c	Surface de contact	m^2
S_{ref}	Aire de la section de référence	m^2
S_{zx}	Densité spectrale d'énergie	
T	Température	$^{\circ}C$
t	Temps	s
t'	Temps adimensionnel	—
T	Période	s
T_m	Couple mécanique	$N \cdot m$
U	Tension	V
U	Vitesse d'entraînement ou périphérique	$m \cdot s^{-1}$
W	Vitesse relative	$m \cdot s^{-1}$
We	Nombre de Weber	—
x	Coordonnée cartésienne	m
$x(t)$	Signal d'entrée	
y	Coordonnée cartésienne	m
$y(t)$	Signal de sortie	
y_n	Épaisseur de l'isobare p_n	m
z	Coordonnée cartésienne	m
α	Angle d'incidence	$^{\circ}$
α_1	Coefficient de correction	—
α_2	Coefficient de correction	—

β	Coefficient de pondération de la pression	–
β	Angle de tôle	rad
χ_E	Coefficient de cavitation local	–
Δp_σ	$p_I - \rho g(z_I - z_{ref})$	Pa
$\Delta \sigma_s$	Ecart d'implantation dû à la susceptibilité	–
δ^*	Épaisseur de déplacement	m
η	Rendement	–
η^*	Rendement normalisé par la valeur subcavitante	–
η_c	Rendement énergétique	–
η_h	Rendement hydraulique	–
ε	Taux de dissipation de l'énergie turbulente	$m^2 \cdot s^{-3}$
γ	Tension de surface	$N \cdot m^{-1}$
$\Gamma(f)$	Fonction de cohérence	–
κ	Rapport des chaleurs spécifiques	–
λ	Paramètre de Poisson	s^{-1}
λ_y	Densité linéique	m^{-1}
μ	Viscosité dynamique	$kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-1}$
ν	Vitesse spécifique	–
ω	Vitesse de rotation	rad · s ⁻¹
ϕ	Potentiel de vitesse	$m^2 \cdot s^{-1}$
Φ	Flux de germes	$m^{-1} \cdot s^{-1}$
φ	Coefficient de débit	–
ψ	Coefficient d'énergie	–
ρ	Masse volumique	$kg \cdot m^{-3}$
σ	Coefficient de cavitation, Nombre de Thoma	–
σ_0	Nombre de Thoma d'altération c.f. 3.2.3	–
σ_1	Nombre de Thoma 1% c.f. 3.2.3	–
σ_i	Nombre de Thoma d'apparition c.f. 3.2.3	–
σ_{pl}	Nombre de Thoma d'implantation c.f. 3.2.3	–
σ_s	Nombre de Thoma standard c.f. 3.2.3	–
σ_{1e}	c.f. 1.1.2	–
τ	Période	s
τ_{ij}	Tenseur des contraintes visqueuses	$N \cdot m^{-2}$
τ_i	Temps de Rayleigh	s
θ	Coordonnée sphérique	rad
ξ	Coefficient de perte de charge	–

Indices machine

I	Entrée de la machine (entrée de la bêche)
3	Aubes avant-directrices
2	Aubes directrices
1	Entrée de la roue
i	Moyeu
e	Ceinture
$\bar{1}$	Sortie de la roue
$\bar{2}$	Entrée diffuseur
\bar{I}	Sortie de la machine (Sortie du diffuseur)



Indices

0	Etat initial
a	Niveau libre
c	Critique ou capteur
e	Energétique
h	Hydraulique
i	Apparition de la cavitation
i, j, k	Indices cartésiens
m	Composante méridienne
m	Modèle
max	Valeur maximum

<i>min</i>	Valeur minimum
<i>p</i>	Prototype
<i>q</i>	Volumétrie
<i>r</i>	Perte
<i>r, θ, ω</i>	Coordonnées sphériques
<i>ref</i>	Conditions de référence
<i>sub</i>	Valeur du champ subcavitant
<i>t</i>	Transformé
<i>u</i>	Composante périphérique
<i>v</i>	Vapeur
<i>x, y, z</i>	Coordonnées cartésiennes
∞	Conditions à l'infini

Abbréviations

<i>CAMAC</i>	Computer Automated Measurement And Control
<i>CCD</i>	Charge Coupled Device
<i>CEI</i>	Commission Electrotechnique Internationale (<i>IEC</i>)
<i>DOS</i>	Disk Operating System
<i>EPFL</i>	Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne
<i>FTP</i>	File Transfert Protocol
<i>GP-IB</i>	General Purpose Interface Bus
<i>IEEE</i>	Institute of Electrical and Electronics Engineers
<i>IR</i>	Infra-Rouge
<i>LMH</i>	Laboratoire de Machines Hydrauliques
<i>MCP</i>	Micro Channel Plate
<i>NACA</i>	National Advisory Committee for Aeronotics
<i>NNC</i>	New Nuclei Counter
<i>PC</i>	Personal Computer
<i>PF</i>	Plate-Forme d'essai de machines hydrauliques
<i>RS232</i>	Liaison série
<i>TF</i>	Opérateur Transformation de Fourier
<i>TTL</i>	Transistor-Transistor Logic
<i>UV</i>	Ultra-Violet

Première partie

Introduction

Chapitre 1

L'optimisation du rendement d'une turbine hydraulique

1.1 Le choix de l'implantation d'une machine

L'implantation d'une turbomachine hydraulique est un des paramètres critiques de son dimensionnement. Les phénomènes de cavitation en dépendent étroitement et sont la cause de nombreux problèmes comme l'altération des performances de la machine ou même parfois une érosion de certaines de ses parties. La notion d'implantation d'une installation hydraulique est liée à l'altitude géodésique de la machine par rapport à celle du bassin de restitution aval. Le critère usuellement adopté pour définir l'implantation d'une machine est un nombre adimensionnel basé sur la différence d'énergie entre la sortie de la roue et le bassin de restitution. Ce nombre est appelé le nombre de Thoma et il est usuellement noté σ . Il définit le niveau absolu de pression dans la machine. De nombreux auteurs ont examiné l'influence de l'implantation sur les performances des turbomachines hydrauliques et notamment celles des turbines Francis. Il ressort de ces multiples études que dans le cas particulier du point de fonctionnement de la machine pour lequel le meilleur rendement est obtenu dans des conditions d'écoulement sans cavitation, une altération de celui-ci apparaît à partir d'un certain seuil lorsque l'on fait varier l'implantation. Cet effet caractéristique est nettement mis en évidence sur les courbes expérimentales $\eta - \sigma$ dont un exemple est illustré à la figure I.1.1.

La baisse de rendement que l'on peut observer sur cette courbe typique est rapidement de l'ordre de quelques pour-cent dès le seuil de dégradation. Le choix de l'implantation d'une machine au niveau du dimensionnement de l'installation est donc prépondérant du point de vue du rendement futur de celle-ci. On associe à cette baisse typique du rendement un développement particulier

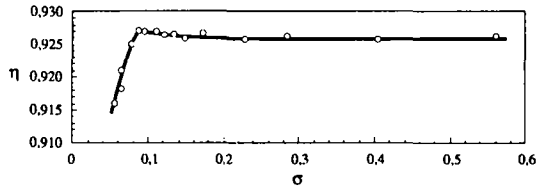


Figure I.1.1: Influence de l'implantation sur le rendement η d'une turbine Francis

de cavitation apparaissant dans la zone de sortie des aubes de la roue de la turbine. Ce développement de cavitation se manifeste sous la forme de bulles de vapeur séparées se regroupant en un nuage en cas de développements très importants. Sans toutefois apporter d'explications précises sur le phénomène physique intervenant dans l'altération du transfert d'énergie de l'écoulement vers la roue de la turbine, de nombreuses études ont été menées pour tenter de caractériser les effets des paramètres globaux de l'écoulement sur l'ampleur de cette baisse de rendement. La seule manière de définir le nombre σ admissible d'une machine reste aujourd'hui l'essai sur modèle réduit de turbine. Ces essais nécessitent des infrastructures coûteuses et une méthode de prédiction de cette valeur s'inscrit donc tout à fait dans le contexte actuel des recherches sur la simulation du comportement des machines hydrauliques.

Certains auteurs comme Knapp *et al.* (1970), Creager et Justin (1950), Vivier (1966) ou Siervo et Leva (1976) ont proposé des études statistiques qui permettent de fixer un nombre de Thoma σ admissible en fonction de la vitesse spécifique¹ ν de la machine. La dispersion des courbes reportées sur la figure I.1.2 montre bien que ce type d'approche statistique ne peut être utilisé que pour des études grossières d'avant-projet. L'apparition de la cavitation dans une machine dépend fortement du tracé et on peut constater de très grandes différences entre plusieurs machines de même vitesse spécifique.

Les sommes mises en jeu lors de l'élaboration de projets hydroélectriques ainsi que les puissances concernées sont telles que les problèmes liés aux performances pures des machines se doivent d'être étudiés avec la plus grande pertinence. Les précisions requises lors des essais de rendement sur modèle réduit sont notamment de l'ordre du dixième de pour-cent, rendant même parfois l'épaisseur du tracé des courbes de rendement significative. Cette recherche éperdue du rendement maximal dans le domaine de la production hydroélec-

¹La vitesse spécifique ν d'une turbine hydraulique est un coefficient adimensionnel caractéristique de la géométrie de la roue. Il dépend de l'énergie hydraulique massique de la machine E , du débit Q et de la vitesse de rotation ω : $\nu = \frac{\omega}{2^{3/4} \pi^{1/2}} \frac{Q^{1/2}}{E^{3/4}}$.

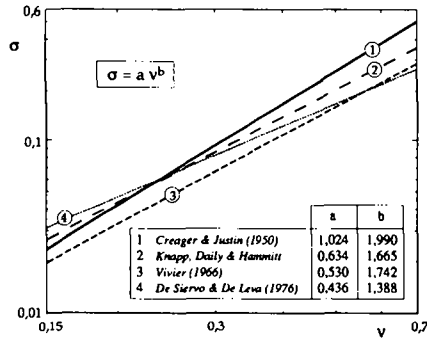


Figure 1.1.2: Valeurs statistiques du nombre σ en fonction de la vitesse spécifique ν d'une turbine Francis

trique justifie pleinement la mise au point d'outils capables de déterminer le comportement des turbines hydrauliques avec suffisamment d'exactitude au stade de l'avant-projet.

Goldsmith (1993) montre que les coûts relatifs aux travaux de génie civil deviennent prépondérants à partir d'une puissance installée de 5 MW. C'est donc souvent le tracé de la roue qui doit être optimisé en fonction d'une implantation définie ; c'est évidemment également le cas des réhabilitations de centrale où l'essentiel des travaux réalisés le sont sur les composants électromécaniques.

1.2 Le contexte de la production hydroélectrique

L'utilisation de l'hydraulique dans le domaine de la production d'électricité a longtemps été majoritaire. Ce furent les avantages financiers liés au bas prix des matières fossiles, les hauts coûts d'installation des ouvrages hydroélectriques ainsi que l'avènement du nucléaire qui reléguèrent cette source de production d'énergie au second plan après la seconde guerre mondiale. La crise pétrolière de 1973 ainsi que l'hostilité croissante du public envers les centrales thermiques ont petit à petit influencé le contexte de la production hydroélectrique. Le Ministère Français de l'Industrie et de la Recherche nomma notamment en 1974 une commission d'étude de la production d'électricité d'origine hydraulique et marémotrice pour faire l'inventaire des possibilités d'équipement du potentiel en énergie hydraulique et évaluer l'intérêt économique de ces

équipements en fonction de l'évolution prévisible de la consommation d'énergie électrique et du développement des autres moyens de production. On considèrerait alors avoir atteint la limite du potentiel économiquement exploitable. D'une manière générale, les motivations des pays industrialisés dans ce domaine sont dictées par leur indépendance énergétique. Les ressources complémentaires liées à l'exploitation de nouveaux sites économiquement rentables ainsi qu'au secteur des mini-centrales s'imposent donc comme non-négligeables.

La Suisse assure jusqu'à aujourd'hui la couverture de la demande nationale par sa propre production avec encore un excédent qui se chiffrait en 1992 à 4,3 TWh (Taccoen *et al.* (1994)). Ces résultats sont essentiellement dus à une très bonne hydraulité qui permet d'atteindre des soldes exportateurs l'été supérieurs aux besoins en hiver, grâce, notamment, à la production d'énergie de pointe. Les producteurs suisses d'électricité ont à de nombreuses reprises manifesté leurs inquiétudes pour l'avenir. Le thermique classique est rejeté et le blocage du secteur nucléaire par le moratoire de 1990 ainsi que le faible potentiel de progression de la part de l'hydraulique poussent les spécialistes à envisager un déficit de production dès les années 2010. Le programme *Energie 2000* mis en vigueur le 1er mai 1991 prévoit d'augmenter la production hydroélectrique de 5% ainsi que la production d'origine nucléaire de 10%, ce qui raccourcit sensiblement la durée de vie initialement prévue des centrales à énergie fissile. Un gain de 5% de production d'origine hydraulique avec un potentiel des sites équipables de grande puissance presque complètement exploité pousse donc les exploitants à envisager des solutions de réhabilitations de leur centrales hydroélectriques, cherchant par ce biais une augmentation de puissance et de rendement de l'ensemble de leurs installations existantes.

	Production TWh/an	Potentiel TWh/an	Exploitation %	Inexploitation %
Europe	518,4	800	64,8	35,2
Amérique du Nord	667,7	1'100	60,7	39,3
Amérique du Sud	437	2'300	19	81
Afrique	68	1'000	6,8	93,2
Asie	705,6	3'600	19,6	80,4
Australie	41,6	105	39,6	60,4
Total	2'438	8'905	27,3	72,7

Tableau I.1.1: Potentiel de production d'énergie d'origine hydroélectrique (*Hydropower & Dams, World Atlas, 1997*)

Dans le cas des pays semi ou non-industrialisés et en voie de développe-

ment, le potentiel hydroélectrique est très loin d'être exploité. Celui-ci est énorme au niveau planétaire comme le montrent les chiffres du tableau I.1.1 relatifs à la production hydroélectrique mondiale en 1997. Ce secteur de production ne peut donc plus être au second plan en matière de développement. Les recherches dans le domaine de l'optimisation des composants hydroélectriques se multiplient autant dans le domaine expérimental ou numérique que dans la gestion des ressources ou de la régulation.

1.3 La réhabilitation

La réhabilitation de centrale constitue actuellement avec la mini-hydraulique le pôle principal de développement de nouvelles réalisations dans le domaine des turbines Francis. Les avantages que constitue la réhabilitation d'une centrale existante sont multiples. Elle permet l'augmentation de la puissance et du rendement général de l'installation en disposant de matériel plus performant. Elle diminue les coûts élevés d'entretien ainsi que le manque à gagner consécutif aux arrêts plus fréquents des vieilles machines devenues pour la plupart obsolètes et dont la plage de fonctionnement est souvent mal adaptée aux nouvelles conditions de production. Elle permet enfin une plus grande disponibilité des centrales au niveau de leur gestion globale simultanée sur un bassin ou une vallée donnée.

Outre la rénovation des ouvrages civils dont la géométrie ne peut être que faiblement modifiée sans entraîner de trop grands coûts de réalisation, c'est sur le groupe électromécanique que s'effectue l'essentiel du travail de réhabilitation. L'augmentation de puissance est possible en augmentant le débit traversant l'installation. Ce point est particulièrement intéressant pour les centrales de pointe. Les nouvelles technologies permettent d'une manière générale d'augmenter le rendement global de l'installation électromécanique. Au niveau du développement du projet, le constructeur doit donc faire face aux problèmes liés au tracé d'une roue de plus grande vitesse spécifique avec une implantation maintenue constante. La marge de sécurité ne peut donc être déterminée que lors d'essais sur modèles très coûteux au niveau du développement d'une roue. Avec une méthode capable de déterminer par calcul cette marge de sécurité, le concepteur de la roue dispose d'une plus grande latitude du point de vue de l'optimisation de son tracé et donc du rendement qu'il va pouvoir obtenir.

Chapitre 2

Le rendement d'une turbine hydraulique

2.1 Le régime de fonctionnement d'une turbine hydraulique

Pour une machine hydraulique, l'ensemble de ses points de fonctionnement possibles sont rassemblés sur sa caractéristique *énergie-débit* ($E - Q$). Ces conditions sont donc quantifiées par les caractéristiques géométriques de l'installation pour l'énergie E ainsi que les exigences d'exploitation en ce qui concerne le débit Q . Ces exigences sont représentées par le débit naturel disponible. L'adaptation d'une machine à une installation consiste tout d'abord à sélectionner, dans ces plages imposées par celle-ci, la valeur de l'énergie hydraulique massique E et du débit Q pour lesquelles la machine doit être tracée. Ce choix dépend de nombreux facteurs, parmi lesquels la gestion de l'énergie joue un rôle important. La machine doit finalement représenter le meilleur compromis pour l'ensemble des conditions posées qui sont souvent contradictoires. Ces conditions sont le rendement, la puissance, l'implantation et les coûts de réalisation et d'exploitation de la machine.

Une machine est donc tracée en fonction de l'optimisation de son fonctionnement pour une zone précise de la caractéristique $E - Q$ de l'installation. Cette optimisation est basée fondamentalement sur le meilleur rendement possible de la machine, c'est-à-dire le meilleur rapport entre la puissance fournie à l'accouplement de la génératrice électrique et la puissance hydraulique disponible. La colline de rendement d'une machine indique, pour chaque point des courbes caractéristiques $E - Q$ de la machine, la valeur du rendement η avec laquelle s'effectue la transformation d'énergie.

L'importance économique des ouvrages hydroélectriques, l'impossibilité de réaliser certains types d'essais directement sur le site et de prédire complètement le comportement des machines par calcul justifie pleinement la réalisation d'essais sur modèles réduits. Mener de tels essais ne se fait pas sans respecter les critères fondamentaux de similitudes des écoulements. Ces critères sont les similitudes géométrique, cinématique et dynamique. Le critère cinématique est satisfait dans le cas où les triangles de vitesse de l'écoulement sont semblables. L'étude de l'écoulement dans une turbine à réaction permet d'établir un certain nombre de grandeurs de références basées sur l'énergie cinétique massique associée à la vitesse périphérique de la roue. Ces grandeurs apparaissent naturellement en rendant l'équation d'énergie massique adimensionnelle. Ces développements seront présentés dans la partie II. On définit alors les coefficients de débit φ et d'énergie massique ψ à l'aide de la vitesse périphérique et de l'aire correspondant à la section de sortie de la roue :

$$\varphi_1 = \frac{Q}{\pi \omega R_1^3} \quad (1.2.1)$$

$$\psi_1 = \frac{E}{\frac{\omega^2 R_1^2}{2}} \quad (1.2.2)$$

Ces coefficients qui sont respectivement proportionnels au débit et à l'énergie hydraulique définissent donc les conditions de fonctionnement de la machine en similitude. La similitude dynamique ne peut que très rarement être réalisée pratiquement. Ce non respect est à l'origine d'effets d'échelle que la littérature décrit abondamment.

2.2 L'altération du rendement dû à l'apparition de cavitation à bulles

Les essais sur modèles réduits de turbines à réaction montrent une très grande influence du point de fonctionnement et de l'implantation sur le développement de cavitation. L'un des objectifs principaux des essais sur modèle réduit est la recherche des limites de ces régimes de cavitation dans le domaine de fonctionnement. La figure 1.2.1 illustre sur une colline de rendement d'un modèle de turbine Francis les limites de régimes de cavitation usuellement rencontrés dans ce type de machine.

Les différentes limites tracées sur cette figure montrent des régimes de cavitation dépendant essentiellement du point de fonctionnement n'apparaissant

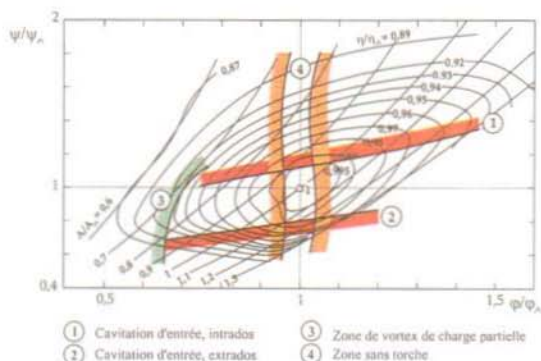


Figure I.2.1: Limite d'apparition des différents types de cavitation sur une turbine Francis

pas dans la zone sommet. Le développement de cavitation dans cette zone de fonctionnement nominale va donc se manifester sous forme de bulles à la sortie de l'aubage lorsque l'implantation est telle que la pression soit suffisamment basse pour le provoquer. La figure I.2.2 est une photographie de la sortie d'un modèle de roue Francis à un régime de cavitation à bulles séparées. Ce type particulier de cavitation, apparaissant pour le point de meilleur ren-



Figure I.2.2: Cavitation de sortie à bulles séparées au point de meilleur rendement

dement, dépend essentiellement de l'altitude d'implantation de la turbine. *Le critère fondamental de choix de l'implantation d'une turbine se fait donc en respectant le niveau de cavitation à bulles au point de meilleur rendement.* A l'inverse, pour une implantation donnée, il faut impérativement s'assurer que le rendement de la machine ne soit pas altéré par un tel développement de cavitation.

Le développement de cavitation à bulles étant un critère influant du choix de l'implantation de la machine, une méthode de prédiction de celui-ci au niveau de l'avant-projet s'inscrit naturellement dans le concept général de l'évaluation des performances d'une machine hydraulique. Les manifestations physiques découlant de l'apparition de ce type de cavitation influencent le transfert énergétique entre le fluide et la roue. La définition du transfert d'énergie dans le cas d'une turbine à réaction se doit donc d'être précisée à ce titre.

2.3 Le transfert d'énergie et les pertes

La notion de rendement dans une turbomachine hydraulique est basée sur le transfert d'énergie à la roue à partir de l'énergie hydraulique massique E . Cette dernière est définie comme étant la différence d'énergie hydraulique massique gH des sections haute pression et basse pression (CEI) :

$$E = gH_f - gH_i \quad (1.2.3)$$

Le rendement est défini comme un rapport de puissance. La puissance hydraulique transmise entre l'écoulement et la machine est donnée par le produit suivant :

$$P_h = \rho Q E \quad (1.2.4)$$

Dans le cas d'une turbine, la puissance est transmise à la roue puis vers la machine génératrice par l'arbre de la machine. La figure I.2.3 illustre le transfert de puissance dans la turbine ainsi que les différentes pertes caractéristiques du fonctionnement de celle-ci. On met ainsi en évidence les pertes de puissance relative au rendement mécanique interne de la roue $P_{r,m}$. Ces pertes sont dues au frottements dans les labyrinthes et les zones tournantes non utiles à la transformation de l'énergie. Les pertes mécaniques externes $P_{t,m}$ représentent les pertes de puissance dues aux frottements dans les paliers et les joints ainsi

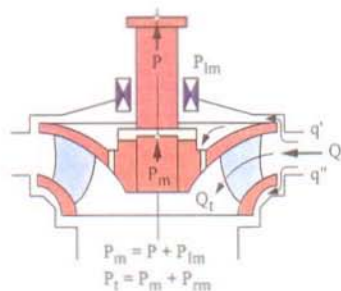


Figure I.2.3: Transfert d'énergie dans une turbine

que les pertes par ventilation de l'arbre. La puissance à l'arbre P_m est donnée par le produit du couple par la vitesse de rotation $T_m \cdot \omega$.

Le débit-volume total ne traverse pas entièrement la roue, on définit ainsi un rendement volumétrique η_v par le rapport entre le débit-volume participant effectivement à la transformation Q_t et le débit-volume total Q . Le débit de fuite est noté Q_r .

$$\eta_v = \frac{Q_t}{Q} = \frac{Q_t}{Q_t + Q_r} \quad (I.2.5)$$

La puissance transférée par le fluide à la roue est obtenue en appliquant un bilan de la quantité de mouvement au volume fluide interne à la roue. On définit donc l'énergie massique transformée E_t comme :

$$E_t = \frac{P_t}{\rho Q_t} \quad (I.2.6)$$

Cette énergie se déduit de l'énergie massique E de la machine par l'expression suivante faisant intervenir le terme de perte énergétique E_r :

$$E = E_t + E_r \quad (I.2.7)$$

De la même manière que pour le débit-volume, on introduit la notion de rendement énergétique η_e par le rapport de l'énergie massique transformée à l'énergie massique E de la machine :

$$\eta_e = \frac{E_t}{E} = \frac{E_t}{E_t + E_r} \quad (I.2.8)$$

La figure I.2.4 résume le transfert de puissance dans la machine et met en évidence les différents rendements relatifs à chaque perte. Le rendement total de la machine est donc défini par le produit de tous ces rendements successifs :

$$\eta = \eta_q \eta_e \eta_{rm} \eta_m \quad (I.2.9)$$

Le rendement habituellement mesuré sur stand d'essai est le rendement hydraulique η_h caractéristique du transfert d'énergie entre le fluide et la roue. Ce rendement est le résultat du rapport suivant :

$$\eta_h = \frac{P_m}{P_h} = \frac{T_{rm} \omega}{\rho Q E} \quad (I.2.10)$$

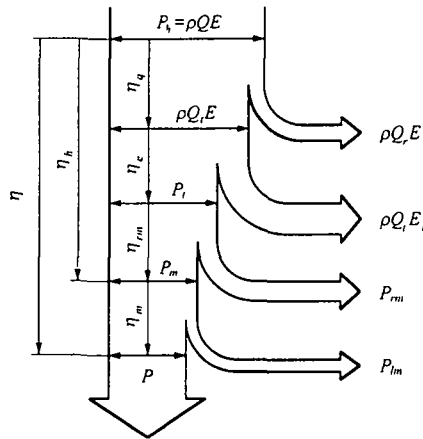


Figure I.2.4: Rendements du transfert d'énergie dans une turbine

L'apparition de cavitation influence le rendement hydraulique de la machine. Dans le cas spécifique de la cavitation à bulles apparaissant à la sortie de l'aubage des roues Francis, nous pouvons admettre que l'altération du rendement est due à celle du transfert énergétique entre l'écoulement et l'aubage, de sorte que seule la composante η_e va être influencée. En indiquant par 0 la valeur des rendements correspondant au régime sans cavitation ou subcavitant, on définit le rendement normalisé η^* par l'adimensionnalisation par la valeur subcavitante η_0 . Cette manipulation présente l'avantage de pouvoir comparer

des courbes mesurées sous différentes énergies, des mesures avec des calculs ou encore de caractériser simplement une baisse de rendement sans mentionner la valeur exacte de celui-ci qui est souvent confidentielle. Toutes les courbes de rendement présentées dans ce mémoire sont donc normalisées suivant ce principe. De plus, en considérant l'hypothèse précédente, le rendement normalisé appliqué au cas de la cavitation à bulles vaut :

$$\eta^* = \frac{\eta}{\eta_0} = \frac{\eta_h}{\eta_{h0}} = \frac{\eta_c}{\eta_{c0}} \quad (1.2.11)$$

Cette hypothèse permet la prédiction de la baisse du rendement globale η en ne déterminant que l'altération du rendement énergétique η_c . La partie IV de ce travail propose une méthode de prédiction basée sur la baisse du couple transmis à la roue en supposant que l'ensemble des autres pertes ne sont pas influencées.

Chapitre 3

Problématique et description du travail

3.1 La problématique

Les conséquences économiques d'un mauvais choix de conception entraînant un développement de cavitation sont souvent désastreuses. Le manque à gagner dû à une altération, même infime, du rendement garanti par le constructeur peut atteindre des sommes vertigineuses en regard de la puissance produite par les grosses unités actuellement en service. De même, les pénalités encourues par les constructeurs en cas de non respect du rendement garanti peuvent dans certains cas diminuer dans des proportions énormes, voire même annihiler, le bénéfice de développement d'une nouvelle machine. Nous ne citons même pas ici les nombreux problèmes liés à l'érosion de cavitation. Les aspects économiques de la détermination de l'influence de la cavitation à bulles sur le rendement d'une turbine à réaction sont donc d'une importance capitale lors de la conception d'une nouvelle machine.

Les études menées dans ce domaine, qui seront décrites dans la section suivante, ont eu plutôt tendance à traiter de l'influence des paramètres globaux de l'écoulement sur la baisse des performances sans toutefois considérer le phénomène physique de l'altération du transfert énergétique vers la roue de la turbine de manière précise. Les phénomènes liés au développement de cavitation à bulles sont connus surtout dans la mesure où la simplicité géométrique de celles-ci a permis l'élaboration d'un certain nombre de modèles analytiques. Ce sont principalement les aspects liés au collapse des cavités qui ont été étudiés dans le cadre des recherches effectuées sur le bruit ainsi que sur l'érosion de cavitation. L'évolution d'une bulle de cavitation dans un champ de pression instationnaire se calcule de nos jours aisément et l'application de ces

modèles théoriques au cas d'un canal de roue de turbine Francis s'inscrit donc naturellement comme la base de départ d'une tentative de quantifier l'influence de la cavitation à bulles sur la baisse du rendement.

Une démarche prédictive peut être mise en place sur la base des deux postulats suivants :

Postulat 1 *La cavitation à bulles séparées influence les performances d'une turbine à réaction en altérant le champ de pression à l'extrados des aubes de la roue.*

Postulat 2 *Le calcul de l'évolution des bulles de cavitation dans la roue de la turbine à partir du champ de pression subcavitant permet de déterminer l'altération de ce même champ.*

Le premier de ces postulats revient à énoncer l'hypothèse déjà avancée dans le chapitre décrivant le transfert d'énergie dans une turbine, c'est-à-dire que la baisse du rendement est due directement à celle du couple transmis par les forces de pression agissant sur les aubes de la roue. Le second postulat décrit la possibilité de déterminer la baisse du couple mécanique en intégrant un champ de pression modifié à partir du calcul de l'évolution des bulles de cavitation sur l'aubage. La validation de cette démarche se fera dans un premier temps par une approche expérimentale qui consistera essentiellement en la mesure du champ de pression sur une aube en présence de bulles de cavitation. Plusieurs modélisations du champ de pression cavitant seront proposées ensuite.

3.2 Etude bibliographique

De la constatation, au siècle dernier, d'un affaiblissement de la résistance à la traction des liquides par Donny (1846), Berthelot (1850) ou Reynolds (1882), aux dernières recherches numériques mettant en oeuvre des techniques toujours plus affinées, la dynamique des bulles de vapeur a suscité un nombre impressionnant de recherches ayant généré autant de publications diverses. Le caractère érosif de la cavitation lié à la simplicité du modèle sphérique a notamment poussé les chercheurs vers la caractérisation de l'évolution dynamique d'une bulle de cavitation, surtout dans sa phase de collapse, génératrice des principaux problèmes liés à la cavitation. On s'intéresse particulièrement à l'implosion de la bulle de cavitation depuis le début du siècle lorsque Rayleigh (1917) étudie le champ de pression créé dans un fluide lors de la disparition d'une cavité sphérique vide. Beeching (1942) ajoute les termes de tension superficielle aux équations de Rayleigh et considère également la présence de gaz

dans la bulle. Ces études considèrent jusque-là le collapse d'une bulle sphérique mais définissent également toute la phase de grossissement vers la taille maximale dont va dépendre l'intensité de la phase implosive. Cole (1948) écrit les équations de la dynamique de grossissement des bulles aussi bien dans un fluide incompressible que compressible. Il étudie également l'influence des parois voisines ainsi que des surfaces libres. L'équation de Rayleigh-Plesset est établie par Plesset (1949) qui étudie les variations du rayon d'une bulle dans un champ de pression donné en tenant compte de la viscosité. Il applique son équation au cas d'un germe suivant une ligne de courant en admettant que la bulle ne perturbe pas l'écoulement global. Cette équation est à la base de nombreuses recherches numériques et analytiques.

L'influence de la cavitation à bulles sur les performances des machines hydrauliques est étudiée à partir des années 50 durant lesquelles Gerber (1956) et Robertson *et al.* (1957) montrent différents effets des critères usuels de similitude sur l'apparition de cavitation. Osterwalder et Lescher (1960) révèlent également, grâce à de nombreuses campagnes de mesure, que la détermination des performances et des caractéristiques en cavitation dépend fortement de l'état de nucléation de l'eau ainsi que de la chute d'essai. Chevalier (1965) étudie le premier la différence d'apparition de cavitation entre un modèle et son prototype et constate de sérieux écarts. Une loi de similitude de la teneur en germes est proposée ensuite par Holl et Wislicenus (1961). Cette loi appliquée au cas des machines hydrauliques conduit à imposer une similitude de cette teneur entre le modèle et le prototype. Bonnin (1970) suggère également des conclusions du même ordre d'idée en proposant d'agir sur la concentration en germes des liquides pour respecter de nouveaux aspects de similitude. Lecoffre (1976) ainsi que Danel et Lecoffre (1976) ont plus tard montré que la similitude en cavitation à bulles séparées développée impose, sur deux profils semblables, que le coefficient de cavitation σ soit respecté ainsi que le nombre de bulles en expansion sur chacun de ceux-ci. Henry (1978) présente les performances d'un modèle de turbine Francis en fonction de la teneur en germes de l'eau et de la chute d'essai. Ses recherches et celles de Lecoffre aboutissent en une analyse théorique des causes des effets d'échelle et indiquent la nécessité d'un contrôle des germes actifs dans l'écoulement (Henry *et al.* (1980)). Une analyse de l'influence de la concentration en germes de l'eau sur l'apparition de cavitation permet aux auteurs d'avancer que cette apparition n'est pas dépendante de la tension de vapeur mais de la valeur de la pression critique caractérisant l'histogramme des germes. Oldenziel et Teijema (1976) nomment ce retard à la cavitation la susceptibilité du liquide. Lecoffre (1979) démontre ensuite que la concentration volumique de germes actifs dans les conditions d'essai doit être

proportionnelle au cube de l'échelle géométrique entre modèle et prototype.

Ling (1980) démontre l'existence de micro-bulles quel que soit le degré de dégazage de l'eau d'essai. Il montre en outre que l'explosion de ces micro-bulles calculée au moyen de l'équation de Rayleigh-Plesset correspond assez bien avec des résultats expérimentaux. Il en déduit donc que le début de cavitation est étroitement lié à l'explosion des micro-bulles présentes dans le fluide et que le coefficient de cavitation n'est plus suffisant pour caractériser la similitude des régimes de cavitation. Lecoffre *et al.* (1982) présentent un appareil de comptage de germes basé sur le grossissement explosif des germes de cavitation dans un Venturi. D'autre part, il propose un système de production de germes par engazage d'eau à haute pression, détendue ensuite lors de son injection dans l'eau d'essai. Ces travaux sur le contrôle de la nucléation de l'eau d'essai ont débouché sur des réalisations de systèmes que décrivent Brand et Avellan (1992) et Avellan (1993). L'emploi généralisé de ces systèmes est recommandé actuellement par la *CEI*.

Avellan et Henry (1984) soulignent le fait que l'influence de la teneur en germes de l'eau ainsi que celle de la chute d'essai ne permettent pas une similitude exacte de l'évolution des germes sur l'aubage. Ils précisent que le choix de la teneur en germes et de la chute d'essai est encore totalement empirique. C'est Gindroz (1991) qui propose une loi de saturation fixant une concentration minimale de germes actifs à obtenir sur modèle réduit pour assurer la similitude du comportement en cavitation. Cette loi se base sur la saturation volumique du développement de cavitation à bulles à partir d'une certaine concentration de germes ainsi que sur le fait qu'au-delà de cette concentration limite, les performances ne sont pas altérées d'avantage. Des analyses dimensionnelles de cette loi démontrent que le comportement en cavitation du prototype est toujours en saturation en regard des concentrations de germes usuellement rencontrées sur site.

L'influence des bulles sur le champ de pression externe a été traitée surtout dans le cadre des recherches sur le bruit de cavitation. Kuhn (1994) a notamment déterminé numériquement le champ de pression autour d'une bulle non sphérique évoluant en paroi d'un corps axisymétrique. Des études numériques semblables ont été menées par d'autres auteurs comme Chahine et Duraiswami (1992) dans le but de déterminer l'influence des bulles entre elles dans un nuage de bulles. Ces études numériques sont basées sur des codes de calcul spécifiques utilisant des méthodes potentielles pour discrétiser la surface des bulles qui ne sont alors plus sphériques. Le lien avec le champ de pression moyen en présence d'une cavitation développée est cependant difficile à établir avec de telles méthodes. Lecoffre et Danel (1977) puis Menoret et Blayo (1988)

ont postulé sur une transformation hémisphérique des bulles de cavitation en évolution sur un profil bidimensionnel pour considérer que la pression instantanée est égale à la valeur de la pression de vapeur lorsque une bulle passe sur le point considéré de la paroi. En couplant cette hypothèse avec des calculs potentiels pour tenter de prendre en compte les interactions entre les bulles, ils ont obtenu une méthode de détermination du champ de pression cavitant sans toutefois apporter de validation expérimentale probante.

3.3 Objectifs et démarche

L'introduction présentée a démontré l'importance du développement de cavitation à bulles sur la dégradation du rendement d'une machine. L'implantation de celle-ci influence directement l'ampleur de ce développement de cavitation et se doit donc d'être optimisée d'un point de vue strictement économique. Cette optimisation passe donc par la compréhension des phénomènes physiques intervenant dans l'altération du transfert de puissance entre l'écoulement et la roue de la turbine. En postulant que cette altération est principalement due à l'influence de l'évolution des bulles de cavitation sur le champ de pression agissant sur l'aube, l'essentiel de la partie expérimentale va reposer sur l'étude de la pression sur celui-ci en présence de ce type de cavitation. Ce travail s'inscrivant dans un concept général de prédiction, l'altération du rendement en fonction de l'implantation de la machine se doit d'être quantifiée par simulation. Les outils analytiques et numériques aujourd'hui à disposition permettent le calcul de l'évolution des bulles de cavitation dans un canal interaube d'une roue de turbine Francis. La modification de la pression engendrée par la présence des bulles peut donc être modélisée et ensuite validée par les différentes mesures réalisées lors des expériences préliminaires. L'objectif principal de ce travail consiste donc dans le développement d'une méthode de prédiction des implantations limites habituellement mesurées lors des essais standards de cavitation.

3.4 Plan de recherche

3.4.1 Partie II

Le **Chapitre 1** décrit le phénomène de cavitation par bulles séparées. On y introduit la notion de germe de cavitation, de tension dans les liquides et de susceptibilité. L'équation de Rayleigh-Plesset est développée ainsi que les cri-

tères de stabilité du germe sphérique soumis à un champ de pression extérieur. Le développement des bulles de cavitation est lié à la pression statique absolue, le **Chapitre 2** présente donc l'étude du champ de pression statique dans une roue de turbine Francis ainsi que les définitions des différents coefficients adimensionnels relatifs à la cavitation dans les machines. L'adimensionnalisation de l'équation de Rayleigh-Plesset grâce à ces coefficients est proposée ainsi que différents résultats tirés de son étude paramétrique. Le **Chapitre 3** décrit les essais standards de cavitation dans le contexte de la mesure de la baisse du rendement par cavitation à bulles. Les nombres caractéristiques relatifs à l'implantation habituellement mesurés lors de ces essais sont définis conformément aux recommandations des normes *CEI*. Le **Chapitre 4** résume finalement la Partie II et introduit la partie expérimentale en proposant quelques hypothèses de recherche découlant de cette introduction théorique.

3.4.2 Partie III

Cette partie consiste en la description de l'ensemble des recherches expérimentales de ce travail. Le **Chapitre 1** présente tout d'abord les différentes installations d'essais que sont les plates-formes d'essai de turbomachine hydraulique et le tunnel de cavitation. Le système de contrôle de nucléation utilisé lors des expériences est également présenté. Le **Chapitre 2** comprend la présentation de différentes mesures de baisses de rendement réalisées sur plate-forme d'essai intervenant dans quelques cas particulier. La mesure de la baisse de portance sur un profil bidimensionnel est également introduite dans ce chapitre. Le **Chapitre 3** décrit les mesures de pression moyenne et instationnaire réalisées sur un profil bidimensionnel et sur l'aubage d'un modèle de roue Francis. L'instrumentation spécifique à ces mesures est décrite au début du chapitre. Nous y présentons les capteurs utilisés ainsi que les techniques d'étalonnage employées. Les différents systèmes de visualisations rapides utilisés en parallèle avec les mesures de pression sont également introduits ainsi que les schémas généraux des expériences réalisées. La fin du chapitre présente en particulier les mesures de pression instationnaire synchronisées avec des prises d'image rapides. La déformation systématique des bulles isolées remarquée lors de ces mesures est complétée par le **Chapitre 4** qui présente une étude expérimentale de la morphologie des bulles en évolution à l'extrados du profil bidimensionnel. Le **Chapitre 5** consiste en une synthèse de cette partie expérimentale débouchant sur un certain nombre de conclusions relatives aux possibilités de modélisation du champ de pression cavitant.

3.4.3 Partie IV

Différentes modélisations du champ de pression modifié par la cavitation à bulles sont présentées dans le **Chapitre 1**. Les codes numériques employés pour les calculs d'écoulement subcavitant sont décrits ainsi que les équations de base qu'ils traitent. L'application de ces différents modèles aux cas du profil bidimensionnel et de la roue Francis est traitée dans le **Chapitre 2**. Les modèles sont tout d'abord testés avec le cas du profil en veine dans le tunnel de cavitation du *LMH*. Le plus satisfaisant d'entre eux est appliqué finalement au cas de la roue Francis dont la baisse de rendement a été mesurée et présentée dans la partie précédente. Une synthèse clôt la partie avec le **Chapitre 3**. Nous y examinons les différents modèles utilisés ainsi que les hypothèses nécessaires à leur mise en application.

3.4.4 Partie V

Cette dernière partie constitue la synthèse générale du travail. Le **Chapitre 1** synthétise les différents aspects étudiés que sont la physique du phénomène, les hypothèses et la modélisation. Il se termine par une critique du travail. La conclusion est présentée dans le **Chapitre 2**. Différents aspects des recommandations de la *CEI* pour les essais standards de cavitation y sont discutés. Les perspectives de ce travail sont finalement présentées en guise de conclusion finale.

Deuxième partie

La cavitation à bulles séparées

Introduction

L'introduction générale de ce travail a montré l'influence que peut avoir le développement de la cavitation dite à bulles séparées sur le rendement d'une turbine à son point de meilleur rendement. D'une manière générale, les phénomènes de cavitation ont une importance considérable dans la conception et le fonctionnement de nombreux autres composants industriels tels que les pompes, les propulseurs, les moteurs cryogéniques, les vannes et, plus généralement encore, chaque fois qu'un écoulement liquide traverse des zones où la pression locale instantanée s'abaisse jusqu'au voisinage de la tension de vapeur. La cavitation se manifeste le plus souvent par des effets négatifs (bruit, chute des performances, érosion, ...) qui affectent plus ou moins les performances attendues de ces composants industriels.

Le cas particulier de la cavitation par bulles est traité dans cette partie après une définition générale du phénomène de cavitation. La mise en équation de l'équilibre d'une sphère de gaz dans un liquide est à la base de toutes les études menées sur la dynamique des bulles, leur apparition ainsi que l'influence qu'elles peuvent avoir sur leur voisinage. On peut déduire de ces études liées à l'équilibre d'un germe sphérique une notion d'instabilité qui va être à la base de la condition d'apparition de la cavitation à bulles séparées. L'étude dynamique de l'évolution du germe est ensuite décrite sous la forme de la démonstration de l'équation de Rayleigh-Plesset. Cette équation est à la base de toute tentative de prédiction du régime de cavitation à bulles dans une machine ou sur un profil. Elle décrit l'évolution temporelle d'un germe de cavitation sous l'effet d'un champ de pression extérieur variable. L'application des différents éléments présentés dans cette partie constitue la base des différentes études liées à la compréhension et à la prédiction de la chute du rendement occasionnée par ce type particulier de cavitation.

Chapitre 1

La cavitation à bulles

1.1 La cavitation

1.1.1 Le phénomène physique

Avant de préciser davantage les caractéristiques spécifiques de la cavitation à bulles, nous nous proposons d'introduire le phénomène général physique de la cavitation. L'approche la plus générale de celui-ci est très bien définie par Le Robert :

Définition 1 (Le Robert) *Cavitation : Formation de cavités (de gaz) dans un liquide en mouvement (quand la pression devient inférieure à la tension de vapeur).*

Cette définition datant de 1907 se doit d'être précisée. Les diverses formes que la cavitation peut prendre selon la configuration d'écoulement où elle se produit, la forme et le mouvement des parois qui le limitent, les propriétés physiques du liquide lui-même, les contraintes qui lui sont appliquées, rendent cette précision difficile. Franc *et al.* (1995) proposent la définition suivante en reliant la cavitation au domaine et aux méthodes de la mécanique des milieux continus :

Définition 2 (Franc *et al.* (1995)) *Cavitation : Rupture du milieu continu de liquide sous l'effet de contraintes excessives.*

Une telle définition s'applique en outre au cas où le liquide est au repos comme au cas où il est en mouvement. Le terme de contraintes excessives fait appel à la notion de seuil à partir duquel la cohésion du milieu liquide ne peut plus être assurée. En l'état actuel des connaissances, la seule voie pour traiter le problème est d'utiliser les propriétés des fluides à l'échelle macroscopique et

donc d'aborder également cette notion de seuil par la mécanique des milieux continus.

D'un point de vue historique, le mot "Cavitation" est apparu en Angleterre à la fin du 19^e siècle lorsque Parsons (1893) constate pour la première fois ses effets négatifs sur une hélice de navire. Depuis cette période, les expériences menées, autant dans le but d'approfondir les connaissances physiques du phénomène que d'examiner ses conséquences sur les installations hydrauliques, se succèdent sans interruption. Deux grandes thématiques de recherche se distinguent. La première considère la dynamique de la bulles et a été initiée par les travaux de Rayleigh (1917) puis Lamb (1923), Cole (1948), Blake (1949) et Plesset (1949). La simplicité de la forme de la bulle a très tôt incité les chercheurs à utiliser des techniques analytiques. La seconde thématique est plutôt relative aux poches de cavitation du fait de leur caractère érosif.

1.1.2 La pression de vapeur saturante

En considérant le diagramme thermodynamique des états d'un corps illustré par la figure II.1.1, deux chemins principaux permettent d'effectuer le changement de phase à partir d'un point P représentant l'état du liquide à l'entrée de la machine ou du système considéré. Le premier est une élévation de la température à pression constante jusqu'à la température d'ébullition par un apport de chaleur extérieur. Le second est l'abaissement de la pression jusqu'à la courbe de vaporisation à température constante pour la valeur caractéristique $p_v(T_f)$. C'est ce dernier chemin que l'on peut s'attendre à suivre dans le phénomène de cavitation où l'abaissement de la pression va être consécutif à la dynamique de l'écoulement. Le caractère isotherme provient de la très petite quantité de chaleur nécessaire à la formation d'un volume significatif de vapeur. Le phénomène de cavitation s'apparente ainsi à l'ébullition à l'exception des termes moteurs de la transformation de phase.

Un premier seuil de référence peut donc être défini à partir de la valeur de la pression de vapeur. Cette définition ne suffit cependant pas à fixer un critère de passage au régime cavitant, elle ne constitue seulement qu'une condition nécessaire. De nombreuses manifestations de cavitation, et plus particulièrement le cas de la cavitation à bulles qui nous intéresse dans ce travail, montre un caractère métastable quant à leur activation. Le liquide peut en effet évoluer à une pression inférieure à la pression de vapeur sans toutefois se vaporiser. On convient d'appeler retard statique à la cavitation, la différence entre la pression de vapeur saturante et la pression réelle d'apparition de la cavitation dans une transformation isotherme. Les phénomènes d'inertie consécutifs à la for-

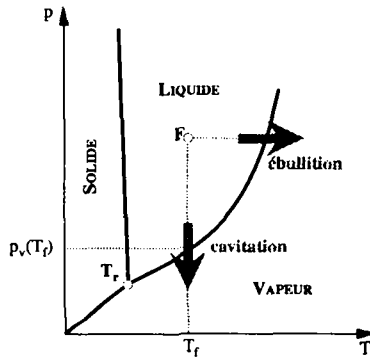


Figure 1.1.1: Diagramme des états d'un corps et courbes de changement de phase

mation des volumes de vapeur occasionnent éventuellement un retard appelé dynamique.

1.1.3 La notion de tension dans les liquides et le germe de cavitation

Le concept de tension dans les liquides est apparu vers le milieu du 19^e siècle. Des expériences menées par Donny (1846), Berthelot (1850) et Reynolds (1882) montrèrent qu'un liquide au repos peut subir des pressions inférieures à la pression de vapeur saturante et même des pressions négatives, des tensions, sans se vaporiser. Ces expériences ont été renouvelées abondamment depuis, notamment par Temperley (1946), Briggs (1950) et Rees et Trevena (1966). Ces tensions sont de l'ordre de quelques dizaines de bars dans le cas de l'eau. Elles présentent toutefois une grande dispersion dépendant de la procédure expérimentale utilisée, principalement du point de vue du traitement préalable du liquide. La constatation principale de ces expériences est une nette infériorité des résultats par rapport aux valeurs déduites des modèles de comportement des liquides. L'expérience dans le domaine de la cavitation donne des valeurs de la pression limite qui s'écartent beaucoup moins de la pression de vapeur $p_v(T)$ que ne l'indiquent ces résultats expérimentaux et à fortiori les estimations théoriques. On est conduit alors à postuler l'amorce de ruptures constituées par des inclusions de gaz et de vapeur présentes au sein des liquides industriels. Cela revient à considérer non plus un milieu continu ho-

mogène mais hétérogène. De nombreuses expériences montrent l'existence de telles inclusions, où micro-bulles, d'une taille variant entre le micromètre et le demi-millimètre. La tension superficielle les contraint à garder une forme sphérique. Ces micro-bulles sont appelées germes de cavitation.

Quelle qu'en soit leur origine, les germes évoluent par décantation ou par échange de gaz avec le milieu liquide qui contient lui-même des gaz dissous. En raison de la très petite valeur des coefficients de diffusivité des gaz dans les liquides, les constantes de temps associées aux instabilités d'origine diffusive sont au moins de l'ordre de la seconde ou de la dizaine de secondes. Elles sont donc très grandes par rapport aux temps caractéristiques d'explosion des germes de cavitation qui sont couramment de l'ordre de la milliseconde. La masse de gaz des germes peut donc être considérée comme constante en première approximation lors de l'établissement de l'équilibre mécanique de ceux-ci. En considérant un germe à l'équilibre contenant du gaz et de la vapeur dans un liquide au repos capable de soutenir des tensions sans se vaporiser, ce germe constitue l'amorce possible de la rupture du milieu liquide dans l'état métastable. L'équilibre de l'interface est exprimé par l'égalité de la somme des pressions partielles des gaz inclus avec la pression extérieure p_∞ augmenté du terme de tension superficielle, soit :

$$p_\infty + \frac{2\gamma}{R} = p_g + p_v \quad (\text{II.1.1})$$

On peut caractériser l'influence de la pression extérieure p_∞ sur le germe en supposant, comme nous l'avons expliqué précédemment, que la masse de gaz est constante et que la transformation est isotherme. En fonction d'un état initial 0 et en tenant compte du fait que la pression du gaz est inversement proportionnelle au volume du germe durant la transformation, on obtient la relation suivante :

$$p_\infty = p_{g0} \left[\frac{R_0}{R} \right]^3 + p_v - \frac{2\gamma}{R} \quad (\text{II.1.2})$$

faisant ressortir le comportement typiquement instable du germe de cavitation. La courbe représentative de cet effet de la pression extérieure est illustrée, dans le cas de deux germes de tailles initiales différentes, à la figure II.1.2.

Elle présente un minimum de coordonnées (R_c, p_c) . Sur la branche descendante de la courbe, la stabilité du germe est assurée par les forces de pression du gaz qui s'opposent à la diminution du rayon du germe que la tension superficielle tend à provoquer. Un germe a donc, dans ce cas, une tendance naturelle à

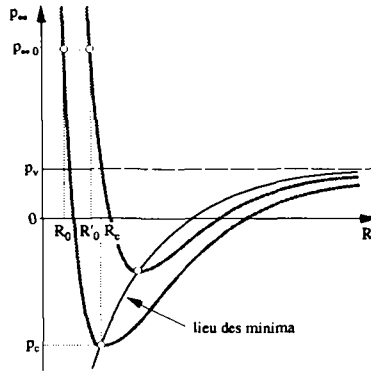


Figure 11.1.2: Equilibre du germe sphérique

retrouver son état d'équilibre initial. Dans la branche ascendante de la courbe, cet équilibre n'a plus lieu et la pression minimale p_c que le germe peut supporter dans des conditions stables constitue une valeur limite ou critique. On identifie dans la pratique un germe par sa pression critique p_c ou son rayon critique R_c . Cette notion de stabilité des germes est à la base de la définition du retard statique lié à l'apparition de la cavitation à bulles. Les valeurs critiques sont définies par :

$$\begin{cases} R_c = R_0 \left[\frac{3p_{g0}}{2\gamma/R_0} \right]^{\frac{1}{2}} \\ p_c = p_v - \frac{4\gamma}{3R_c} \end{cases} \quad (\text{II.1.3})$$

En supposant que les transformations s'effectuent en des temps tels que les échanges thermiques ne puissent se réaliser, l'hypothèse de transformation isotherme de Blake (1949) n'est plus valable et nous sommes conduits à admettre que la transformation du gaz contenu dans le germe est adiabatique. Les valeurs relatives à l'état critique sont dans ce cas :

$$\begin{cases} R_c = R_0 \left[\frac{3\kappa p_{g0}}{2\gamma/R_0} \right]^{\frac{1}{3\kappa-1}} \\ p_c = p_v - \left(\frac{3\kappa-1}{3\kappa} \right) \frac{2\gamma}{R_c} \end{cases} \quad (\text{II.1.4})$$

En étudiant les phénomènes thermiques, Plesset et Hsieh (1960) montrent que dans le cas du couple air-eau à température ambiante, la transformation peut être considérée comme isotherme puisque les temps caractéristiques des échanges thermiques semblent être bien inférieurs à l'ordre de la milliseconde qui est représentatif en général de l'évolution explosive d'un germe. Les bons résultats obtenus notamment par Gindroz (1991) dans la détermination d'évolution de bulles à l'extrados d'un profil nous poussent cependant à opter pour le cas adiabatique dans les applications diverses des équations relatives à la dynamique des bulles.

1.2 La cavitation à bulles

1.2.1 L'apparition du régime de cavitation à bulles

Les modèles d'équilibre présentés dans la dernière section permettent de mieux définir la cavitation par bulles séparées. Un germe de pression critique p_c traversant une zone dépressionnaire peut donc avoir deux comportements distincts suivant la valeur de celle-ci. Dans le cas où la pression minimale dans cette zone est supérieure à la pression critique, le germe grossit légèrement lors du passage dans celle-ci puis revient dans son état initial à l'aval. Dans le cas contraire, le germe est sollicité au-delà de sa pression critique. Il devient instable et grossit beaucoup pour atteindre la taille d'une bulle macroscopique. Le germe est dans ce cas activé et un développement de cavitation par bulle à lieu. Ce grossissement des germes est parfois appelé croissance asymptotique par rapport à la notion d'équilibre statique. La figure II.1.3 montre l'évolution d'un germe dans le cas instable dans le plan (R, p_∞) associé à une dépression limitée en fonction du temps. La différence entre la courbe d'équilibre statique et le cycle d'évolution repose sur les retards dynamiques. Ce schéma d'activation des germes en bulles s'applique dans toutes les situations où le temps de passage dans la zone dépressionnaire est grand par rapport à leurs propres temps caractéristiques dynamiques dont le principal est le temps d'implosion.

Rayleigh (1917)¹ a proposé une approche pour déterminer ce temps en considérant l'implosion d'une inclusion en négligeant les effets visqueux et la tension de surface.

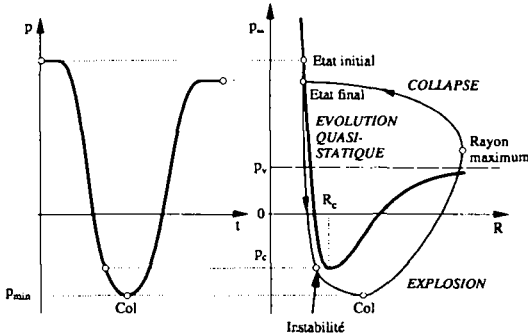


Figure II.1.3: Activation d'un germe de cavitation

Cette caractéristique d'activation des germes liée à la notion de retard statique s'inscrit parfaitement dans les objectifs de ces recherches dans la mesure où la caractérisation quantitative de ce retard va permettre la détermination des différents seuils spécifiques à la baisse de rendement des turbines Francis. Par rapport à un champ de pression défini par l'écoulement dans la roue, les germes vont subir une activation dépendant directement de l'altitude d'implantation de celle-ci.

1.2.2 L'équation de Rayleigh-Plesset

Les notions fondamentales de pression et de rayon critique ont été abordées grâce à l'établissement d'un critère de stabilité statique. Dans le but de caractériser les effets dynamiques liés à l'évolution de bulles dans un champ de pression variable au cours du temps, ces différentes formulations basées sur les critères statiques doivent être complétées. L'équation de Rayleigh-Plesset est basée sur l'évolution d'un germe de rayon initial R_0 plongé dans un liquide au repos ou en mouvement sans glissement avec celui-ci. Les hypothèses fondamentales pour l'établissement de cette équation sont les suivantes :

- La cavité reste sphérique durant son évolution.

¹La valeur du temps d'implosion habituellement appelé *temps de Rayleigh* est approchée par la relation suivante : $\tau_r \cong 0,915 R_0 \sqrt{\rho / (p_\infty - p_v)}$

Nous verrons dans la partie présentant les résultats expérimentaux que cette hypothèse est loin d'être vérifiée surtout durant la phase du collapse. L'application de cette équation dans le cadre de nos recherche se limite à définir une taille de bulle dans une zone donnée de la machine dans le but de définir simplement l'amplitude du développement de la cavitation. Les effets du collapse ne seront pas étudiés et les déformations des bulles n'interviennent qu'après la phase explosive. En admettant que la déformation des bulles n'a que peu d'influence sur le lieu de leur collapse, l'équation de Rayleigh-Plesset est suffisante pour déterminer avec assez de précision la zone cavitante.

- Les cavités sphériques suivent les lignes de courant.
Ce n'est qu'en cavitation développée que l'on peut s'attendre à ce que les bulles s'éloignent des lignes de courant des particules liquides.
 - L'écoulement autour de la cavité est incompressible
 - La cavité est initialement à l'équilibre et aucun transfert de masse n'a lieu au travers de la paroi.
- Ces hypothèses ont largement été discutées lors de l'établissement du critère statique.
- La bulle contient du gaz non condensable qui suit une loi polytropique durant son expansion.

Cette hypothèse permet d'appliquer l'équation dans les cas isothermes ($k = 1$), comme certains auteurs le recommandent, ou adiabate ($k = \kappa$) pour être en accord avec les premières applications faites de cette équation dans le cas des aubages de turbines. Lors de l'établissement du programme de résolution numérique de l'équation de Rayleigh-Plesset présenté dans la partie IV, les différents premiers cas traités n'ont pas montré de différences significatives suivant le type de modèle utilisé pour la transformation du gaz.

Avec ces hypothèses, l'équation de continuité en coordonnées sphériques dans le liquide s'écrit :

$$4\pi r^2 c_r = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt} \quad (\text{II.1.5})$$

où r est la coordonnée radiale d'un point dans le liquide ($r > R$). La conservation de la quantité de mouvement selon la composante radiale s'écrit :

$$\frac{\partial c_r}{\partial t} + c_r \frac{\partial c_r}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = \nu \left[\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial c_r}{\partial r} \right) - \frac{2c_r}{r^2} \right] \quad (\text{II.1.6})$$

En intégrant entre l'interface et l'infini et en remplaçant la vitesse c_r par son expression tirée de l'équation de continuité II.1.5, on obtient une expression de la pression à l'interface $p(R)$:

$$p(R) = p_{\infty}(t) + \rho \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right] \quad (\text{II.1.7})$$

L'équilibre des contraintes normales à l'interface se traduit par l'égalité suivante

$$p_g + p_v - \frac{2\gamma}{R} = p(R) + \frac{4\mu}{R} \frac{dR}{dt} \quad (\text{II.1.8})$$

De plus, en considérant un processus polytropique :

$$p_g = p_{g0} \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} \quad (\text{II.1.9})$$

En substituant II.1.7 dans II.1.8 et en posant $p(R_0) = p_{\infty 0}$ puisque la cavité est initialement à l'équilibre, nous obtenons la forme finale de l'équation de Rayleigh-Plesset :

$$\rho \left[R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4\nu}{R} \frac{dR}{dt} \right] = (p_v - p_{\infty}(t)) - \frac{2\gamma}{R} + \left[\frac{2\gamma}{R_0} - p_v + p_{\infty 0} \right] \left(\frac{R_0}{R} \right)^{3k} \quad (\text{II.1.10})$$

Cette équation est complétée par les conditions initiales suivantes déduites de l'état d'équilibre initial du germe. Ces conditions sont la connaissance du rayon initial R_0 ainsi qu'une vitesse initiale de l'interface nulle $\dot{R}(0) = 0$. Une adimensionnalisation de cette équation sera présentée dans la section traitant de la cavitation dans les turbomachines.

1.2.3 La population de germes ou la susceptibilité d'un liquide

L'ampleur du développement de la cavitation par bulles séparées dépend étroitement de la quantité et de la taille des germes présents dans l'écoulement. Du point de vue de la germination, la qualité de l'eau est donc déterminée par sa susceptibilité. Dans la pratique, cette dernière est caractérisée sous forme

d'un histogramme $n(R_c)$ ou d'un histogramme cumulé $N(R_c)$ représentatif de la concentration volumique de germes de cavitation. L'histogramme cumulé représente le nombre total de germes² dont la taille est supérieure au rayon critique R_c où à une grandeur équivalente comme la pression d'activation $p_c - p_v$. Plusieurs méthodes de mesure de ces distributions ont été développées. Les principales sont les suivantes :

- La méthode holographique consiste à compter et à classer par leur taille les images des germes contenus dans un hologramme correspondant à un échantillon de liquide.
- La méthode des phases consiste en la détermination par anémométrie laser des germes passant dans le volume de mesure. Le déphasage entre les deux signaux permet d'obtenir la taille du germe.
- La méthode dynamique consiste en l'activation de germes soutirés de l'écoulement puis au comptage de ceux-ci grâce au bruit qu'ils émettent lors de leur implosion ultérieure. Ce comptage à des pressions critiques variables permet une mesure directe de l'histogramme cumulé.

Ces méthodes peuvent dans certains cas donner des résultats très différents, surtout du point de vue de la quantité de germes. On remarque en outre que plus l'eau est propre, plus ces différences viennent à diminuer. Les expériences menées par Briançon-Marjolle (1987) montrent que la méthode dynamique semble la plus précise et la plus représentative du nombre de bulles apparaissant au voisinage d'un corps cavitant. Les avantages de cette méthode résident tout d'abord dans une précision accrue de la détermination de la taille ainsi que dans la possibilité de caractériser de très petits germes ($R_c \leq 5\mu m$) dans des liquides dont la transparence n'est pas obligatoire. Nous décrirons dans la partie III de ce travail le système utilisé au *LMH* pour la mesure des germes sur plate-forme d'essai. Ce système, basé sur la méthode dynamique, consiste au comptage des implosions par un accéléromètre placé près de la zone de recompression d'un tube de Venturi doté d'un corps central. Le point d'abscisse la plus grande de l'histogramme cumulé représente la susceptibilité du liquide. Il peut être directement mis en évidence en terme de pression par la relation suivante tirée des lois d'équilibre statique :

$$p_s = p_v - \left(\frac{3\kappa - 1}{3\kappa} \right) \frac{2\gamma}{R_{c,max}} \quad (II.1.11)$$

²L'histogramme cumulé est l'intégrale entre la grandeur x et l' ∞ de l'histogramme vrai $n(x)$: $N(x) = \int_x^\infty n(u)du$

La figure II.1.4 illustre un histogramme cumulé mesuré grâce à la méthode dynamique. La susceptibilité du liquide est mise en évidence sur l'histogramme par les plus gros germes de l'écoulement ayant été activés. Cette notion de susceptibilité est liée à l'apparition des premières bulles sur l'aubage d'une roue.

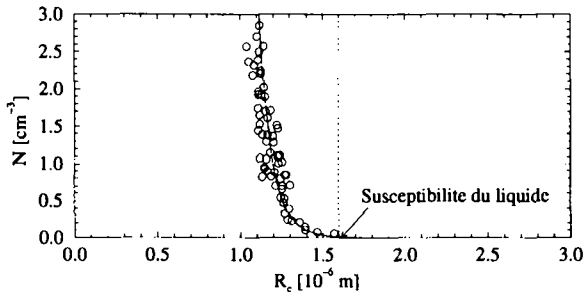


Figure II.1.4: Histogramme cumulé de germes mesuré par la méthode dynamique

1.2.4 Les conditions de cavitation par bulles

En considérant le cas de l'écoulement autour d'un profil, les germes sont soumis à une pression variable lors de leur passage le long de l'extrados. C'est la valeur minimale de la pression p_{min} qui va être importante du point de vue du développement de cavitation à bulles. Selon l'analyse statique ou quasi-statique, tous les germes de pression critique p_c inférieure à cette pression minimale p_{min} vont exploser. On qualifie ces germes d'actifs puisque chacun d'entre eux donne naissance à une bulle de cavitation. La notion de susceptibilité du liquide prend toute son importance pour le développement de ce type de cavitation dans la mesure où c'est la distribution des germes contenus dans l'écoulement qui va quantifier le degré de développement. Cette phénoménologie est particulièrement bien mise en évidence par la figure II.1.5 qui lie un histogramme cumulé de germe avec la pression à l'extrados d'un profil.

L'écoulement commence à caviter sous forme de bulles séparées lorsque la pression minimale p_{min} atteint la pression de susceptibilité p_s du liquide. Le retard à la cavitation est nettement mis en évidence grâce à l'histogramme cumulé. Pour un écoulement donné, le développement de cavitation à bulles séparées ne dépend donc que de la répartition des germes contenus dans le liquide. La connaissance de cette répartition est donc fondamentale dans le

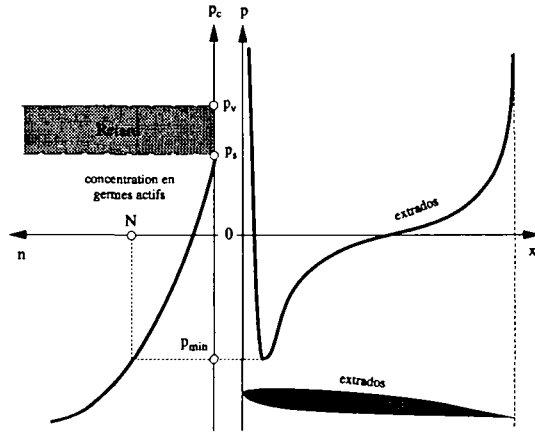


Figure II.1.5: Condition d'apparition de cavitation par bulles

but d'espérer quantifier les effets de ce type de cavitation sur les performances pures de la machine.

1.2.5 La saturation

Lors de l'augmentation de la concentration en germes actifs, le développement des bulles parvient à un régime particulier lors duquel le contact entre les bulles est atteint. On associe à ce régime une saturation de la baisse du rendement apparaissant sur les turbines Francis. Avellan *et al.* (1986) ont notamment montré qu'à la même altération du rendement correspond la même figure de cavitation et donc le même volume occupé par les cavités. Ce volume n'est en outre plus influencé par la concentration de germes actifs à partir d'une certaine quantité pour laquelle le régime de saturation est atteint. Ces auteurs ont également démontré, grâce à une analyse basée sur le contact des bulles entre elles, que le régime de cavitation effectif sur le prototype est le régime saturé. Ce dernier prend donc toute son importance dans l'analyse des phénomènes physiques en jeu lors d'une altération du rendement dû à la cavitation par bulles séparées. L'hypothèse de base avancée par l'ensemble des auteurs ayant traité le sujet depuis de nombreuses années est un blocage de la pression en paroi à la valeur de la pression de vapeur dans le cas du régime saturé. Cette hypothèse explique parfaitement la tendance saturée de la baisse

du rendement, sa limitation étant physiquement concrétisée par l'existence du seuillage par la valeur de la pression de vapeur.

Le régime particulier de la cavitation en saturation ne suffit cependant pas à décrire complètement le comportement d'une roue Francis face à l'apparition progressive de bulles. Les différentes méthodes de prédiction à envisager ne peuvent donc pas se limiter à un blocage de la pression sur l'aubage à la valeur de p_v . Les zones où le développement des bulles a lieu dépend fortement des caractéristiques de germes contenus dans l'écoulement ainsi que de la pression subie par ceux-ci tout au long de leur évolution dans la roue. Les zones métastables ne sont par exemple pas les seules à être influencées par les bulles. Ces dernières peuvent en effet être convectées assez loin dans les zones de recompression.

Le comportement en saturation peut donc être assimilé à celui d'une poche de cavitation. Ces deux types de cavitation peuvent d'ailleurs coexister. Des essais menés en tunnel de cavitation par Gates et Acosta (1978) et Briangon-Marjollet *et al.* (1988) ont permis de mettre en évidence le mécanisme de transition d'une cavitation par poche à une cavitation par bulles sous l'effet d'une injection de germes. La présence de bulles de cavitation modifie notamment l'état de la couche limite et donc les conditions de stabilité de la poche de cavitation. Avec une grande concentration de germes générant une condition de saturation, la poche de cavitation disparaît complètement. Ces phénomènes de coexistence de types de cavitation différents sont importants dans la mesure où il est difficile de distinguer les effets de chacun d'entre eux du point de vue de la baisse de performance d'une machine. Nous verrons dans la partie expérimentale qu'un certain nombre de cavitations parasites interviennent dans les conditions extrêmes de cavitation (très basse pression). Déterminer les effets réels de la cavitation par bulles doit dès lors se faire avec un certain nombre d'hypothèses. La partie expérimentale sera menée dans le but de caractériser le comportement réel du champ de pression en présence de bulles de cavitation en régime saturé ainsi qu'en régime partiel.

Chapitre 2

L'implantation d'une turbine hydraulique

2.1 Le champ de pression statique dans une roue

Les circonstances d'apparition et de développement de la cavitation sont étroitement liées aux valeurs du champ de pression par rapport au seuil de la pression de vapeur. Les différents chapitres introductifs au phénomène de cavitation nous ont montré qu'on peut définir une condition suffisante pour éviter tout risque d'apparition de cavitation en un point M de l'écoulement en s'assurant que la valeur de la pression en ce point est supérieure à la pression de vapeur p_v . Pour évaluer ce risque de cavitation, on doit donc déterminer la pression statique dans le canal interaube de la roue. Dans le cas d'une turbine, on détermine cette pression en prenant pour référence la sortie de la roue. La pression en un point M du canal est déterminée en appliquant l'intégrale première de la quantité de mouvement dans un repère tournant entre ce point M et la section basse pression. Sur une ligne de courant relative moyenne x telle que la figure II.2.1 la présente :

$$\frac{p}{\rho} + gz + \left[\frac{W^2}{2} - \frac{U^2}{2} \right] = \frac{p_{1x}}{\rho} + gz_{1x} + \left[\frac{W_{1x}^2}{2} - \frac{U_{1x}^2}{2} \right] + E_{rM \rightarrow 1x} \quad (\text{II.2.1})$$

La pression statique au point M référencée à la section de la roue devient :

$$\frac{p - p_{1x}}{\rho} = g(z_{1x} - z) + \left[\frac{W_{1x}^2}{2} - \frac{W^2}{2} \right] - \left[\frac{U_{1x}^2}{2} - \frac{U^2}{2} \right] + E_{rM \rightarrow 1x} \quad (\text{II.2.2})$$

On peut adimensionnaliser cette expression à l'aide de l'énergie hydraulique massique $E = gH_I - gH_T$. On fait alors apparaître la notion de facteur ou coefficient de pression c_p qui n'est autre que le quotient d'une pression statique

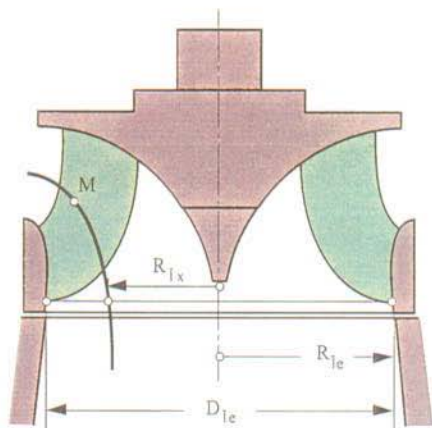


Figure II.2.1: Ligne de courant relative moyenne dans la vue méridienne d'une roue Francis

référéncée par une pression dynamique représentative des grandeurs hydrauliques globales de la machine. En introduisant également l'expression suivante du nombre de Froude dans le cas d'une turbomachine hydraulique :

$$Fr = \sqrt{\frac{E}{2gR_{Ie}}} \quad (\text{II.2.3})$$

L'expression du coefficient de pression c_p devient :

$$c_p = \frac{1}{Fr^2} \frac{z_{Ix} - z}{2R_{Ie}} + \left[\frac{W_{Ix}^2}{2E} - \frac{W^2}{2E} \right] - \left[\frac{U_{Ix}^2}{2E} - \frac{U^2}{2E} \right] + \frac{E_{rM \rightarrow Ix}}{E} \quad (\text{II.2.4})$$

2.2 Le coefficient local de cavitation

Avec les mêmes critères d'adimensionnalisation que pour la pression dans le canal de la roue, on peut définir un coefficient local de cavitation χ_E représentatif du niveau de la pression de vapeur :

$$\chi_E = \frac{p_{Ix} - p_v}{\rho E} \quad (\text{II.2.5})$$

La condition suffisante qui assure aucun développement de cavitation au point M devient :

$$c_p(M) > -\lambda_E \quad (\text{II.2.6})$$

Il faut remarquer que ces deux termes dépendent du choix de la pression statique de référence prise sur une ligne de courant donnée. Pour prédire l'apparition de cavités, il faut donc évaluer tout d'abord le champ de pression statique dans toute la section basse pression de la roue. Cette prédiction doit s'effectuer en fonction de l'altitude d'implantation de celle-ci.

2.3 L'énergie nette à l'aspiration

La définition de l'implantation d'une machine doit être évidemment représentative du développement de cavitation mais aussi précise et facilement accessible à la mesure. La *CEI* a recommandé dans ce but en 1991 l'utilisation de l'énergie nette à l'aspiration d'une turbomachine *NPSE*. L'aspiration est la section basse pression de la turbine et le *NPSE* représente la différence entre l'énergie hydraulique massique de la section d'aspiration gH_I (relative à la cote de référence) et l'énergie massique correspondant à la pression de vapeur (voir figure II.2.2) :

$$NPSE = (gH_I - gz_{ref}) - \frac{p_v}{\rho} \quad (\text{II.2.7})$$

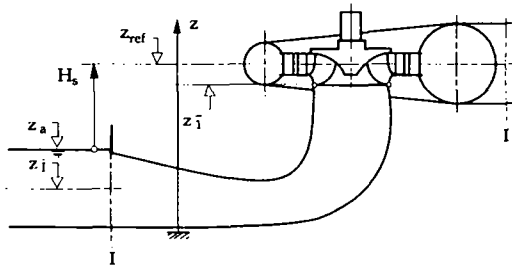


Figure II.2.2: Définition de l'implantation d'une turbomachine hydraulique selon la *CEI*

En substituant dans l'expression du $NPSE$ celle de l'énergie massique de la section d'aspiration et en supposant comme le montre la figure II.2.2 que celle-ci communique avec un bassin de restitution à niveau libre, nous obtenons :

$$NPSE = \frac{p_a}{\rho} + g(z_a - z_{ref}) - \frac{p_v}{\rho} + gH_{r \rightarrow a} \quad (\text{II.2.8})$$

L'énergie cinétique à la sortie est complètement dissipée dans le bassin aval. Cette hypothèse correspond au cas de l'élargissement brusque, c'est-à-dire $gH_{r \rightarrow a} = \frac{1}{2}C_f^2$. En introduisant de plus la hauteur d'implantation de la machine H_s définie comme la différence d'altitude entre celle de référence de la machine et celle du niveau libre du bassin de restitution :

$$H_s = z_{ref} - z_a \quad (\text{II.2.9})$$

L'expression finale de l'énergie nette à l'aspiration devient :

$$NPSE = \frac{p_a}{\rho} - gH_s - \frac{p_v}{\rho} + \frac{1}{2}C_f^2 \quad (\text{II.2.10})$$

2.4 Coefficient de cavitation d'une machine

La CEI définit le coefficient de cavitation d'une machine par l'adimensionnalisation de l'énergie massique nette à l'aspiration par l'énergie massique E de la machine. Ce coefficient est appelé nombre de Thoma σ :

$$\sigma = \frac{NPSE}{E} \quad (\text{II.2.11})$$

Ce coefficient définit donc l'implantation de la machine sur la base de la définition du $NPSE$. Cette grandeur énergétique n'est donc pas représentative d'une pression statique comme l'est le coefficient local de cavitation χ_E . Définir des critères de cavitation en fonction d'une grandeur globale comme le nombre de Thoma σ passe donc par l'établissement d'une relation entre celui-ci et le coefficient de cavitation local.

2.5 Relation entre σ et χ_E

Établir la relation entre le nombre de Thoma et le coefficient de cavitation local référencé à la sortie de la roue revient à appliquer l'intégrale première de

la quantité de mouvement entre la sortie de la roue et la sortie de la turbine sur une ligne de courant moyenne :

$$\frac{p_{1x}}{\rho} + gz_{1x} + \frac{C_{1x}^2}{2} = \frac{p_I}{\rho} + gz_I + \frac{C_I^2}{2} + E_{r_{1x} \rightarrow I} \quad (\text{II.2.12})$$

En substituant l'expression de l'énergie massique à l'aspiration en fonction du $NPSLE$ dans cette dernière équation et en l'adimensionnalisant par l'énergie massique de la machine E , on obtient la relation entre σ et χ_E :

$$\chi_E = \sigma + \frac{1}{Fr^2} \frac{z_{ref} - z_{1x}}{2R_{1e}} - \frac{C_{1x}^2}{2E} + \frac{E_{r_{1x} \rightarrow I}}{E} \quad (\text{II.2.13})$$

La décomposition de la vitesse absolue à la sortie de la roue permet de mettre en évidence l'influence du point de fonctionnement de la machine sur cette relation entre les coefficients de cavitation. En considérant les composantes méridiennes C_m et périphériques C_u de la vitesse absolue et en les exprimant en fonction des coefficients de débit φ_1 et d'énergie ψ_1 ainsi que des grandeurs géométriques cette relation devient après le développement proposé par Franc *et al.* (1995) :

$$\begin{aligned} \chi_E = \sigma &+ \frac{1}{Fr^2} \frac{z_{ref} - z_{1x}}{2R_{1e}} \\ &- \frac{1}{\psi_1} \left[\left(1 + \frac{1}{tg^2 \beta_{1x}} \right) \frac{\eta_q^2 \varphi_1^2}{k_{1x}^2} - \frac{2}{tg \beta_{1x}} \frac{R_{1x}}{R_1} \frac{\eta_q \varphi_1}{k_{1x}} + \frac{R_{1x}^2}{R_1^2} \right] \\ &+ \frac{\psi_{r_{1x} \rightarrow I}}{\psi_1} \end{aligned}$$

où β_{1x} représente l'angle de tôle à la sortie de l'aubage et k_{1x} une constante reliant le débit traversant la machine à la composante méridienne de la vitesse telle que $\eta_q Q = k_{1x} S_1 C_{m1x}$. La mise sous cette forme de cette relation indique clairement la très grande influence du point de fonctionnement de la roue (φ_1, ψ_1) sur le coefficient local de cavitation. On peut néanmoins faire la constatation que l'isobare p_v sur le modèle correspond à la position de celle du prototype si le point de fonctionnement est identique, si la similitude de Froude est respectée et si le nombre de Thoma est conservé.

La relation entre l'implantation et la pression statique dans la roue étant définie, il est donc possible d'en déduire des critères sur les limites d'implantation par rapport au phénomène de cavitation. Un certain nombre d'hypothèses

peuvent être faites à propos des différents paramètres influant sur la distribution de pression en sortie :

- La distribution d'angle à la sortie de la roue est linéaire. Cette hypothèse est réaliste en négligeant la partie centrale où les effets tourbillonnaires sont importants.
- La turbine considérée est à axe vertical et la cote de référence est fixée à $z_{ref} = z_1$, ce qui permet d'éliminer l'influence du nombre de Froude.
- Les pertes volumétriques sont nulles : $\eta_q = 1$.
- L'écoulement est uniforme en sortie : $k_{1x} = k_1 = 1$. Cette hypothèse est vérifiée au point de meilleur rendement.

La relation entre χ_E et σ devient dans ces conditions :

$$\chi_E = \sigma - \frac{\varphi_1^2}{\psi_1} - \frac{R_{1x}^2}{R_1^2} \left[\frac{\varphi_1}{tg\beta_1} - 1 \right]^2 \frac{1}{\psi_1} + \frac{\psi_{r1 \rightarrow l}}{\psi_1} \quad (II.2.14)$$

On peut définir le coefficient $\varphi_0 = tg\beta_1$ comme étant le coefficient de débit relatif à un écoulement sans rotation à la sortie de la roue. Cette valeur est un paramètre caractéristique d'une roue et lorsque cette dernière est bien adaptée aux conditions de fonctionnement de l'ensemble des composants de la machine, cette valeur est voisine du point de meilleur rendement. L'expression II.2.14, appliquée à la ceinture, prend dans ce cas une forme très simple :

$$\chi_E = \sigma - \frac{\varphi_1^2}{\psi_1} - \left[\frac{\varphi_1}{\varphi_0} - 1 \right]^2 \frac{1}{\psi_1} + \frac{\psi_{r1 \rightarrow l}}{\psi_1} \quad (II.2.15)$$

De plus, on peut décrire les pertes énergétiques dans le diffuseur sous la forme d'un terme de pertes par frottement turbulent ainsi que d'un terme de perte d'énergie cinétique. Ces pertes peuvent s'exprimer sous la forme suivante :

$$\frac{\psi_{r1 \rightarrow l}}{\psi_1} = k_{rd} \frac{\varphi_1^2}{\psi_1} + k_{dcm} \left[\frac{\varphi_1}{\varphi_0} - 1 \right]^2 \frac{1}{\psi_1} \quad (II.2.16)$$

Or, dans le cas où le régime considéré est le point de meilleur rendement, on admet $\varphi_1 = \varphi_0$ et l'expression finale du coefficient de cavitation local devient :

$$\chi_E = \sigma - (1 - k_{rd}) \frac{\varphi_0^2}{\psi_1} \quad (II.2.17)$$

La condition qui évite tout développement de cavitation au point de meilleur rendement de la machine se traduit donc finalement par l'inégalité suivante :

$$\sigma > -c_{p,\min} + (1 - k_{rd}) \frac{\varphi_0^2}{\psi_1} \quad (II.2.18)$$

Cette relation représente la condition en terme d'implantation pour que la pression de vapeur ne soit jamais atteinte sur l'aubage. La valeur particulière du nombre de Thoma pour laquelle la pression de vapeur est atteinte au point de pression minimale est appelée σ_v . Nous avons montré lors de l'introduction au phénomène de cavitation à bulles que son apparition survient avec un certain retard dû à la susceptibilité du liquide ainsi qu'aux effets dynamiques. La baisse de performance intervient encore avec un retard supplémentaire nécessaire à l'établissement d'un développement de cavitation suffisamment important. Le dernier critère présenté est donc une assurance de non cavitation mais ne suffit cependant pas à décrire de manière suffisante le comportement cavitant dans la machine en vue d'une optimisation de l'implantation.

L'apparition des premières cavités dans l'écoulement correspond approximativement au point où la pression de susceptibilité est atteinte sur l'aubage. Le nombre de Thoma caractéristique de l'apparition de cavitation est défini par la CEI par l'indice i . Ce nombre de Thoma particulier dépend donc étroitement de la concentration en germes du liquide. En substituant la valeur de la pression de susceptibilité donnée par la relation II.1.11 dans l'expression du coefficient de cavitation local II.2.17, on obtient l'expression suivante du nombre de Thoma d'apparition σ_i :

$$\sigma_i = -c_{p,\min} - \frac{1}{\rho E} \left(\frac{3\kappa - 1}{3\kappa} \right) \frac{2\gamma}{R_{c,\max}} + (1 - k_{rd}) \frac{\varphi_0^2}{\psi_1} \quad (II.2.19)$$

Cette limite d'implantation peut se traduire également par la relation suivante :

$$\sigma_i = \sigma_v - \frac{1}{\rho E} \left(\frac{3\kappa - 1}{3\kappa} \right) \frac{2\gamma}{R_{c,\max}} = \sigma_v - \Delta\sigma_s \quad (II.2.20)$$

où la valeur $\Delta\sigma_s$ représente le retard lié à la susceptibilité du liquide. La prise en compte de ce retard peut donc déjà servir à mieux définir un choix d'implantation. Si l'exploitant impose par exemple un développement de cavitation nul au point de meilleur fonctionnement lors de l'établissement du cahier des charges, la marge de sécurité à prévoir peut être fixée à partir de cette valeur du nombre de Thoma d'apparition.

2.6 Développement de cavitation à bulles dans la roue

2.6.1 Equation de Rayleigh-Plesset adimensionnelle

L'évolution des germes dans un écoulement peut être décrit en résolvant l'équation de Rayleigh-Plesset que nous avons présentée dans le chapitre précédent. Cette équation peut être mise sous une forme adimensionnelle correspondant aux différents critères que nous avons développé quant à l'implantation et au champ de pression statique dans le roue. Les différents paramètres de normalisation sont le rayon R_{1e} , la pression en ce point p_{1e} et l'énergie hydraulique massique de la machine E . La vitesse de référence associée est donc $\sqrt{2E}$. Après mise en forme, l'équation de Rayleigh-Plesset sous sa forme adimensionnelle et dans le cas d'une transformation des gaz adiabatique devient :

$$2r\ddot{r} + 3\dot{r}^2 + \frac{8}{Re} \frac{\dot{r}}{r} + \frac{4}{We^2} \frac{1}{r} - G \frac{1}{r^{3\kappa}} = -\chi_E - c_p(t') \quad (11.2.21)$$

Dans laquelle on peut faire apparaître les nombres caractéristiques suivant :

- Le rayon normalisé :

$$r = \frac{R}{R_{1e}} \quad (11.2.22)$$

- Le temps adimensionnel :

$$t' = \frac{\sqrt{2E}}{R_{1e}} t \quad (11.2.23)$$

- Le nombre de Reynolds :

$$Re = \frac{\sqrt{2E} R_{1e}}{\nu} \quad (11.2.24)$$

- Le nombre de Weber :

$$We = \frac{\sqrt{2E} \cdot \sqrt{R_{1e}}}{\sqrt{\gamma/\rho}} \quad (11.2.25)$$

Le coefficient de cavitation :

$$\chi_E = \frac{p_i - p_v}{\rho E} \quad (11.2.26)$$

Le coefficient de pression :

$$c_p(t') = \frac{p(t') - p_i}{\rho E} \quad (11.2.27)$$

- Nombre relatif au gaz à l'état initial d'équilibre :

$$G = r_0^{3\kappa} \left(\chi_E + \frac{4}{We^2} \frac{1}{r_0} \right) \quad (11.2.28)$$

Cette équation s'applique donc directement au champ de pression adimensionnel d'une roue provenant, par exemple, d'un calcul numérique. La difficulté essentielle d'application de cette équation est d'obtenir l'évolution temporelle du coefficient de pression le long d'une ligne de courant dans la machine. La plupart des codes numériques actuels offrent la possibilité de calculer les lignes de courant et de connaître la répartition de pression sur celle-ci ainsi que les autres grandeurs permettant d'appliquer l'équation de Rayleigh-Plesset.

2.6.2 Etude paramétrique

Gindroz (1991) a montré certaines propriétés à partir de l'étude paramétrique de cette équation normalisée. La première constatation est l'effet direct de l'énergie massique de la machine sur l'activation des germes: Cette influence est plus communément appelée *effet de chute*. Les rayons instables limites des germes sont en effet inversement proportionnels à la chute ou à l'énergie massique de la machine E . L'expression du rayon instable limite R_{0c} peut être déduite des relations d'équilibre entre le point d'instabilité et un état initial 0. En négligeant en outre la surpression engendrée par la tension superficielle par rapport au terme moteur $p_0 - p_v$, cette expression devient :

$$R_{0c} \cong \left[\frac{1 - 3\kappa}{c_{p,min} + \chi_E} \right]^{\frac{3\kappa-1}{3\kappa}} \left[\frac{1}{c_{p,0} + \chi_E} \right]^{\frac{1}{3\kappa}} \frac{2\gamma}{3\kappa\rho E} \quad (11.2.29)$$

où l'on peut en effet constater que le rayon instable limite est tout comme le rayon critique inversement proportionnel à l'énergie massique de référence.

L'effet sur le développement de cavitation à bulle dans la machine est illustré par la figure II.2.3 où l'on compare les distributions de pression d'une roue au même point de fonctionnement sous deux énergies différentes avec une répartition de germes identique.

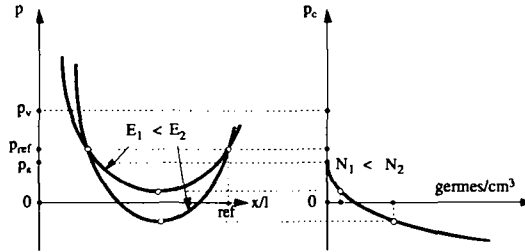


Figure II.2.3: Influence de l'énergie de référence sur le développement de la cavitation à bulles

On constate donc que le développement de cavitation à bulles sur l'aubage dépend étroitement de l'énergie de référence à disposition de la machine. L'augmentation de cette énergie provoque l'activation d'une plus grande quantité de germes qui se répercute sur le rendement. Augmenter la chute peut donc servir à atteindre le régime de saturation en cavitation. Nous verrons dans le chapitre suivant que ceci se fait au détriment de la similitude de Froude et provoque donc un inconvénient majeur du point de vue de la similitude du champ de pression avec le prototype lors d'un essai sur modèle.

L'étude paramétrique de l'équation de Rayleigh-Plesset appliquée au cas de la roue de turbine Francis a permis également de déterminer l'influence de la chute, de la longueur de référence et du terme moteur d'activation $p_v - p_{min}$ sur le rayon maximum des cavités. Ce dernier est en effet proportionnel au terme d'activation et à la longueur de référence mais inversement proportionnel à la racine carrée de la chute ou de l'énergie massique E . Ces considérations sont à la base de la loi de similitude du comportement en cavitation à bulles entre un modèle et un prototype. Une loi dite de saturation peut être tirée de l'étude paramétrique de l'équation de Rayleigh-Plesset en supposant que la saturation est obtenue lors du contact des bulles entre elles. Cette loi est une condition à respecter sur la concentration N de germes actifs pour que la similitude soit réalisée :

$$\frac{N_m}{N_p} = \left[\frac{L_p}{L_m} \right]^3 \left[\frac{E_m}{E_p} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.2.30})$$

Dans le cas particulier où la similitude de Froude est réalisée, l'équation de saturation se réduit à :

$$\frac{N_m}{N_p} = \left[\frac{L_p}{L_m} \right]^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.2.31})$$

Les ordres de grandeur des échelles géométriques et énergétiques sont tels que la conséquence directe de l'établissement de l'équation de saturation est la constatation que le prototype fonctionne toujours en régime de saturation. Les concentrations de germes mesurées sur site sont nettement supérieures à celle calculées et correspondant à l'obtention du régime de saturation sur modèle. Les normes éditées par la *CEI* tiennent compte de ces différents effets dans les recommandations concernant les essais standards de cavitation sur plate-forme d'essai. La description de ces essais standards fait l'objet du chapitre suivant.

Chapitre 3

Les essais de cavitation

3.1 Les essais standards sur plate-forme

3.1.1 Les courbes de cavitation

Les essais standards de cavitation consistent à déterminer l'influence du développement de la cavitation sur les performances hydrauliques de la machine et à évaluer les éventuels risques d'érosion. Ces études sont primordiales dans le but de définir le niveau d'implantation de la machine ou de contrôler que les performances ne sont pas affectées par la cavitation si celui-ci l'est déjà. Ces essais restent à l'heure actuelle la seule garantie pour l'exploitant de déterminer la marge de sécurité qui existe entre l'implantation sur site de la machine et celle qui correspond à un risque d'érosion ou d'altération des performances.

On réalise les essais de cavitation en un certain nombre de points de fonctionnement en suivant l'influence du nombre de Thoma sur le rendement, le débit et la puissance de la machine. Les courbes ainsi obtenues sont appelées courbes de cavitation. L'ensemble de ces essais fait l'objet de recommandations précises de la *CEI* quant aux différents paramètres pouvant influencer sur les mesures. Ces recommandations seront décrites dans un paragraphe ultérieur.

3.1.2 Similitudes et effets d'échelle

Les essais sur modèle réduit nécessitent le respect des similitudes géométrique, cinématique et dynamique entre le modèle et le prototype. Le respect de la similitude géométrique est fondamental pour les essais de cavitation. De minuscules défauts de forme peuvent en effet suffire à modifier considérablement les conditions d'apparition de cavitation. Les dimensions du modèle doivent être suffisantes pour s'assurer d'une bonne similitude entre le modèle

et le prototype. La similitude dynamique est pratiquement impossible à réaliser sur plate-forme d'essai en raison des puissances limitées qui ne permettent pas d'atteindre des nombres de Reynolds équivalents à ceux des machines prototypes.

Dans le cas des essais de cavitation, la similitude de pression, dite similitude de Froude, doit être respectée dans la mesure du possible. Cette condition impose une échelle d'énergie égale à l'échelle des dimensions. Les chutes nécessaires pour obtenir cette condition sont parfois trop basses pour réaliser des essais convenables satisfaisant les normes *CEI* du point de vue du nombre de Reynolds minimal à respecter.

L'influence du non respect de la similitude de Froude sur le champ de pression est démontrée en appliquant la relation II.2.13 entre le nombre de Thoma et le coefficient local de cavitation. En considérant le cas de deux essais menés au même point de fonctionnement et au même nombre de Thoma sous deux chutes différentes, les termes liés au nombre de Froude peuvent être égalés du fait de l'invariance de tous les autres en négligeant l'effet du nombre de Reynolds sur les pertes :

$$\frac{1}{Fr_1^2} \frac{z_{ref} - z_1}{2R_1} = \frac{1}{Fr_2^2} \frac{z_{ref} - z_2}{2R_1} \quad (\text{II.3.1})$$

ce qui nous permet d'écrire :

$$\frac{z_{ref} - z_1}{z_{ref} - z_2} = \frac{E_1}{E_2} \quad (\text{II.3.2})$$

Dans le cas où $E_2 > E_1$, on constate que z_2 est inférieur à z_1 . L'extension des cavités est donc réduite par augmentation de la chute d'essai. Le développement des cavités observées à une chute d'essai supérieure à la chute de Froude sera donc sous-estimé par rapport à celui effectif sur le prototype. On peut remarquer qu'en choisissant une cote de référence la plus proche possible des cavités que l'on désire observer, la différence d'extension de ces cavités avec le comportement prototype sera réduite. Dans le cas de l'observation de la cavitation à bulles apparaissant à la sortie des aubes pour le point de meilleur rendement, on choisit habituellement l'altitude de la section de sortie z_1 comme référence dans la définition du nombre de Thoma. Ce nombre de Thoma est noté σ_1 pour éviter les confusions.

3.2 Les normes *CEI*

3.2.1 Dispositions générales concernant les essais standards de cavitation

La publication n° 41 de la *CEI* fixe un certain nombre de recommandations quant à la réalisation des essais sur modèles. Plus spécifiquement dans le cas des essais standards de cavitation, les normes recommandent spécialement les différents points suivants concernant notre sujet de recherche :

- La teneur en gaz, dissous ou entraîné, de l'eau du stand d'essais doit être mesurée lors de ceux-ci, ceci afin d'assurer une bonne reproductibilité des mesures et de permettre des comparaisons.
- La similitude lors d'un essai de cavitation doit être respectée par le choix d'une énergie hydraulique massique de référence adéquate et/ou par l'injection de germes de cavitation.

Il est impossible de choisir les conditions d'essai de façon à respecter simultanément les différents paramètres de similitude. Il faut donc prendre en compte celle des conditions qui a le plus d'influence sur les résultats. Dans le cas des essais de cavitation, les similitudes à prendre en compte sont donc en priorité celle de Froude ainsi que celle du régime de cavitation en saturation. On doit en outre choisir une cote de référence de cavitation à l'emplacement où se produit la cavitation en cause. Ce dernier point est particulièrement important si l'essai ne peut s'effectuer en similitude de Froude et que la dimension caractéristique de la machine n'est pas négligeable par rapport à la hauteur de chute nette de l'installation. De manière générale, la similitude de Thoma doit être respectée, ce qui signifie évidemment que les niveaux de référence doivent être homologues entre le modèle et le prototype.

3.2.2 Influence de la teneur en germes

Les normes recommandent principalement d'injecter des germes de cavitation en nombre suffisant pour respecter la similitude de saturation. Dans le cas où ceci n'est pas possible, cette condition doit être réalisée en augmentant la chute d'essai au détriment de la similitude de Froude. Le développement de la cavitation en saturation est donc considéré comme prépondérant pour la définition exacte de la marge de sécurité par rapport à une baisse de performance.

Du point de vue du contrôle de la qualité de l'eau durant les essais, il est très intéressant de noter que les normes *CEI* ne définissent pas de valeurs limites

quant à la teneur en germes et en gaz dissous. Le phénomène de saturation de la baisse de performance permet néanmoins de la caractériser tout à fait correctement en injectant suffisamment de germes. Cette injection est pratiquée actuellement d'après l'expérience acquise par les utilisateurs de plate-forme d'essai.

3.2.3 Valeurs remarquables du nombre de Thoma

On peut repérer sur les courbes de cavitation les valeurs remarquables de l'implantation d'une machine en les affectant d'un indice particulier. Autant la valeur du nombre de Thoma σ que celle du *NPSE* peut être ainsi précisée. Ces différentes valeurs sont déterminées d'après la courbe de rendement $\eta - \sigma$ et sont illustrées par un exemple sur la figure II.3.1. La *CEI* définit en particulier les valeurs suivantes :

- σ_0 : Plus petite valeur du nombre de Thoma pour laquelle une grandeur de fonctionnement (généralement le rendement) reste inchangée comparée à sa valeur à nombre de Thoma élevé.
- σ_1 : Valeur du nombre de Thoma pour laquelle on observe une chute de rendement de un pour-cent par rapport au rendement à σ_0 .
- σ_s : Valeur du nombre de Thoma associée à l'apparition d'une cavitation visible à la roue, habituellement repérée par l'observation.
- σ_{pl} : Valeur du nombre de Thoma dans les conditions de fonctionnement du prototype.

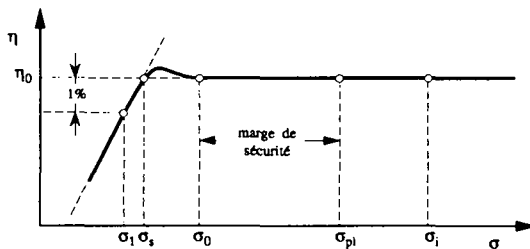


Figure II.3.1: Valeurs remarquables du nombre de Thoma

On définit encore une valeur particulière utilisée très souvent dans la pratique : le nombre de Thoma standard σ_s . Celui-ci est défini par l'intersection entre la valeur du rendement à haut σ et la droite définissant la chute de

performance. Cette valeur de σ_s est parfois plus facile à définir que les autres dans le cas de courbes de rendement de formes très particulières. Nous avons défini également dans le chapitre précédent le nombre de Thoma "vapeur" σ_v qui fixe la limite d'implantation pour laquelle la pression minimum dans la roue a atteint la pression de vapeur. Cette valeur particulière ne peut pas être déterminée par mesure ; elle est plus grande de la valeur de σ_s d'un écart relatif au retard statique de la cavitation.

Chapitre 4

Résumé

4.1 Apparition de la cavitation à bulles

Nous avons décrit dans cette partie les mécanismes de formation des bulles de cavitation. Ce développement est étroitement lié à la présence d'inclusions gazeuses présentes dans les liquides. Celles-ci, nommées germes, sont instables et adoptent un comportement explosif dans certaines conditions de pression extérieure. On associe le développement de la cavitation à bulles séparées à ces explosions. Les germes instables sont donc appelés *germes actifs* et leur quantité ainsi que leur taille vont directement être responsable de l'intensité du développement de la cavitation à bulles et de son effet sur les performances de la machine. L'activation des germes dans une roue est définie par l'écart entre la pression minimum régnant sur l'aubage et la pression de vapeur. Au point de meilleur rendement, cette pression minimum se trouve en général près de la sortie de l'aubage et les bulles se développent donc à partir de cette zone. L'amplitude du développement de cavitation dépend donc principalement de l'implantation de la machine par rapport à une susceptibilité du liquide définie en fonction de sa teneur en germes.

4.2 Hypothèses de travail

Le comportement cavitant sur les roues prototypes est dit saturé. Cela signifie que le nombre ainsi que la taille des bulles activées sont tels que le contact entre elles est atteint et que le comportement global cavitant peut être assimilé à celui existant en présence d'une poche. La pression agissant sur l'aubage dans un tel cas est supposée être égale à la valeur de la pression de vapeur. L'existence de ce seuil permet d'expliquer qualitativement la saturation de la baisse de rendement observée lors des essais standards de cavitation. Ce ré-

gime particulier de cavitation en saturation se doit donc d'être respecté durant les essais standards de cavitation sur modèle pour garantir un fonctionnement en similitude avec le prototype. Cette hypothèse de limitation du champ de pression par la valeur de la pression de vapeur se doit d'être vérifiée expérimentalement. Cette démarche ainsi que la caractérisation générale du champ de pression en présence de bulles de cavitation en développement saturé ou partiel fait l'objet de la partie suivante. Elle présente la partie expérimentale de nos recherches appliquée au cas d'un modèle de roue Francis et d'un profil bidimensionnel testé en tunnel de cavitation.

Troisième partie
Etude expérimentale

Introduction

On a évoqué lors de la revue bibliographique de la partie précédente les nombreuses études expérimentales et numériques dont la cavitation à bulles séparées a fait l'objet. Les recherches ayant pour but de caractériser l'effet de la cavitation à bulles sur les performances d'une machine se sont principalement limitées à des études des différents paramètres influant l'intensité de la modification de celles-ci. Les mécanismes physiques entraînant la baisse de rendement d'une turbine hydraulique s'expliquent à l'heure actuelle par une limitation de la dépression à l'extrados des aubes par la valeur de la pression de vapeur p_v . Ce type de raisonnement s'applique très bien au cas de la cavitation à poche ainsi qu'à la cavitation à bulles dans le cas de régimes très saturés. Malheureusement, dans l'optique de déterminer le début de la chute de performance, il est évident que l'on doit s'intéresser à des régimes de cavitation à bulles hors saturation pour lesquels il est clair que la pression exercée sur les aubes n'est plus égale à p_v mais va dépendre de nombreux paramètres comme la distance de la bulle à la paroi, la taille et la forme de la bulle, les conditions hydrodynamiques ou encore la concentration de germes actifs, c'est-à-dire de germes subissant une évolution explosive.

L'objectif de cette partie est de décrire un certain nombre d'études expérimentales et numériques ayant eu pour but de caractériser l'effet du passage de bulles de cavitation à proximité d'un aube sur la pression exercée sur celui-ci. Les études expérimentales ont eu lieu sur les installations de mesure du *LMH* que sont les plates-formes universelles d'essai de turbomachines hydrauliques ainsi que le tunnel de cavitation à grande vitesse. Ces installations seront décrites au début de cette partie. L'instrumentation spécifique ainsi que les moyens de calculs seront décrits dans chacun des chapitres qui suivent et qui traitent des différents axes de recherche abordés. Ces différents axes sont tout d'abord les mesures des baisses de performance à proprement parlé que ce soit sur une turbine ou sur un profil bidimensionnel. Plusieurs études expérimentales sont décrites ensuite et traitent de la mesure du champ de pression instationnaire sur un aube en présence de bulles de cavitation dans

lesquelles différents procédés de visualisation ont été utilisés. C'est finalement les recherches menées dans le but de caractériser la déformation des bulles de cavitation sur un aubage et une synthèse de ces études phénoménologiques qui vont clore cette partie.

Chapitre 1

Les outils de recherche

1.1 Les plates-formes d'essai de turbomachines hydrauliques

1.1.1 Généralités

On a vu dans la première partie l'importance fondamentale des essais de réception de turbomachines hydrauliques. Cette nécessité a donc naturellement occasionné le développement d'installations capables de mesurer l'ensemble des caractéristiques et grandeurs relatives au fonctionnement des turbomachines hydrauliques comme l'ont décrit Avellan (1993), Henry (1985), Henry et Mombelli (1993). Parmi tous les aspects de l'exploitation d'une machine, le développement de la cavitation est, on l'a vu, un phénomène très important en ce qui concerne la dégradation possible du rendement et le risque d'érosion. Les essais standards de cavitation permettent, par opposition aux essais sur site, de faire varier dans une large mesure le niveau libre du bassin de restitution et donc d'explorer des situations cavitantes en marge des conditions prototypes. La *CEI* exige certaines conditions du point de vue des caractéristiques de ces plates-formes pour les essais contractuels. Ces conditions impliquent un certain degré de précision des différents instruments de mesure des principales grandeurs. Ces grandeurs servant à déterminer les caractéristiques hydrauliques de la machine sont le débit-volume Q , l'énergie hydraulique massique E , le couple T_m et la vitesse de rotation angulaire de la machine ω . Le rendement hydraulique de la machine est défini, rappelons le dans le cas d'une turbine, par :

$$\eta_h = \frac{\omega T_m}{\rho Q E} \quad (\text{III.1.1})$$

La procédure standard d'un essai de cavitation repose sur l'établissement des courbes de cavitation qui sont l'évolution du rendement hydraulique η_h en fonction du nombre de Thoma σ . On procède systématiquement à des observations du développement éventuel de cavités. Ces mesures sont effectuées aux points de fonctionnement contractuels dans le cas d'essais de réception et à des points de fonctionnement typiquement intéressants du point de vue de la cavitation à bulles. Ces essais nécessitent le contrôle de la qualité de l'eau en termes de germes de cavitation durant les mesures. Le système de contrôle de la nucléation de l'eau des stands d'essai sera décrit ultérieurement dans ce chapitre. Ces installations représentent des systèmes de mesure complexes, nous nous bornerons dans ce descriptif à décrire les différentes fonctionnalités permettant la mesure des courbes de cavitation.

1.1.2 Les plates-formes PF1 et PF2

Ces deux plates-formes d'essai en parallèle sont représentées sur la figure III.1.1. Ce sont les installations d'essais de réception du Laboratoire de Machines Hydrauliques de l'EPFL. Elles ont été conçues pour tous les types de machines hydrauliques à réaction. Leurs performances sont largement décrites par Mombelli (1995).

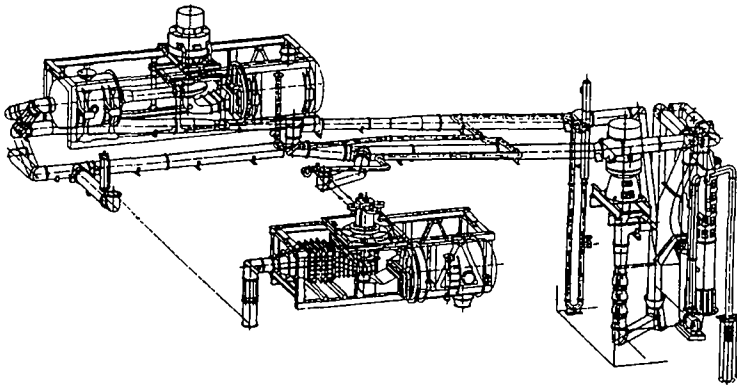


Figure III.1.1: Installations d'essai de modèles réduits de turbomachines du LMH

L'installation a une puissance de pompage maximale de 900 kW fournissant une énergie hydraulique massique de 1000 J/kg et un débit maximal de 1,4 m³/s. La puissance maximale des dynamomètres est de 320 kW à 1500 et 2500 t/min, respectivement pour les plates-formes PF1 et PF2. La simulation de

la variation du niveau aval pour l'établissement des courbes de cavitation est réalisée par le réglage de la pression dans le chaudron aval en modulant manuellement le débit d'aspiration d'une pompe à vide au moyen d'une vanne de fuite. Les deux plates-formes sont alimentées par le même groupe de pompage et ne peuvent pas fonctionner en même temps. Avant chaque campagne d'essai, on procède à l'étalonnage des différents capteurs et la précision de mesure que l'on peut attendre pour chacune des grandeurs principales est reportée sur le tableau III.1.1.

Grandeur	Précision de mesure [%]
E (haute chute)	$< \pm 0,07$
E (basse chute)	$< \pm 0,15$
$0,05 \leq Q \leq 0,20 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$< \pm 0,14$
$0,20 \leq Q \leq 1,40 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$	$< \pm 0,12$
T_m (axe vertical)	$< \pm 0,08$
T_m (axe horizontal)	$< \pm 0,15$
ω	$< \pm 0,01$

Tableau III.1.1: Erreurs systématiques sur les grandeurs principales mesurées sur les plates-formes $PF1$ et $PF2$ du LMH

Une estimation de l'erreur globale de mesure du rendement peut donc être effectuée sur la base de l'erreur systématique e_{η_s} et de l'erreur aléatoire e_{η_r} . L'erreur systématique globale est donnée par la moyenne quadratique des erreurs qui peut être écrite selon :

$$e_{\eta_s} = \pm \sqrt{(\Delta E/E)^2 + (\Delta Q/Q)^2 + (\Delta T_m/T_m)^2 + (\Delta \omega/\omega)^2} \quad (\text{III.1.2})$$

Les erreurs aléatoires doivent être limitées conformément aux normes CEI . En moyennant les mesures sur un temps d'acquisition de 20 à 40 secondes selon la stabilité du point de fonctionnement, on arrive à une valeur de e_{η_r} inférieure à la valeur maximale recommandée de 0.1%. On détermine donc finalement l'erreur totale maximale de mesure du rendement d'une turbine Francis à axe vertical au moyen de la moyenne quadratique des deux types d'erreurs.

$$e_{\eta} = \pm \sqrt{e_{\eta_s}^2 + e_{\eta_r}^2} \quad (\text{III.1.3})$$

Cette valeur qui est de 0,19% représente la précision de mesure de la plate-forme dans les conditions typiques des chutes de rendement que l'on tente de

caractériser. La connaissance de cette valeur est très importante du fait de l'ordre de grandeur des baisses de performances provoquées par la cavitation à bulles qui est seulement de quelques pour-cent.

Une autre mesure essentielle dans le cas des essais de cavitation est celle du nombre de Thoma. La solution utilisée est un capteur différentiel de pression dont le côté haute pression est relié à une colonne d'eau dont la surface libre coïncide avec le niveau de référence de la machine tandis que le côté basse pression est relié à la section d'aspiration. Si l'on nomme cette différence de pression Δp_σ , l'expression du nombre de Thoma référencé à la sortie de la roue σ_{1e} devient :

$$\sigma_{1e} = \frac{p_a - p_v - \Delta p_\sigma}{\rho E} + \frac{C_f^2}{2E} \quad (\text{III.1.4})$$

Compte tenu de la précision avec laquelle chacune des grandeurs nécessaires au calcul de σ_{1e} est mesurée, on détermine de la même manière que pour le rendement une erreur globale maximale e_σ de 0,05%. L'acquisition de l'ensemble de toutes ces grandeurs est réalisée au moyen d'une centrale d'acquisition effectuant l'amplification et la conversion tension-fréquence de tous les signaux provenant des capteurs. La communication entre cette centrale et un PC gérant l'ensemble de la chaîne s'effectue grâce à une liaison parallèle.

L'observation du développement de cavitation en particulier à la sortie de l'aubage nécessite en général la réalisation d'un cône du diffuseur en Plexiglas comme le montre la figure III.1.2. L'accès pour placer des caméras ou appareils photographiques ainsi que l'éclairage adéquat dépend de la construction du modèle réduit mais permet en général des prises de vues de bonne qualité. Un éclairage stroboscopique permet la caractérisation du développement de cavitation sur n'importe quelle aube en synchronisant l'éclairage avec la rotation de la roue.

1.1.3 La plate-forme de recherche PF3

Cette installation d'essai est plus spécifiquement destinée aux essais de recherche menés par le laboratoire. La régulation de la vitesse du modèle est assurée par un moteur/générateur à courant continu de 300 kW. Deux pompes *Sulzer*® *SM 402-570* assurent l'alimentation du modèle et délivrent chacune 0,55 m³/s sous 365 J/kg à 990 t/min. Elles sont entraînées à vitesse variable par des moteurs à courant continu de 300 kW. Un système de trois vannes papillon permet de raccorder les pompes en série, en parallèle ou encore d'isoler une des

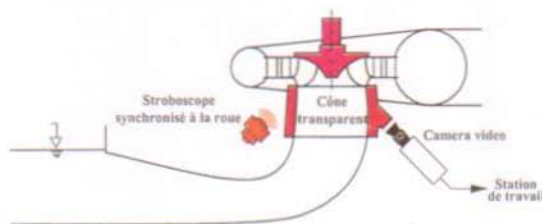


Figure III.1.2: Montage d'un système de visualisation du développement de cavitation à la sortie d'un modèle réduit

pompes, selon les performances hydrauliques désirées. Le couple et la vitesse de rotation du modèle sont mesurés par un couplemètre-tachymètre combiné *HBM*®. La mesure du débit est, elle, assurée par deux débitmètres en série. Le premier est de type électromagnétique de marque *Kent*® et le second est un débitmètre ultrasonique *Parametrics*®. Les pressions différentielles donnant la chute et la valeur de Δp_σ sont acquises grâce à des capteurs inductifs à membrane *Keller*®. Les erreurs systématiques de mesures sont du même ordre de grandeur que pour les plates-formes *PF1* et *PF2* à l'exception de la mesure du débit pour laquelle on doit s'attendre à une valeur de e_Q de 0,5% puisque les étalonnages au moyen du bassin volumétrique sont beaucoup plus rares du fait de l'obligation de déplacer les appareils. L'erreur globale e_η faite sur le rendement, déterminée selon les mêmes critères que sur les autres plates-formes, vaut donc 0,52%.

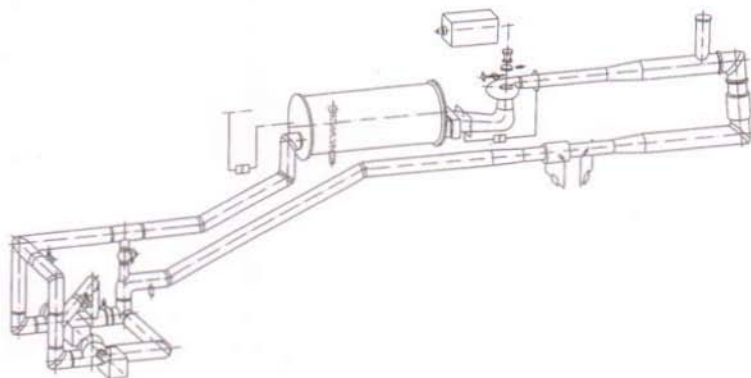


Figure III.1.3: Vue générale schématisée de la plate-forme 3

La centrale d'acquisition *HBM*® recueille les signaux des capteurs des grandeurs principales et les digitalise sur 16 bits simultanément. Une station *UNIX* gère l'ensemble des programmes de mesure et de commande de la plate-forme par liaison *GP-IB* avec la centrale d'acquisition ainsi qu'une liaison *RS232* avec un automate programmable *Siemens*®. Cette liaison avec l'automate ainsi que l'architecture de commande de la plate-forme offrent la possibilité de piloter l'installation depuis la station *UNIX* et même dans une certaine mesure d'automatiser des acquisitions comme par exemple la mesure d'une colline de rendement.

1.2 Le tunnel de cavitation

1.2.1 Caractéristiques principales

Le tunnel de cavitation du *LMH* a été inauguré en 1984. Cette installation en boucle fermée est conçue pour permettre l'étude d'écoulements cavitants sur des géométries simples. L'étude de ces écoulements dans des modèles de turbomachines est en effet ardue du fait de leur géométrie complexe tridimensionnelle ainsi que par leur confinement. Le tunnel de cavitation permet donc d'atteindre des conditions hydrodynamiques équivalentes à celles typiquement rencontrées dans les modèles réduits de turbomachines hydrauliques en présentant un avantage du point de vue de l'accessibilité de la mesure et de l'observation des phénomènes. Ce tunnel est largement décrit par Avellan *et al.* (1987) et la figure III.1.4 représente une vue de l'installation.

Les caractéristiques de cette installation ont été définies avec certaines contraintes. Il va de soi que les vitesses atteintes doivent correspondre aux conditions industrielles tout en satisfaisant les conditions expérimentales. Les critères principaux de construction du tunnel de cavitation ont été un nombre de Reynolds Re élevé, une bonne accessibilité à l'écoulement, des conditions expérimentales stables, un contrôle continu des paramètres expérimentaux et évidemment des considérations financières du point de vue de la taille de l'installation et de la puissance installée. La veine d'essai est de section intérieure carrée de 150 mm de côté et de 750 mm de longueur. La corde typique des profils qui peuvent être montés dans la veine est de 100 mm. Cette dimension est assez proche de la corde moyenne d'une aube d'un modèle de turbomachine testée sur un des stands universels décrits dans les paragraphes précédents. La pompe de circulation du tunnel ainsi que le moteur de 500 kW qui lui est accouplé permettent d'atteindre une vitesse maximale dans la veine de 50 m/s, ce qui correspond à un nombre de Reynolds maximum de $5 \cdot 10^6$. La contre-

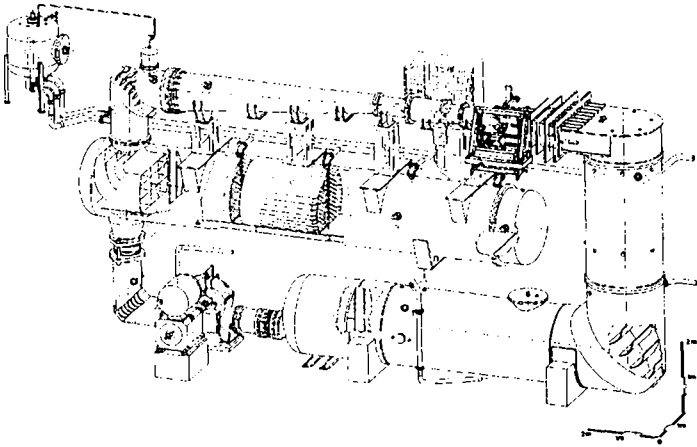


Figure III.1.4: Vue générale du tunnel de cavitation à grande vitesse du LMH

pression nécessaire dans la veine à la vitesse maximale nécessite une source d'air comprimé de 18 bar.

La bonne accessibilité à l'écoulement est assurée par trois hublots en Plexiglas dont la qualité optique est améliorée par le collage de fines plaques de verre traité antireflet. L'homogénéité de l'écoulement dans la veine d'essai est assurée par un très fort rapport de contraction du convergent. Sa stabilité est en outre améliorée par une section en nid d'abeille d'une épaisseur de 60 mm placée à l'amont du convergent. Le temps de transit d'une bulle pour effectuer un tour complet de l'installation est de 100 secondes au plus grand débit, ce qui permet de résorber les micro-bulles. Un débulleur a pour fonction d'éliminer les bulles de plus gros diamètres en les capturant et en les faisant transiter jusqu'à un niveau libre par gravité. La température de l'eau d'essai est maintenue constante au moyen d'une connexion avec un échangeur relié à un système frigorifique chargé également du refroidissement des plates-formes d'essai.

Les pressions à l'entrée et à la sortie du convergent respectivement notées p_1 et p_2 sont mesurées grâce à deux capteurs à quartz de haute précision *DigiQuartz* tenant compte de l'influence de la température. Cette mesure permet le calcul de l'ensemble des conditions hydrodynamiques à l'intérieur de la veine d'essai. La vitesse moyenne à l'entrée de la veine est calculée selon l'équation de Bernoulli :

$$C_{ref} = \frac{2\xi}{\rho(T)} \sqrt{p_1 - p_2} \quad (\text{III.1.5})$$

où ξ représente un coefficient global de pertes de charge dans le convergent. Ce coefficient est déterminé expérimentalement en mesurant le profil de vitesse à l'entrée de la veine par anémométrie laser-Doppler. Le calcul du coefficient de cavitation est également possible, la pression de référence coïncidant avec la pression en sortie du convergent. La pression de vapeur p_v est calculée en fonction de la température mesurée.

$$\sigma = \frac{p_2 - p_v(T)}{\frac{1}{2}\rho(T)C_{ref}^2} \quad (\text{III.1.6})$$

La régulation de ces paramètres est réalisée au moyen de deux régulateurs indépendants, le premier pour la vitesse et le second pour la pression, dont les consignes et grandeurs à régler sont envoyées par un automate programmable *Allen Bradley*[®] chargé de recueillir l'ensemble des mesures et des consignes de commandes provenant de l'interface utilisateur qui est, soit un panneau de commande conventionnel, soit un programme tournant sous *UNIX* sur une station de travail. Les programmes d'acquisition ont donc la particularité de pouvoir également piloter l'installation tout comme la plate-forme de recherche *PF3*. L'architecture de contrôle du tunnel est décrit dans la figure III.1.5.

1.2.2 Instrumentation

La balance hydrodynamique à 5 composantes

Pour mesurer les efforts auxquels le profil est soumis, une balance hydrodynamique à 5 composantes, d'une très grande sensibilité, est utilisée. Les caractéristiques principales de cette balance sont une portance maximale de 10^4 N et un couple maximal sur l'axe de rotation de 250 Nm. Le profil est monté sur une section en I, montée en porte-à-faux sur le cylindre du support tournant de la veine d'essai du tunnel de cavitation, voir figure III.1.6. Pour éviter toute perturbation de l'écoulement, la continuité de la paroi de la veine est assurée par un couvercle fixé à la veine, muni d'une ouverture de la forme du profil avec un faible jeu correspondant à la déformation maximale de la balance en charge. La balance, étanchée par un corps souple, est entièrement immergée dans l'eau pour éviter la présence de joints qui influenceraient le comportement dynamique. Les déformations de la structure en I de la balance

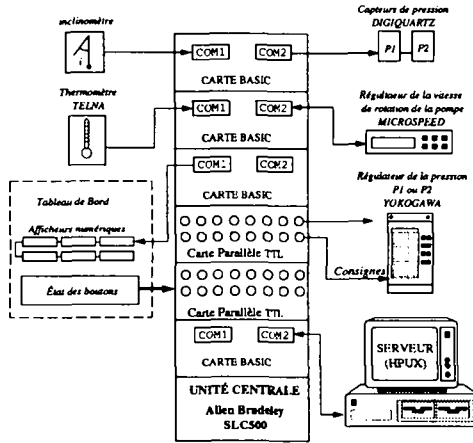


Figure III.1.5: Architecture du système d'acquisition et de contrôle des paramètres de fonctionnement du tunnel de cavitation

sont mesurées par 5 ponts complets de jauges de contrainte collées sur ce profil en I. Les mesures sont ensuite traitées par un amplificateur programmable, d'une précision de $2,5 \cdot 10^{-3}\%$ de pleine échelle, qui mesure séquentiellement les 5 ponts et transmet la mesure à une station de travail *UNIX* par une interface *GP-IB*.

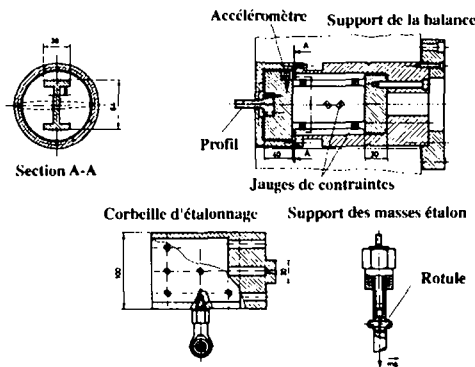


Figure III.1.6: Balance hydrodynamique à 5 composantes et dispositif d'étalonnage

La balance possède son propre système d'axes qui ne correspond pas au système d'axes conventionnellement appliqué sur un profil. Les efforts mesurés par la balance sont corrigés par le programme d'acquisition de manière à les exprimer dans le système conventionnel. Dans ce système, un profil fixé à une incidence positive se caractérise par une traînée positive et une portance positive. On peut définir un vecteur des efforts à 5 composantes (Seule la composante F_y est abandonnée, compression pure de la poutre en I), et établir une relation vectorielle entre ce vecteur et un vecteur composés des cinq tensions d'équilibrage des ponts de jauge en faisant intervenir une matrice carrée 5x5 de transformation.

$$\vec{F} = M\vec{U} \quad (\text{III.1.7})$$

Cette matrice est obtenue par étalonnage de manière classique. On suspend des masses standards de précision étalonnées par le Bureau des Poids et Mesures sous une corbeille d'étalonnage par l'intermédiaire d'un support monté sur rotule qui garantit une position verticale exacte. La corbeille d'étalonnage est percée d'une série de positions de références où l'on fixe les masses désirées. On mesure donc un ensemble de couples sur la balance. L'étalonnage est effectué avec la balance installée sur le tunnel de cavitation, dans sa configuration de mesure. A partir de la relation III.1.7, on peut déduire la relation suivante exprimant la matrice d'étalonnage en fonction des vecteurs forces et tensions :

$$M = \vec{F}\vec{U}^t(\vec{U}\vec{U}^t)^{-1} \quad (\text{III.1.8})$$

La précision de l'étalonnage permet de garantir +/- 1,5 N pour la portance, +/- 0,5 N pour la traînée et +/- 0,15 Nm pour le moment principal. Toutefois, la balance hydrodynamique est également sensible à la température et à la pression au niveau de la veine puisqu'elle baigne dans l'eau du tunnel. De plus, l'effort mesuré tient également compte du poids propre du profil dont l'effet va varier du fait de la modification de l'angle d'incidence. Il est donc nécessaire de corriger les efforts mesurés en fonction de ces trois paramètres acquis simultanément par le programme d'acquisition. En supposant que les variations des efforts dues à ces trois effets sont linéaires, nous pouvons corriger la mesure après une prise de référence lors de la tare de la balance selon :

$$\vec{F}_{corr} = \vec{F} + \frac{\partial \vec{F}}{\partial \alpha}(\alpha - \alpha_{tare}) + \frac{\partial \vec{F}}{\partial p}(p - p_{tare}) + \frac{\partial \vec{F}}{\partial T}(T - T_{tare}) \quad (\text{III.1.9})$$

Système de prise de vues vidéo

Le tunnel de cavitation est équipé de manière permanente d'un système d'observation vidéo. Une caméra est fixée au dessus de la veine et envoie un signal vidéo à un boîtier distributeur. Ce dernier est connecté directement au moniteur de contrôle du panneau de commande et à la station de travail *UNIX SILICON GRAPHICS*®. L'éclairage se fait de manière stroboscopique et synchronisée. Les flashes sont en effet déclenchés au moyen d'un signal provenant de la caméra. La synchronisation s'effectue à des multiples de 25 Hz. Un schéma descriptif de l'installation du circuit vidéo complet est illustré en Figure III.1.7. La station *UNIX* est capable de mettre en mémoire les différentes images provenant de la caméra et de les transformer en un format conventionnel d'images numériques (JPEG, PICT, GIF, RGB).

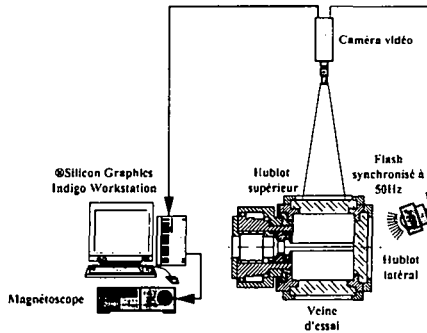


Figure III.1.7: Système de contrôle vidéo du tunnel de cavitation

1.3 Le système de contrôle de la nucléation

1.3.1 Le système d'injection de germes de cavitation

Le système de génération de germes de cavitation est composé de deux sous-ensembles; d'une part un dispositif de production d'eau saturée en air à une pression contrôlée et, d'autre part, de générateurs de micro-bulles par détente rapide de cette eau saturée. L'implantation de l'ensemble d'injection de micro-bulles dans un circuit d'essai est schématiquement représenté par la figure III.1.8.

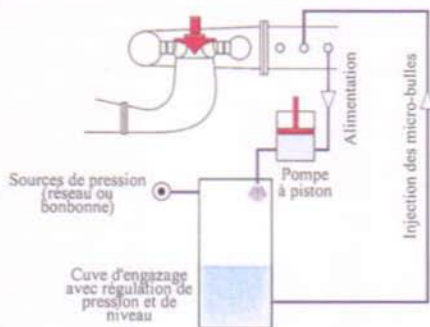


Figure III.1.8: Schéma d'installation du système d'injection de germes de cavitation sur un modèle réduit

La production d'eau saturée en air dans une gamme de pression de 10 bar à 30 bar est assurée en générant un aérosol dans un réservoir de 80 l de volume total. L'injection à haute pression de l'eau du circuit d'essai par l'intermédiaire d'une pompe à pistons dans une buse permet de produire cet aérosol à 0,5 m environ au dessus du niveau libre. En régime permanent, le volume en réserve d'eau représente ainsi la moitié du volume du réservoir. Un automatisme asservit la pompe d'injection afin de maintenir constant le niveau libre de volume d'eau saturée. La pression dans le réservoir est maintenue constante grâce à un régulateur relié à une source de pression externe. Une vanne de détente ultra-rapide garantit la sécurité de l'ensemble.

Les germes de cavitation sont créés par une détente rapide de l'eau saturée dans une série d'injecteurs de construction modulaire. Un module d'injection est composé de deux disques circulaires en acier inoxydable d'un diamètre de 50 mm. L'eau saturée arrive par le centre du disque d'alimentation comme le montre la figure III.1.9. Sur les faces latérales de ce même disque, une rainure radiale d'une profondeur de 0,1 mm est usinée afin de permettre le passage de l'écoulement. L'autre disque, plein et rectifié, est assemblé avec le disque d'alimentation pour former un passage à section constante débouchant à la périphérie dans l'environnement d'essai. La détente de l'eau s'effectue à la sortie du perçage dans la rainure, les germes sont donc activés lors du passage entre les deux disques. La forme et les dimensions de ce passage ont été déterminées afin de produire le plus grand nombre de germes possibles tout en évitant les phénomènes de coalescence. Brand et Avellan (1992) et Gindroz (1991) ont décrit les différentes phases de développement de ce système. La

structure modulaire permet, en empilant un plus ou moins grand nombre de disques, d'adapter le débit de l'injection aux conditions d'essai. Le système permet un débit maximal de 1200 l/h pour 16 injecteurs et une injection dans les conduites sous pression jusqu'à 16 bar. En pratique, on assure la saturation en germes de cavitation avec 4 ou 6 injecteurs sur les plates-formes d'essai.

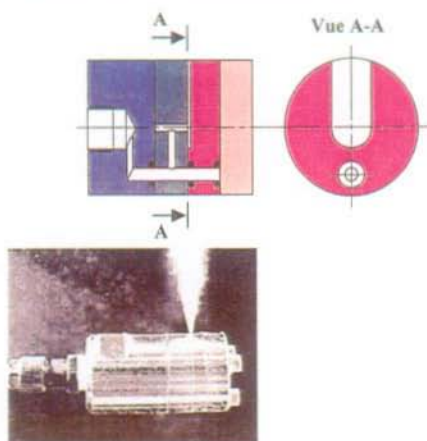


Figure III.1.9: Schéma d'un module d'injection de germes de cavitation

1.3.2 Le compteur de germes de cavitation

Le principe de fonctionnement du compteur de germes repose sur la détection par un capteur accélérométrique de l'explosion des micro-bulles de gaz soumises à une pression inférieure à leur pression critique. Un schéma de l'installation du système de comptage de germes sur un modèle réduit de turbine est décrit par la figure III.1.10. Un prélèvement continu de l'eau du circuit d'essai est réalisé à l'entrée de la machine à essayer. L'écoulement est accéléré dans un tube de Venturi à corps central. La pression minimum est atteinte au col, ce qui correspond à un rayon minimum des micro-bulles qui explosent dans le Venturi. A ce rayon minimum appelé Rayon critique R_c , correspond un rayon d'équilibre R_0 de la bulle dans le circuit d'essai. Ces différents rayons sont déterminés en appliquant les équations d'équilibre de Rayleigh décrites dans la partie précédente. On peut donc estimer la fonction de répartition statistique des rayons de la population de micro-bulles de gaz présentes dans l'eau d'essai en modulant la vitesse au col du Venturi.

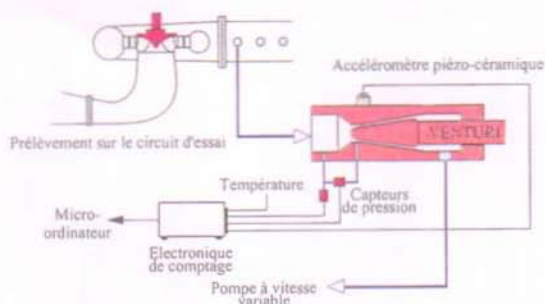


Figure III.1.10: Schéma d'installation du système de comptage de germes de cavitation sur un modèle réduit.

La détection de l'explosion des bulles est assurée par un capteur piézo-céramique placé sur la paroi extérieure du tube de Venturi dans la section correspondante au col. Le traitement du signal provenant du capteur est effectué de manière analogique par un circuit électronique spécialement développé pour cette application. Simultanément au comptage d'explosions, il est procédé à l'acquisition des valeurs du débit, de la pression absolue et de la température permettant de calculer le nombre de bulles dont la pression critique est inférieure à celle régnant au col. La position axiale du corps central du Venturi est mobile afin d'adapter l'ouverture du col et les débits de prélèvement à des essais à haute ou à basse chute. Pour une ouverture fixée, on détermine alors la distribution de germes en variant le débit de prélèvement par l'intermédiaire de la vitesse de rotation de la pompe de soutirage. Un dessin en coupe plus précis représente le compteur de germes utilisé sur nos plates-formes d'essai. Il est illustré dans la figure III.1.11.

Un emplacement pour le montage d'un tube capillaire relié à une source de pression est prévu dans le but d'étalonner la pression au col. En effet la géométrie du Venturi ne permet pas une détermination exacte de la perte de charge pour arriver à calculer de manière simple la dépression au col. La solution envisagée est la génération de bulles d'air de diamètres calibrés au moyen d'un tube capillaire et de régler la pression au moyen de la pompe de soutirage jusqu'à l'explosion de ces bulles d'air. La pression au col à ce moment est donc la pression critique du germe considéré. On détermine la taille d'une bulle d'air à la sortie d'un tube capillaire dans un milieu de pression p_0 en admettant que la bulle se détache à partir du moment où la force d'Archimède compense l'effet de capillarité et l'inertie de la bulle. En considérant l'air comme un gaz

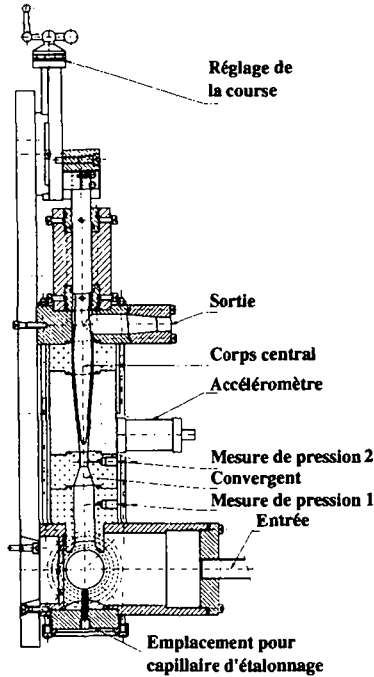


Figure III.1.11: Vue en coupe du compteur de germes NNC du LMH

parfait, la taille de la bulle se détachant d'un capillaire de diamètre d_c vaut :

$$R = \frac{1}{2} \sqrt[3]{\frac{G d_c \gamma}{g(\rho - \frac{p_0}{\mathcal{R}T_0})}} \quad (\text{III.1.10})$$

L'évolution du rayon de la bulle générée en fonction du diamètre du tube capillaire pour plusieurs pressions dans le compteur est reportée en figure III.1.12.

Les relations d'équilibre du germe permettent d'associer le rayon critique ainsi que la pression critique de la bulle ainsi générée. En considérant une transformation adiabatique ($\kappa = 1,4$), ces grandeurs sont données par les deux relations suivantes :

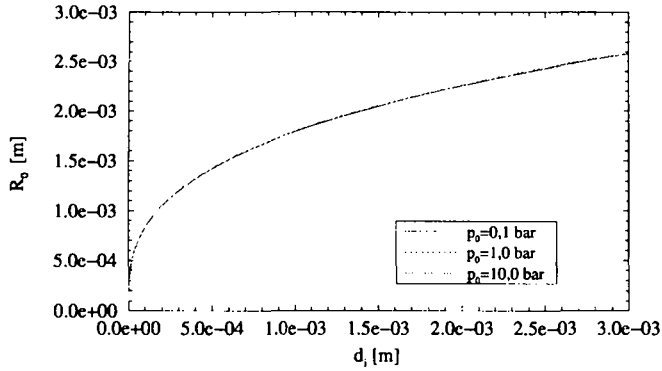


Figure III.1.12: Rayon d'une bulle générée par un tube capillaire en fonction du diamètre de celui-ci. La pression p_0 est celle du milieu d'injection

$$R_c = \left[\frac{3\kappa}{2\gamma} R_0^{3\kappa} \left(p_0 - p_v + \frac{2\gamma}{R_0} \right) \right]^{\frac{1}{3\kappa-1}} \quad (\text{III.1.11})$$

$$p_c = p_v - \frac{3\kappa - 1}{3\kappa} \frac{2\gamma}{R_0} \quad (\text{III.1.12})$$

En traçant l'évolution de la pression critique des bulles injectées en fonction du diamètre du tube capillaire, on s'aperçoit que la pression critique atteinte est très proche de la valeur de p_v pour un diamètre de tube capillaire supérieur à 0,02 mm ce qui correspond à des diamètres de bulles générées de l'ordre de 1 mm. On peut observer cette évolution sur la figure III.1.13.

L'expression de la pression au col est donnée par la relation suivante découlant de l'équation de Bernoulli.

$$p_{col} = p_1 - \alpha_1 \alpha_2 (p_1 - p_2) \quad (\text{III.1.13})$$

Les deux coefficients représentent la correction de l'écart de pression mesuré, d'une part d'origine géométrique (α_1), et d'origine hydraulique d'autre part (α_2). Ce dernier coefficient est celui que l'on cherche à obtenir avec l'étalonnage de la pression au col. Son évolution en fonction de la course du pointeau est reportée à la figure III.1.14.

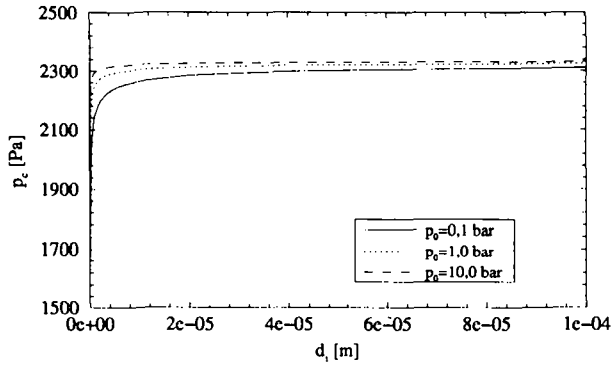


Figure III.1.13: Pression critique des bulles injectées en fonction du diamètre du tube capillaire. La pression p_0 est celle du milieu d'injection

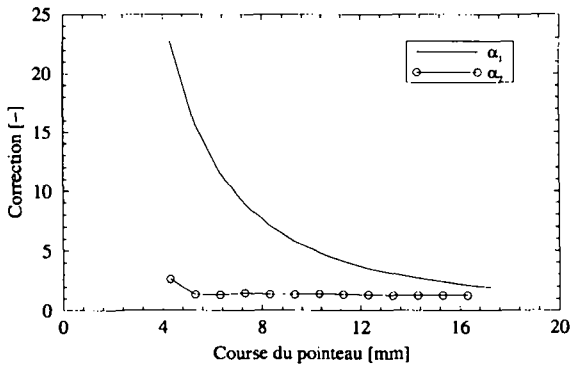


Figure III.1.14: Coefficients de correction pour le calcul de la pression au col du Venturi du compteur de germes de cavitation.

Chapitre 2

La baisse des performances

2.1 La chute de rendement des turbines Francis

2.1.1 Injection de germes de cavitation sur plate-forme d'essai

Comme nous l'avons expliqué dans les parties précédentes, le contrôle de la qualité de l'eau du point de vue des germes potentiels de cavitation est prépondérant lorsque l'on doit caractériser une baisse de rendement par cavitation à bulles. Il est dès lors important de connaître parfaitement la distribution de germes de cavitation contenue dans l'eau des plates-formes d'essai. Gindroz (1991) a abondamment étudié l'effet de la concentration en germes sur le comportement d'un modèle réduit par rapport au comportement prototype. Une multitude d'essais ont été réalisés en injectant des germes de cavitation ainsi qu'en mesurant la concentration atteinte dans l'eau des plates-formes. En résumé on peut admettre qu'un nombre de quatre injecteurs suffit largement pour satisfaire la condition de saturation sur stand d'essai. Un comptage systématique lors d'essais sur modèles ne se justifie donc plus.

A titre d'exemple nous nous proposons de présenter les résultats d'un essai standard de cavitation sur un modèle de turbine de vitesse spécifique $N_{QE}^1 = 0,19$ réalisé au point de fonctionnement sommet pour trois conditions d'injection différentes (eau dégazée, 4 injecteurs et 8 injecteurs). On constate sur les courbes de rendement de la figure III.2.1 que la saturation est déjà atteinte avec les 4 injecteurs. Les distributions de germes de cavitation correspondantes sont reportées sur le graphique de la figure III.2.2. L'injection d'un trop grand nombre de germes est donc inutile pour atteindre la condition de

¹La vitesse spécifique N_{QE} est celle définie dans le système adimensionnel de la *CEI* :
$$N_{QE} = \frac{v}{2174 \pi^{1/2}}$$

saturation.

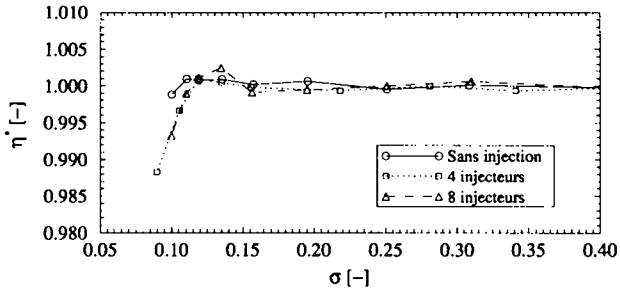


Figure III.2.1: Courbes de rendement obtenues pour trois conditions d'injection différentes

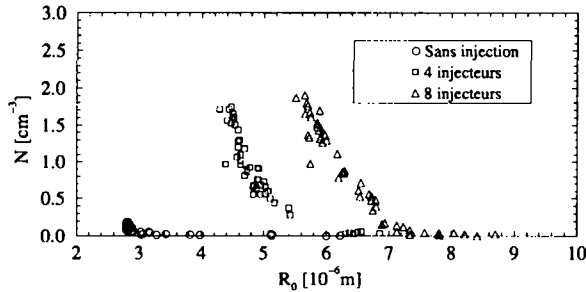


Figure III.2.2: Distribution de germes de cavitation contenue dans le circuit de la *PF1* pour trois conditions d'injection différentes

On peut finalement conclure que l'injection est nécessaire pour caractériser une baisse de rendement due à la cavitation à bulles. Du point de vue du comptage des germes, on ne dispose pas de lien direct entre la concentration et l'existence de la condition de saturation. La mesure de la concentration pendant un essai est donc un témoin de la présence de germes dans l'écoulement mais pas une méthode pour qualifier l'état de saturation.

2.1.2 L'importance du point de fonctionnement, l'effet de la torche

Dans le cas des essais standards de cavitation, on est souvent amené à mesurer des courbes de cavitation en dehors de la zone du point de fonctionnement optimum. Certains points de fonctionnement doivent être contrôlés, notamment à forte charge, et plus spécialement dans le cas des essais de réhabilitation où l'augmentation de puissance est le principal objectif recherché. Si l'injection de germes de cavitation n'influence pas de manière majeure le développement de cavitation d'entrée, il n'en est pas de même pour d'autres types de cavitation comme celle de labyrinthe, la cavitation interaube ou la torche. Le volume de vapeur de celle-ci est en effet fortement influencé par la présence des germes. Il en découle un blocage du débit au niveau du cône et ainsi un transfert d'énergie du fluide à la roue complètement altéré. Les courbes de débit Q en fonction du nombre de Thoma σ ainsi que les courbes de rendement mesurées aux mêmes points sont présentées à la figure III.2.3. Ce point de fonctionnement a été mesuré sur une roue de vitesse spécifique N_{QE} valant 0,125 à forte charge (100% de la puissance maximum). Les courbes mesurées à la même chute et au point nominal sont représentées en figure III.2.4.

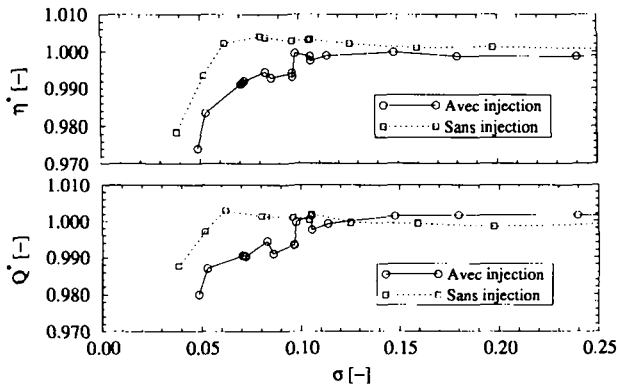


Figure III.2.3: Evolution du débit Q^* et du rendement η^* normalisés en fonction du nombre de Thoma σ_{1c} à pleine charge

On remarque, pour le cas à forte charge, que la chute de rendement est étroitement liée à la chute de débit provoquée par le "gonflement" de la torche en présence d'un plus grand nombre de germes de cavitation. Pour le point

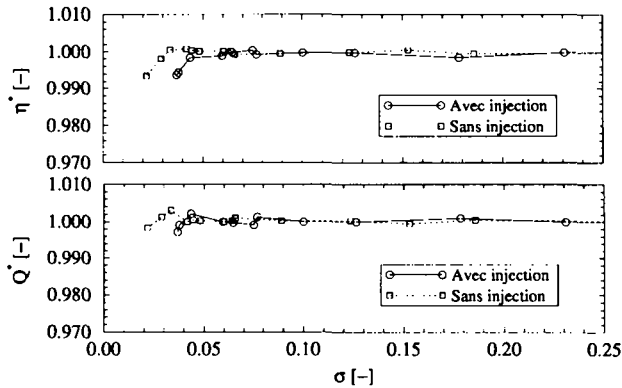


Figure III.2.4: Evolution du débit Q^* et du rendement η^* normalisés en fonction du nombre de Thoma σ_{I_e} au point de fonctionnement nominal

nominal où la torche est inexistante, on observe bien une baisse du débit mais elle survient pour des valeurs de σ légèrement inférieures à celle de σ_0 où le rendement commence à chuter, soit 0,06. Remarquons que la chute de débit qui survient pour des valeurs de σ plus basses provient d'un blocage provoqué par le développement de cavitation de sortie lui-même. On peut dire en résumé qu'en présence d'une torche, la baisse de rendement est principalement due au blocage du débit et qu'en l'absence de celle-ci, la cavitation à bulles se développant à la sortie de la roue commence par altérer le champ de pression à l'extrados avant de provoquer un blocage. On peut en effet assister à un développement de cavitation à bulles important sur l'extrados sans pour autant générer des bulles sur toute la section de sortie. Si les effets des germes de cavitation sont connus quant à la baisse de rendement provoquée par un développement de cavitation à bulles, il n'en est pas de même pour les effets sur la torche. Ceci notamment du point de vue de la similitude où la notion de saturation ne peut plus être appliquée et où la condition de similitude de nucléation doit éventuellement être remplie, ce qui est très difficile à réaliser de manière précise.

L'effet de la torche est particulièrement intéressant car il montre bien la complexité des phénomènes rencontrés lors d'apparition de cavitation dans une turbomachine, surtout à très bas σ . La caractérisation des effets d'un type unique de cavitation ne peut se faire que sur une portion étroite du domaine de fonctionnement d'une machine. Au-delà de cette portion, d'autres types

de cavitation vont se manifester et perturber les performances. Il est donc primordial à l'étude de courbes de cavitation de préciser absolument le point de fonctionnement considéré avant de tirer des analyses. Ceci implique naturellement des observations rigoureuses dans le but de connaître exactement le "régime cavitant" correspondant à un certain type de courbe de cavitation. Ces effets de blocage nous révèlent également un aspect très important au sujet de la baisse de rendement provoquée par un développement de cavitation à bulles. Cette baisse semble en effet résulter de deux effets différents, tout d'abord une altération de la répartition de pression sur l'aubage due à la présence des bulles puis un blocage du débit lorsque ce développement de cavitation devient trop important.

Il découle de ces dernières remarques que pour étudier un phénomène tel que la cavitation à bulles apparaissant typiquement à des pressions très basses, un outil tel que le tunnel de cavitation s'impose. Les cavitations "parasites" et par conséquent leurs effets respectifs vont être nettement plus facile à contrôler que sur un modèle réduit de machine.

2.1.3 Le cas d'un essai comparatif

Des essais comparatifs sont parfois menés avant le choix définitif de la roue par le client. L'importance de conditions similaires du point de vue de la qualité de l'eau pour les turbines testées est évidente, particulièrement dans la mesure où la cavitation est un critère important dans le choix définitif de la roue. En injectant des germes de cavitation dans les mêmes conditions (même montage et même nombre d'injecteurs), on va pouvoir assurer des régimes similaires du point de vue de la saturation et ainsi pouvoir comparer les courbes de cavitation avec plus de rigueur. L'exemple présenté dans ce paragraphe est un essai comparatif entre deux roues provenant de deux constructeurs différents proposées à un client dans le cadre d'essais officiels menés sur la *PFI* au *LMH*. Les deux roues testées ont une vitesse spécifique $N_{QE} = 0,19$. La principale différence notable entre les deux roues est le choix du nombre d'aubes par le constructeur, la roue A possédant 17 aubes et la roue B 13 aubes. Les courbes de rendement des deux roues A et B mesurées au point de fonctionnement optimal imposé dans le cahier des charges sont présentées aux figures III.2.5 et III.2.6 pour différentes conditions d'injection de germes de cavitation.

On constate sur ces courbes de rendement que la roue A montre une certaine différence de comportement en fonction du nombre d'injecteurs contrairement à ce que l'on observe dans le cas de la roue B. La saturation est donc déjà atteinte avec de l'eau dégazée sur la roue B. Cela montre bien qu'un contrôle quantitatif

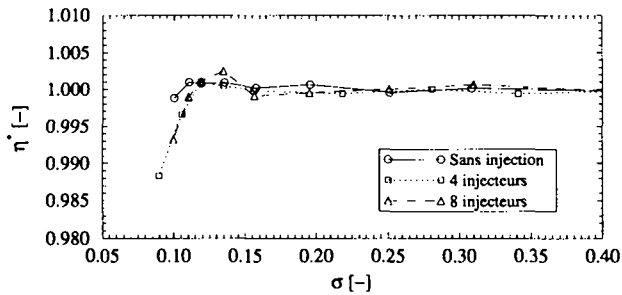


Figure III.2.5: Courbes de rendement de la roue A pour plusieurs conditions d'engagement

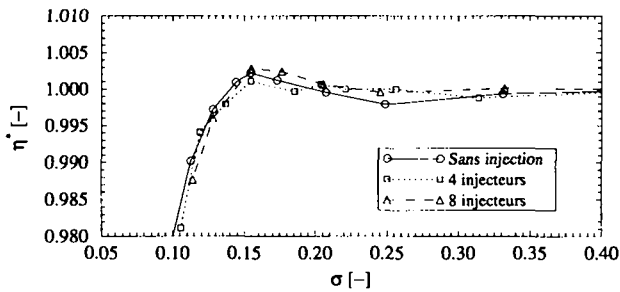


Figure III.2.6: Courbes de rendement de la roue B pour plusieurs conditions d'engagement

de la concentration n'apporte aucun élément précis puisque la concentration de germes "actifs", c'est-à-dire de germes explosant réellement, dépend également du champ de pression dans la roue. La figure III.2.7 illustre les courbes de rendement des deux roues avec 8 injecteurs ainsi que la courbe de la roue A sans injection. La nécessité de conditions d'injection similaires y est nettement mise en évidence. Des comparaisons rigoureuses sont en effet impossibles sans cette garantie.

Sur ces derniers résultats, on peut remarquer la grande différence obtenue entre les deux roues du point de vue de la cassure. Le chargement des aubes à l'extrados est en effet complètement différent entre les deux roues puisque les deux constructeurs ont choisi des options différentes. Pour permettre des performances égales avec un nombre d'aubes plus petit, il est bien évidemment

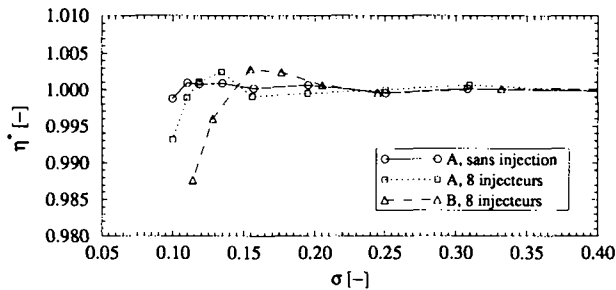


Figure III.2.7: Comparaison entre les courbes de rendement des deux roues

obligatoire de charger davantage celles-ci puisqu'on ne peut que les allonger dans une faible mesure. Il en résulte un risque de cavitation accru qui se traduit du point de vue des résultats par des valeurs des σ caractéristiques σ_0 et σ_1 plus grandes et donc des marges plus réduites. C'est le cas de la roue B pour laquelle la valeur de cette marge de sécurité est très faible pour des niveaux de rendement atteints semblables à la roue A.

2.1.4 Le cas d'un essai de réhabilitation

La majorité des essais de réception de turbine actuels concerne des réhabilitations d'installations existantes. L'exploitant de la centrale désire la plupart du temps augmenter la puissance délivrée ainsi que le rendement de son installation. La nouvelle tendance du point de vue des essais sur modèle est de réaliser un essai comparatif entre la roue existante et la roue future comme le décrivent Mombelli et Avellan (1995). Dans ce contexte, on va réaliser des essais de cavitation comparatifs entre les deux roues aux différents points de fonctionnement spécifiés par l'exploitant. La comparaison entre les courbes obtenues permet de mieux garantir le comportement de la nouvelle roue prototype par rapport à l'ancienne, dont le comportement est parfaitement connu autant du point de vue modèle que prototype. Nous présentons dans ce paragraphe l'exemple d'un essai de réhabilitation comparatif entre une roue existante de vitesse spécifique $N_{QE} = 0,105$ et un projet de nouvelle roue $N_{QE} = 0,125$. La nouvelle roue est tracée dans le but de déplacer le point de meilleur rendement vers les fortes charges, ce qui explique la différence de vitesses spécifiques. Dans le cas des essais comparatifs purs, on compare en effet des roues relativement semblables du point de vue du domaine de fonctionnement. En revanche,

dans le cas d'un essai de réhabilitation, on va comparer des roues dont les collines vont être différentes et notamment au niveau de la position du point de meilleur rendement. Dès lors, la comparaison des courbes doit être effectuée en tenant compte du fait que les types de cavitation vont pouvoir être différents au point de fonctionnement comparé, notamment si des morphologies de torche différentes apparaissent.

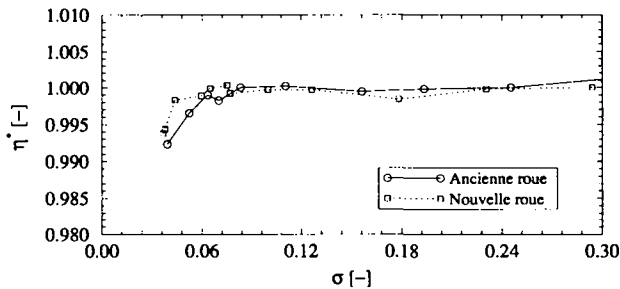


Figure III.2.8: Comparaison des courbes de rendement dans le cas d'un essai de réhabilitation. Les deux courbes sont mesurées avec injection de germes à la chute de Froude.

Les courbes présentées dans la figure III.2.8 sont les résultats des essais de cavitation réalisés à pleine charge ainsi qu'à la chute maximale. Ce point de fonctionnement est proche du point sommet de la nouvelle roue. On constate sur cette figure que l'augmentation de rendement et de puissance ne s'est pas faite au détriment des valeurs caractéristiques σ_0 et σ_1 . La roue existante démontre à ce point un développement de cavitation à bulles ainsi qu'une petite torche qui ne provoque pas d'effet de blocage.

2.2 L'altération des performances d'un profil bi-dimensionnel

2.2.1 La mesure de la baisse de portance sur le tunnel de cavitation

Tenter une analyse de la baisse de rendement au moyen des seuls résultats obtenus lors d'essais sur modèles réduits est bien sûr impossible. Dans le but d'utiliser un outil de recherche plus puissant comme le tunnel de cavitation, il

était important de savoir si l'effet de la cavitation à bulles pouvait être quantifié du point de vue des performances globales sur un aubage plus simple dans une veine d'essai. Ces essais sont menés sur un profil NACA 009 tronqué à 90 % et de 100 mm de longueur finale dont la géométrie est illustrée à la figure III.2.9.

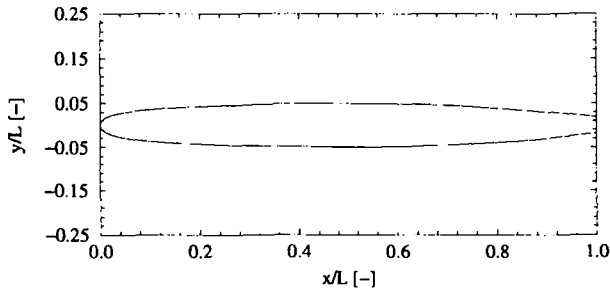


Figure III.2.9: Géométrie du profil bidimensionnel NACA 009

L'envergure correspond à la largeur de la veine d'essai avec un jeu de quelques centièmes de mm permettant la mesure correcte des efforts sans contact avec le hublot latéral. Les mesures d'efforts sont effectuées pour trois vitesses différentes (15 m/s, 20 m/s et 25 m/s). Pour des vitesses plus faibles, les niveaux de pression atteignables ne sont pas assez bas pour faire apparaître la baisse de portance. On ne peut en effet compter uniquement que sur la dépression due à la survitesse dans la veine du fait de l'absence de pompe à vide sur le circuit de régulation de pression. Pour des vitesses plus élevées, on éprouve des difficultés pour développer des régimes de cavitation à bulles sans développer des cavitations parasites, comme des débuts de poche ou encore des tourbillons à l'extrémité du profil et au pied d'aube. L'angle d'incidence choisi pour l'ensemble de ces mesures est de 1° . A des angles supérieurs, la dépression au bord d'attaque est en effet trop marquée et on assiste à un développement de poche de cavitation incompatible avec ce que l'on tente de caractériser.

En étudiant les mesures de portance et plus particulièrement les mesures sans injection de germes de cavitation, on s'aperçoit d'une légère variation de la mesure en fonction du σ sans pour autant constater d'apparition de cavitation à bulles. Ces variations sont en outre de plus en plus importantes lorsque l'on augmente la vitesse dans la veine. On peut noter trois types de cavitation apparaissant sur le profil qui ne sont que faiblement dépendant du taux de germes. Le premier type est la cavitation de pied d'aube naissant

dans le jeu existant à l'implanture entre la surface du profil et le couvercle du support. Le second type de cavitation parasite se développe à l'extrémité du profil entre ce dernier et la surface du hublot latéral de la veine. Le jeu qui y existe est suffisant pour permettre à un tourbillon de se développer et ainsi engendrer une cavité fixe sur toute la partie marginale du profil. On a coutume de nommer ce type de cavitation *cavitation d'entrefer*. A des très bas niveaux de pression, cette poche prend une dimension telle qu'on ne peut plus la négliger quant à son effet sur la portance. Le dernier type de cavitation est la formation de poches de cavitation à partir de rugosités locales. Ces défauts peuvent dans certains cas suffire à déstabiliser des germes normalement inactifs ou encore développer une cavitation à poche si le défaut est dans une zone qui en remplit la condition d'apparition, comme celle du bord d'attaque. Malgré un polissage de celle-ci, ces phénomènes peuvent apparaître à la suite d'un dépôt d'oxyde ou d'autre matériau présent dans l'eau d'essai dans le cas où le profil est resté trop longtemps immergé. La vitesse élevée va naturellement augmenter le risque d'apparition de ces poches souvent nommés *spots* dans la littérature.

En faisant l'hypothèse que ces types de cavitation ne sont que faiblement dépendant du taux de germes de l'écoulement, on peut admettre que l'injection de germes ne modifie pas la morphologie de leurs développements et donc l'effet qu'elles peuvent avoir sur la portance du profil. Dans le but de valider ultérieurement une méthode de prédiction de la baisse de portance par cavitation à bulles, il est nécessaire de pouvoir extraire des mesures l'effet unique des bulles de cavitation sur la modification de portance. Grâce à l'hypothèse précédente, on peut, sans faire de trop grosses approximations, déterminer l'influence des bulles en calculant la différence de portance entre les régimes avec et sans injection de germes de cavitation. En effectuant ceci après normalisation des résultats par la valeur mesurée à haute pression en absence de toute cavitation, on obtient une variation du coefficient de portance normalisé c_p^* en fonction de σ représentative du développement de cavitation à bulles. Remarquons que cette hypothèse est utilisable tant que le régime sans injection ne présente pas de développement de cavitation à bulles, ce qui est le cas pour nos mesures puisque le dégazage pratiqué systématiquement durant deux heures avant chaque mesure nous assure d'aucune présence de noyaux de cavitation susceptibles d'exploser sur le profil dans la gamme de σ explorée.

Les différents résultats pour les trois conditions d'essais sont présentés aux figures III.2.11, III.2.12 et III.2.13. Les mesures avec et sans injection de germes sont chaque fois présentées sous forme graphique ainsi que l'écart entre les deux conditions par rapport à la valeur unité. Les images correspondent aux valeurs

de σ précisées sur l'échelle des graphiques et représentent à gauche le régime sans injection après dégazage de l'installation et à droite avec injection de germes au moyen de 16 injecteurs. Les distributions de germes de l'écoulement ne peuvent pas être mesurées avec suffisamment de précision en même temps que les mesures de portance. On peut en effet remarquer une stratification importante du taux de germes dans la veine d'essai et l'emplacement prévu de la canne de prélèvement à l'amont du convergent n'est en aucun cas représentative de la concentration en germes locale au niveau du profil dans la veine. La mesure de la concentration en germes de cavitation au niveau du profil est une expérience en soi qui n'a pas été menée dans le cadre de ces essais. Elle nécessite une canne de prélèvement spéciale prévue pour être montée sur le support des profils du tunnel de cavitation. Cette expérience ne pouvant donc pas être conduite simultanément avec les mesures sur profil, on s'appuiera sur les résultats de Gindroz (1991) pour qualifier la qualité de l'eau du tunnel de cavitation durant des mesures avec injection de germes de cavitation. L'ensemble des résultats de mesure de portance est basé sur une moyenne de 100 à 200 points de mesures suivant la stabilité du régime considéré. Les écarts-types ainsi obtenus sont de l'ordre du demi pour-cent pour les valeurs hors cavitation et sans injection. Ces valeurs grandissent jusqu'à 5% au maximum pour des régimes très cavitants ($\sigma = 0,25$). Remarquons enfin que si nous nous bornons à étudier les effets de la cavitation à bulles sur la portance, c'est que les autres coefficients hydrodynamiques et principalement ceux liés à la traînée ne sont que faiblement affectés.

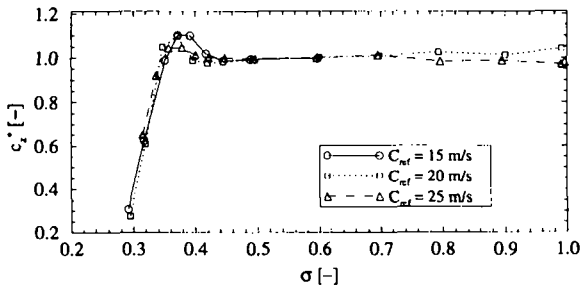


Figure III.2.10: Evolutions du coefficient de portance normalisé corrigé c_z^* en fonction de σ pour les trois conditions d'essai.

L'étude des différentes courbes des figures III.2.11 à III.2.13 nous montre bien l'influence des cavitations parasites illustrée par les mesures sans injec-

tion. On constate que cette influence augmente avec la vitesse de l'écoulement à l'amont du profil. L'obtention des courbes d'écart rapportées à l'unité permettra des comparaisons avec différentes méthodes de prédiction que l'on décrira dans la quatrième partie. On peut remarquer en regroupant ces trois courbes sur la figure III.2.10 qu'il semble que de la même manière que dans le cas des turbines, on assiste à une saturation de la baisse de performance pour les plus basses valeurs de σ . Cet effet, déjà observé par Gindroz (1991) et d'autres auteurs, nous montre bien la validité d'aborder les mécanismes de la baisse du rendement des turbines Francis en étudiant le comportement d'un profil bidimensionnel. On observe en effet relativement bien la baisse de portance précédée d'une brève augmentation pour les trois conditions d'essai. Cet effet de seuil provoqué par la présence de la phase vapeur sera mesuré et commenté dans le chapitre suivant.

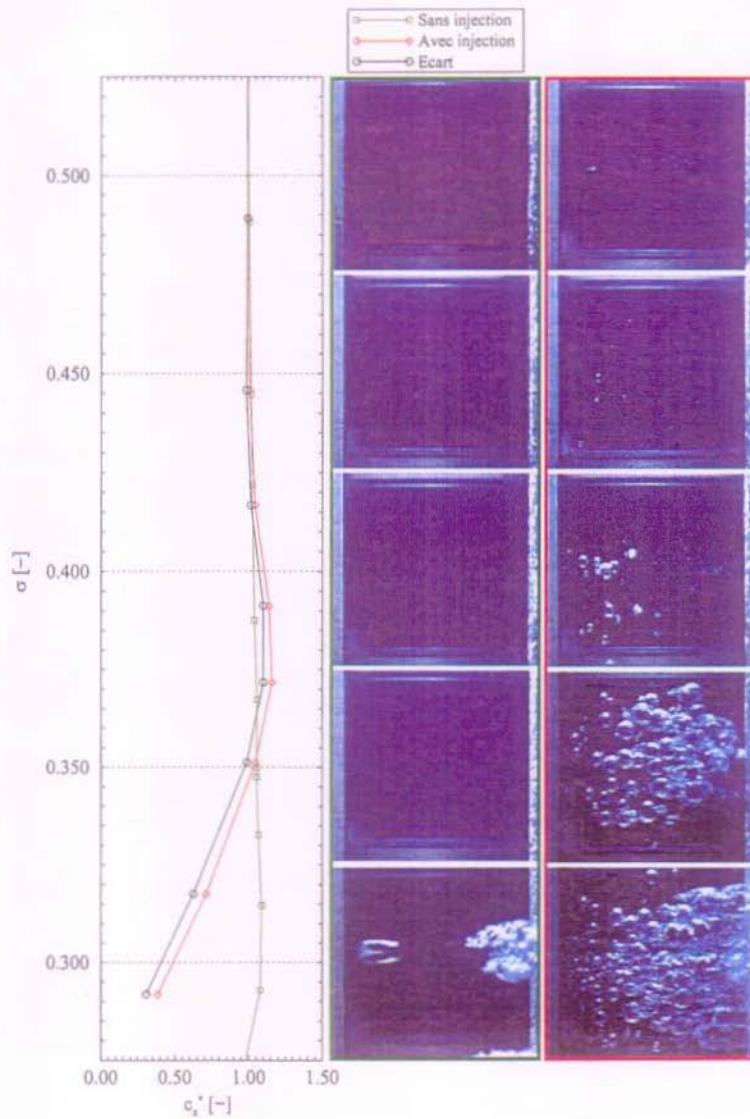
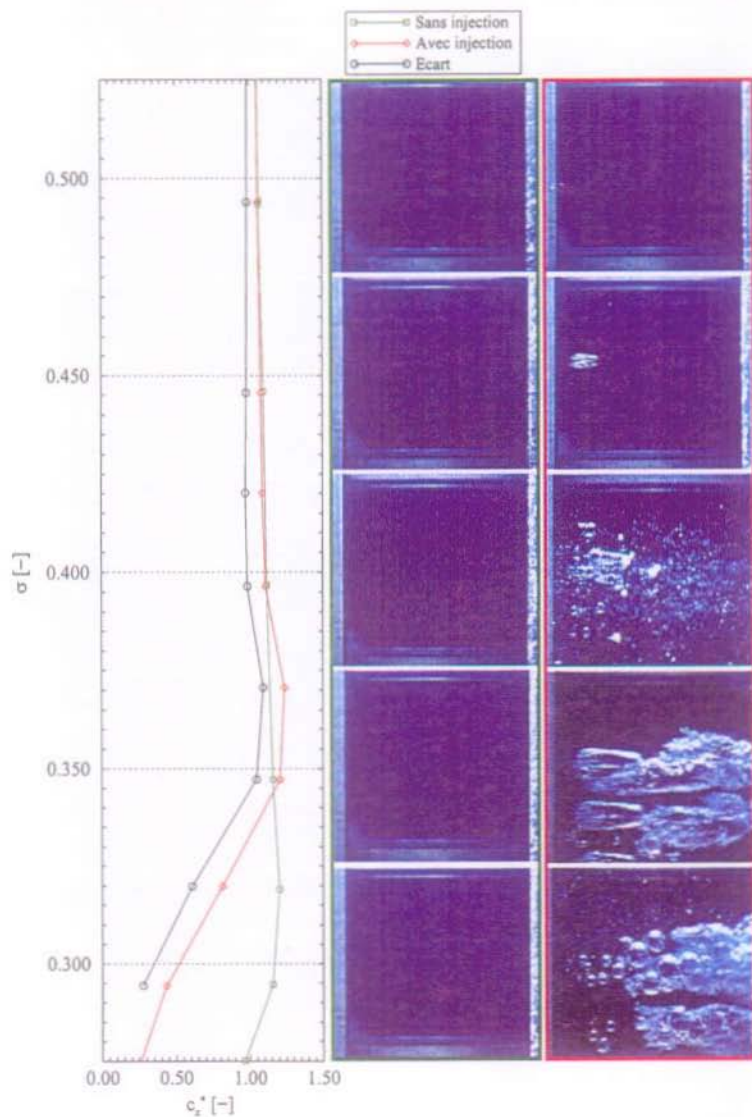
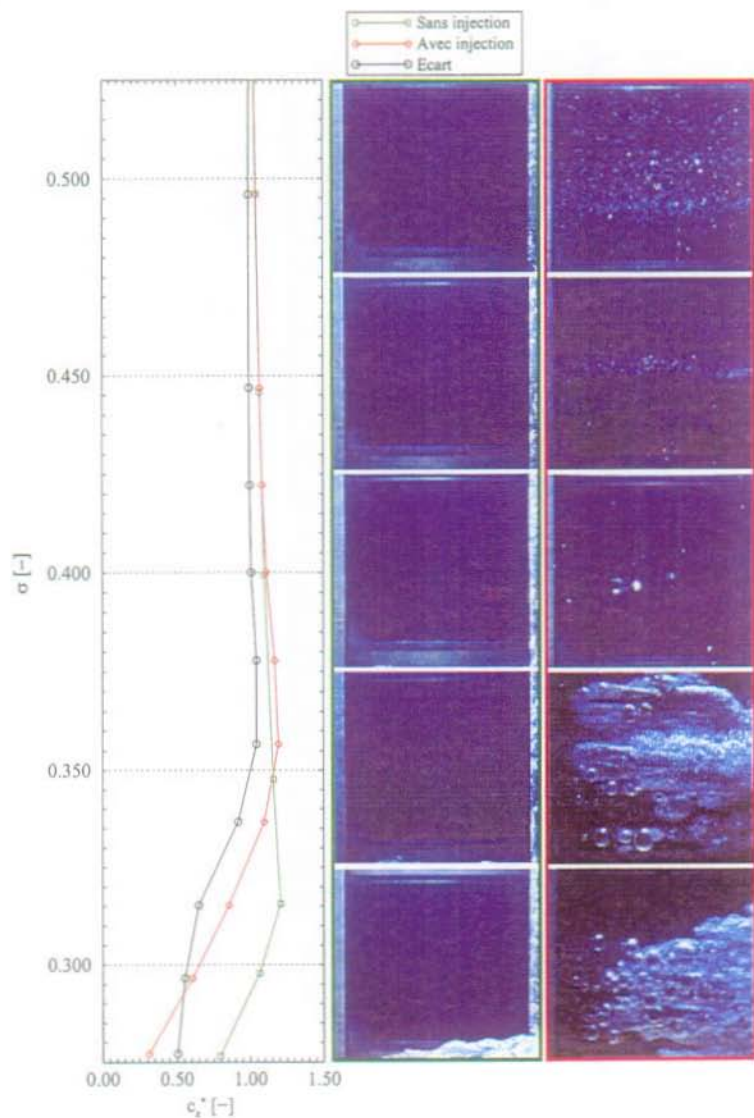


Figure III.2.11: Evolution du coefficient de portance normalisé en fonction de σ .
 $C_{ref} = 15$ m/s. L'écoulement va de gauche à droite





Chapitre 3

L'effet de la cavitation à bulles sur le champ de pression

3.1 L'instrumentation

3.1.1 Objectifs des expériences

Dans le chapitre précédent, une description des différentes formes que peut prendre la chute des performances d'une turbine ou d'un profil en présence de cavitation à bulles a été effectuée. Le phénomène de saturation apparaissant lors de ces chutes de performances est connu depuis de nombreuses années mais n'a jamais été mesuré en tant que tel et surtout en terme de pression sur l'aubage. L'idée suggérée par de nombreux auteurs est que la pression agissant sur l'extrados de l'aube où se développe les bulles de cavitation va être limitée par la valeur de la pression de vapeur p_v lorsque le développement des bulles va être suffisant pour assimiler la zone de développement de cavitation à une zone monophasique gazeuse. Cette hypothèse est d'ailleurs reprise par Hirschi *et al.* (1997) pour déterminer des dimensions de poche en calculant des évolutions de bulles sphériques sur un aubage. La vérification de cette hypothèse passe donc par une mesure de la pression sur un aubage en régimes cavitant et subcavitant. Ces mesures de pression sont menées tout d'abord en régime permanent pour tenter de mettre en évidence le phénomène de saturation de la chute des performances puis en régime instationnaire dans le but de caractériser la pression instantanée agissant sur la paroi des aubes lors du passage des bulles de vapeur à proximité, ceci pour tenter de caractériser le champ de pression résultant en fonction de la population de germes et de bulles rencontrées dans l'écoulement. Les capteurs de pression choisis sont donc des capteurs de types absolus, instationnaires et suffisamment miniaturisés pour permettre

leur montage sur les aubes dont le champ de pression sera mesuré. Une description complète des types de capteurs utilisés sera exposée dans le paragraphe suivant. Les différents moyens de visualisations utilisés seront également décrits de manière plus précise dans cette section. Ces moyens mis en oeuvre simultanément avec les mesures de pression sont nécessaires pour l'étude de la morphologie des bulles de cavitation dont on va quantifier l'effet sur les aubes.

3.1.2 Le profil bidimensionnel instrumenté

A partir des dernières remarques du chapitre précédent, on sait que l'on va pouvoir étudier la baisse de rendement des turbines Francis en considérant l'altération de la portance d'un profil bidimensionnel. Le profil choisi pour l'implantation des capteurs de pression est donc le même que celui utilisé pour les mesures au moyen de la balance hydrodynamique. Tout comme pour le profil utilisé pour ces mesures, le bord de fuite est rendu asymétrique pour atténuer les vibrations induites par le lâcher des tourbillons de Von Kármán. Cette dissymétrie réduit la plage du couplage hydrodynamique à l'intervalle [13, 17 m/s] environ. Les 30 capteurs sont répartis sur l'extrados de manière à couvrir de 15% à 85% de la corde du profil. La disposition des capteurs sur le profil est illustrée à la figure III.3.1.

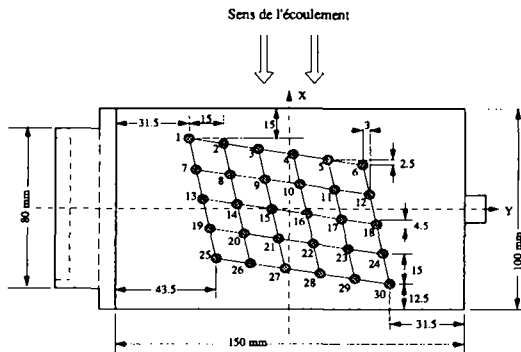


Figure III.3.1: Disposition des capteurs de pression sur le profil expérimental

Les capteurs adoptés sont des capteurs piézo-résistifs *Keller*[®]. L'élément sensible de chacun des capteurs, qui est représenté à la figure III.3.2, est de dimension 2,2 x 2,2 x 1 mm et placé au centre d'une pastille en acier de 4,5 mm de diamètre et 2 mm de hauteur. Il est en outre protégé par une couche

de silicone ainsi qu'une couche d'un alliage d'aluminium pour remédier à une certaine photosensibilité rencontrée sur les premières versions de ces capteurs. Afin de protéger les capteurs de l'agressivité de la cavitation, ceux-ci sont noyés dans le profil et la pression est alors transmise par des trous de 0,5 mm de diamètre percés perpendiculairement à la surface du profil. La gamme de mesure s'étend de 0 à 200 bars pour éviter la destruction prématurée des capteurs sous l'effet d'une exposition trop prolongée à la cavitation.

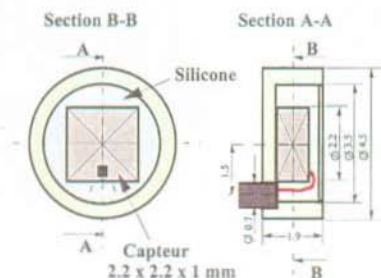


Figure III.3.2: Dessin de détail d'un capteur Keller®

Le profil est fabriqué à partir d'un bloc d'acier inoxydable dans lequel sont percés les différents trous par lesquels les capteurs seront introduits, les trous de passage des câbles ainsi que les trous des prises de pression de 0,5 mm de diamètre. Ces perçages préalables sont effectués par électroérosion ainsi que la découpe finale du profil dont les surfaces seront rectifiées. Les capteurs sont ensuite introduits dans le profil et fixés à l'aide d'une colle spéciale. Le passage des câbles achevé, les trous ayant servis à l'introduction des capteurs sont bouchés à l'aide de "gelcoat". Une vue du profil en cours d'usinage est présentée à la figure III.3.3 et le montage d'un capteur est illustré à la figure III.3.4.

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. L'ensemble des câbles des capteurs est acheminé vers un boîtier de connexion fixé sur la partie externe du support du profil. C'est sur ce boîtier que la liaison entre les capteurs et leurs alimentations et amplificateurs est effectuée. Le montage du profil instrumenté sur le tunnel est illustré sur la figure III.3.5 ainsi que le boîtier de connexion.

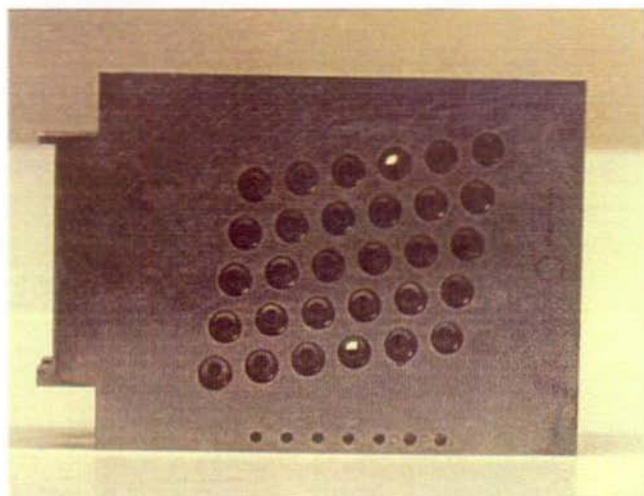


Figure III.3.3: Vue du profil en cours de réalisation

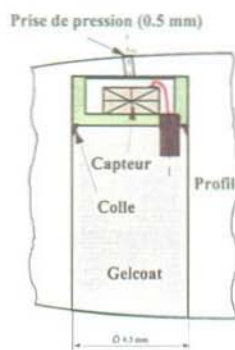


Figure III.3.4: Montage d'un capteur Keller[®] dans le profil expérimental

3.1.3 La roue instrumentée

Des capteurs similaires à ceux décrits dans le paragraphe précédent sont montés dans deux aubes d'une roue Francis sur une section cylindrique et

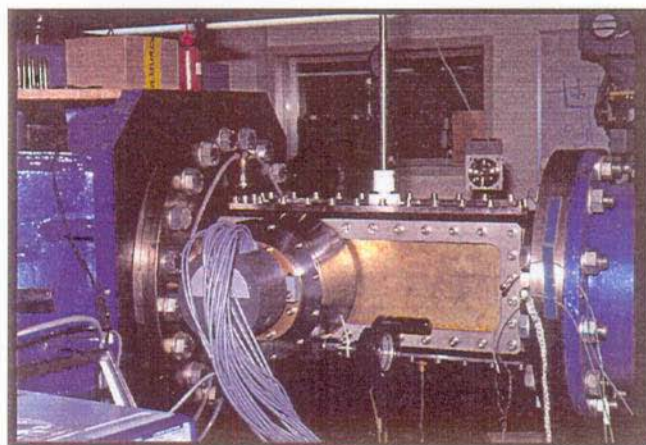


Figure III.3.5: Dispositif de connexion des capteurs à la chaîne d'acquisition sur le tunnel de cavitation

proche de la sortie (95% du rayon extérieur R_{1e}). Deux séries de 5 capteurs (0-200 bar) sont répartis par intervalle de 10 mm sur cette section à partir d'une distance de 20 mm du bord de fuite. Cette roue est le modèle d'une roue en activité de vitesse spécifique $N_{QE} = 0,157$. Remarquons que l'emplacement de ces capteurs a été défini en fonction d'une autre expérience ayant pour but la caractérisation des fluctuations de pression dans une zone où la roue prototype montre une érosion importante. Ces recherches menées par Dupont *et al.* (1996) ont fait l'oeuvre de plusieurs publications. Une représentation de la position des capteurs sur l'aubage est illustré à la figure III.3.6 ainsi qu'à la figure III.3.7 où le montage des capteurs ainsi que le passage des câbles sur la surface intrados est illustré.

L'électronique de conditionnement a fait l'objet d'un développement original. Elle est composée des différentes alimentations ainsi que de deux amplificateurs à gain variable et deux multiplexeurs. Ces derniers sont chargés de la connexion de tous les capteurs avec les deux canaux de sortie. L'adressage des multiplexeurs ainsi que le choix des gains des amplificateurs sont réalisés au moyen d'une liaison sérielle. Les signaux sortant des multiplexeurs sont convertis en fréquence pour minimiser les effets des perturbations électromagnétiques. La transmission de ces signaux en fréquence avec le convertisseur en tension et le système d'acquisition s'effectue au moyen d'un collecteur à contacts tour-



Figure III.3.6: Position des capteurs de pression instationnaire à l'extrados de l'aubage de la roue Francis

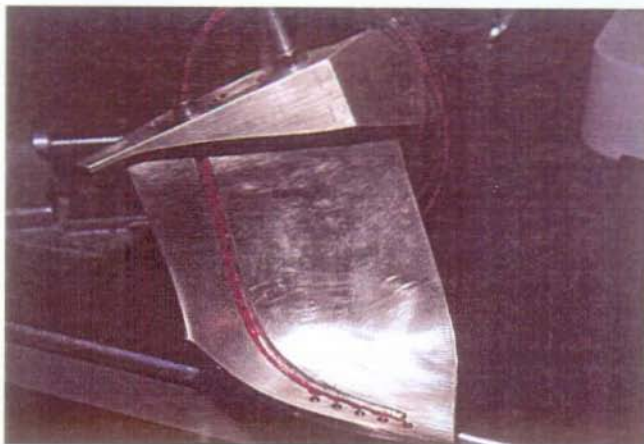


Figure III.3.7: Vue d'une des aubes instrumentées pendant le montage des capteurs instationnaires

nants. Ce système transmet également l'alimentation du boîtier électronique ainsi que le signal sériel de configuration. Une photographie du modèle de la roue avec l'électronique de conditionnement est illustrée à la figure III.3.8.

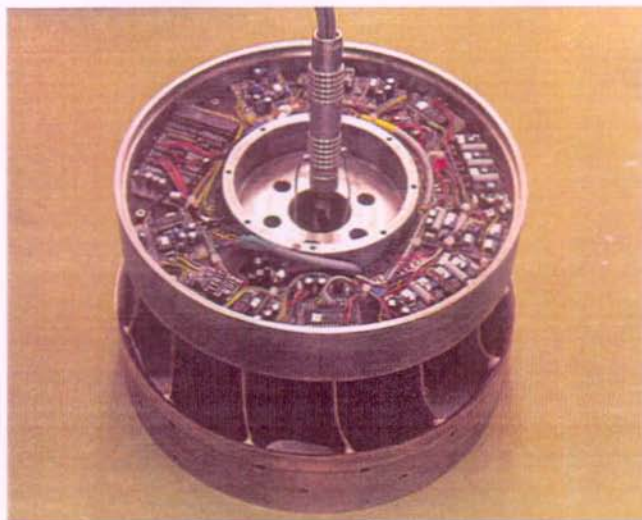


Figure III.3.8: Electronique de conditionnement des signaux des capteurs de pression montés dans le roue Francis

3.1.4 Les moyens d'acquisition

L'utilisation de capteurs instationnaires nécessite des moyens d'acquisition adaptés. Les signaux de pression que l'on désire traiter sont de types aléatoires instationnaires et dans le but de conserver l'intégralité de l'information, nous privilégions une sauvegarde brute des signaux en temps malgré la place mémoire importante qu'elle nécessite. La numérisation des signaux est assurée par trois enregistreurs *LeCroy*[®] de type 6810 et un enregistreur *LeCroy*[®] 8212A. La conversion analogique numérique est effectuée avec une résolution de 12 bits (4096 niveaux). Chacun des modules 6810 est doté d'une mémoire de 1 Mbyte et permet de numériser simultanément 1, 2 ou 4 canaux aux cadences maximales respectives de 5, 2 et 1 MHz. Le module 8212A permet, lui, la numérisation simultanée de 32 canaux à une cadence de 5 kHz avec une mémoire de 1 kbyte par canal. Ce module sera plus spécifiquement destiné aux enre-

gistrements à basses fréquence, donc typiquement aux signaux destinés à être moyennés.

Ces enregistreurs utilisent le concept de la mémoire circulaire. Une fois armés, ils entament de manière permanente la numérisation des signaux d'entrée et attendent 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)*, définit les spécifications électriques et physiques du bus interne. Un module supplémentaire joue le rôle du contrôleur de ce bus et permet la communication avec un ordinateur externe à travers une interface *GP-IB*. Les modules 6810 et 8212A sont montés séparément dans deux paniers *CAMAC* pourvus des contrôleurs *LeCroy*[®] 6010 et 8901A.

Avant l'entrée dans l'enregistreur, les signaux sont filtrés dans le but d'éviter le repliement des spectres (*aliasing*) et satisfaire le théorème de Shannon. Les filtres utilisés sont de types Chebyshev à 5 pôles. La configuration de ces filtres peut être effectuée soit manuellement, soit 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, 1000 ou 2000 Hz. La fréquence de coupure des filtres passe-bas peut valoir 0.5, 1, 2, 5, 10, 20, 50 ou 100 kHz. Un filtre passe-bande est réalisé en chaînant deux de ces filtres. Chaque enregistreur dispose d'une entrée et d'une sortie haute impédance réservées aux signaux de déclenchement. La synchronisation entre les différents enregistreurs est en général assurée en choisissant un enregistreur comme maître. Son signal de sortie est alors utilisé pour déclencher simultanément les autres enregistreurs. Le module maître peut, lui, être déclenché par un signal externe, par un des signaux à enregistrer ou par un ordre logiciel provenant de l'ordinateur. Ces problèmes de synchronisation sont typiquement les plus délicats à résoudre surtout lors de manipulations simultanées avec des moyens de visualisations rapides.

Pour gérer le fonctionnement des enregistreurs ainsi que le transfert et le stockage des données enregistrées, un pilote est développé sous l'environnement *Asyst*. L'ordinateur pilote est un compatible *IBM*[®] fonctionnant sous *DOS*. La communication avec les différents enregistreurs est réalisée à travers une interface *GP-IB*. Ce programme permet également l'acquisition simultanée de différents paramètres provenant d'un autre instrument au moyen d'une ligne

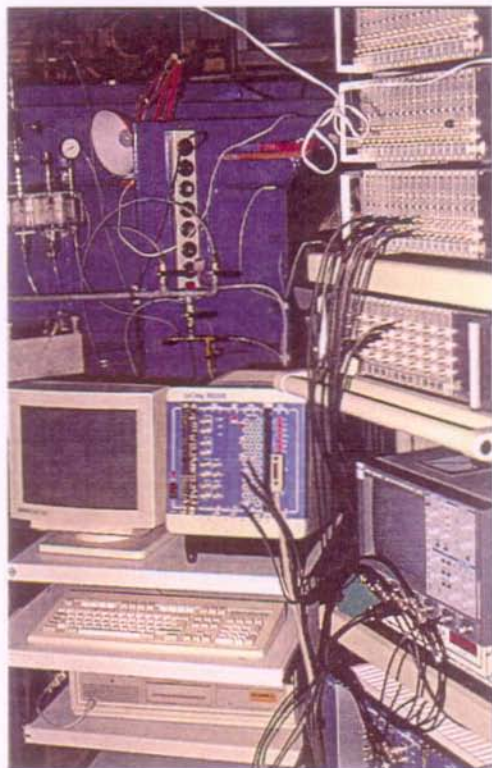


Figure III.3.9: Chaîne d'acquisition des signaux des capteurs de pression. Sur le rack de droite de haut en bas : Filtres passe-bande, alimentation et amplification des capteurs, oscilloscope numérique, panier *CAMAC*. Sur la table de gauche : *PC* pilote et panier *CAMAC* avec module *LeCroy*[®] 8212A.

sérielle. Ces paramètres peuvent être typiquement les conditions hydrodynamiques dans la veine du tunnel provenant du serveur de ce dernier. L'archivage des fichiers de données représente un problème car lorsque tous les enregistreurs numériques sont engagés à pleine capacité, chaque acquisition génère 3'211'264 bytes. La solution de stockage retenue est une sauvegarde des fichiers bruts sur cartouche amovible *SyQuest* puis un transfert par *ftp* : (*File Transfert Protocol*) sur station de travail *UNIX* où les traitements ultérieurs sont effectués. L'ensemble des instruments composant la chaîne d'acquisition est illustré à la figure III.3.9.

3.1.5 L'étalonnage des capteurs de pression

L'étalonnage statique

L'étalonnage statique des capteurs de pression du profil est réalisé directement dans la veine d'essai. On effectue l'étalonnage en faisant varier la pression de 0,2 à 10 bar en comparant la réponse de chaque capteur à la pression de référence fournie par un étalon de pression *Huber*[®] de type *PRF/PHF 3000*. Ce capteur inductif permet de mesurer une pression avec une précision de 1 mbar. Dans le but de détecter les éventuelles hystérèses des capteurs testés, le déroulement de l'étalonnage consiste en la mesure aller-retour de la gamme complète. Des mesures au vide partiel sont également menées puisque les niveaux de pression que l'on désire caractériser vont jusqu'à la pression de vapeur p_v . La droite d'étalonnage pour le capteur n° 2 ainsi que les écarts entre les mesures et cette droite sont reportés dans les graphiques de la figure III.3.10. Le comportement du capteur pour les pressions supérieures à la pression atmosphérique montre nettement une hystérèse que l'on attribue à une non-linéarité de la réponse à la compression de l'ensemble constitué par l'élément sensible du capteur et la couche de protection en silicone.

Pour les capteurs implantés dans les aubes de la roue Francis, l'étalonnage n'est pas effectué directement sur le circuit d'essai du fait de l'impossibilité de mettre ce dernier en pression dans des limites suffisantes pour couvrir la gamme désirée. Dans le but d'étalonner toutes sortes de capteurs instationnaires statiquement et dynamiquement, le *LMH* s'est doté d'une cuve d'étalonnage que l'on peut pressuriser ou dépressuriser en la connectant au réseau d'alimentation d'eau (7-8 bar) ou à une pompe à vide. La figure III.3.11 représente une photographie de cette cuve. Les deux aubes instrumentées ont donc été introduites dans la cuve avant leur assemblage sur la roue complète. L'étalonnage dynamique de ces aubes a été réalisé en même temps. Il sera décrit de

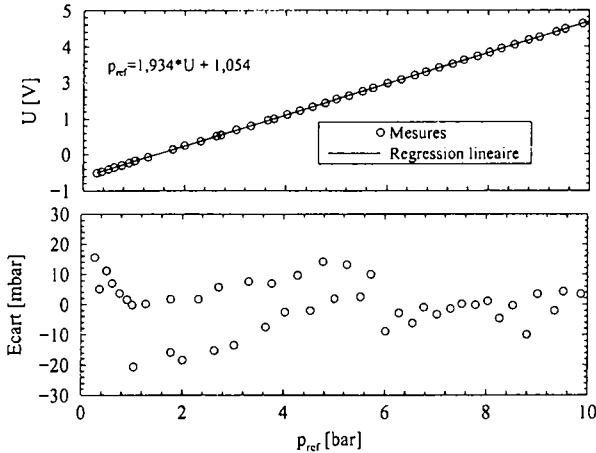


Figure III.3.10: Droite d'étalonnage statique et écarts de linéarité d'un capteur de pression instationnaire *Keller*[®] monté dans le profil bidimensionnel

manière plus précise dans le sous-paragraphe suivant. On peut remarquer sensiblement le même comportement que celui des capteurs montés dans le profil bidimensionnel.

L'étalonnage dynamique

L'étalonnage dynamique d'un capteur instationnaire repose sur l'établissement de sa fonction de transfert afin de contrôler sa linéarité en dynamique. Cette fonction caractérise la réponse en fréquence du capteur à une excitation de nature impulsionnelle. Rappelons en effet que la fonction de transfert $H(f)$ est, dans le cas d'un système linéaire, la transformée de Fourier de la réponse impulsionnelle du système. Son module détermine le gain du système entre l'entrée et la sortie. La fonction de transfert est définie par la relation suivante :

$$|H(f)|^2 = \frac{S_{yy}(f)}{S_{xx}(f)} \quad (\text{III.3.1})$$

où S_{yy} et S_{xx} représentent respectivement les densités spectrales d'énergie (ou autospectre) de la sortie y et de l'entrée x du système. Ces densités sont définies d'après le théorème de Wiener-Kinchine par la transformée de Fourier de la fonction de corrélation dans le cas d'un signal à énergie finie :



Figure III.3.11: Cuve d'étalonnage du LMH utilisée pour l'étalonnage statique et dynamique des capteurs de pression instationnaires montés sur les aubes de la roue Francis

$$S_{xx}(f) = \mathcal{TF}\{E\{x(t)x^*(t-\tau)\}\} = \mathcal{TF}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)x^*(t-\tau)dt\right] \quad (\text{III.3.2})$$

$$S_{yy}(f) = \mathcal{TF}\{E\{y(t)y^*(t-\tau)\}\} = \mathcal{TF}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T y(t)y^*(t-\tau)dt\right] \quad (\text{III.3.3})$$

où E est l'espérance mathématique. Le principe de l'étalonnage dynamique repose donc sur l'établissement de la fonction de transfert des capteurs à étalonner par rapport à un signal de référence provenant d'un capteur externe dont les caractéristiques dynamiques sont connues et garanties par son constructeur. Cette démarche permet également la détermination de la fonction de cohérence $\Gamma(f)$ qui indique dans quelle bande de fréquence les spectres de $x(t)$ et $y(t)$ sont cohérents, c'est-à-dire la bande de fréquence dans laquelle les phénomènes que représentent $x(t)$ et $y(t)$ échangent de l'information et donc dans quelle mesure $y(t)$ peut être prédit à partir de $x(t)$. Dans le cas particulier d'un système linéaire, la fonction de cohérence $\Gamma(f)$ est égale à l'unité. Le calcul de la fonction de cohérence est défini par la relation suivante :

$$\Gamma_{xy}(f) = \frac{|S_{xy}(f)|^2}{S_{xx}(f)S_{yy}(f)} \quad (\text{III.3.4})$$

dans laquelle S_{xy} est l'interspectre, ou spectre de densité d'énergie d'interaction entre $x(t)$ et $y(t)$ défini par :

$$S_{xy}(f) = \mathcal{TF}\{E\{x(t)y^*(t - \tau)\}\} = \mathcal{TF}\left[\lim_{T \rightarrow \infty} \int_0^T x(t)y^*(t - \tau)dt\right] \quad (\text{III.3.5})$$

Si $x(t)$ et $y(t)$ ne sont pas corrélés, la fonction de cohérence est comprise dans l'intervalle $[0, 1]$. Les causes principales expliquant une éventuelle incohérence sont une autre entrée $x(t)$, une partielle non-linéarité du système ou encore une superposition de bruit aux mesures de $x(t)$ et/ou $y(t)$.

On réalise donc l'étalonnage dynamique des capteurs en exposant les capteurs *Keller*[®] ainsi que le capteur de référence à une impulsion de pression d'amplitude élevée de durée très courte grâce à un générateur d'arc électrique dans l'eau conçu et développé au *LMH*. Ce générateur est décrit en détail par Pereira *et al.* (1993). L'énergie nécessaire à cette décharge est stockée dans un condensateur chargé au moyen d'une source de tension de 4,3 kV. Cette tension est supérieure à la tension d'auto-déclenchement du milieu qui dépend essentiellement de l'écartement des électrodes et de la qualité de l'eau utilisée (Vitkovitsky (1987)). L'énergie peut varier de 1,8 à 50 J selon les capacités utilisées, celles-ci allant de 0,2 à 5,4 μF . La décharge électrique est contrôlée par un interrupteur ultra-rapide assurant le découplage des électrodes du circuit haute tension en dessous de 6 kV. Le couplage est réalisé au moyen d'une impulsion de tension de 40 kV délivrée par un transformateur, appliquant la tension de charge de façon quasi-instantanée à la cathode. Le temps de décharge, mesuré au tiers du pic de tension est dans tous les cas inférieur à 25 μs . Le changement brutal d'état dû à l'ionisation de l'eau entre les électrodes provoque la génération d'une bulle de cavitation dont l'interface se déplace à une vitesse supersonique dans les premiers instants de l'explosion. Ce phénomène explosif s'accompagne de l'émission d'une onde de choc sphérique dont le front présente une différence de pression élevée. Les amplitudes mesurées grâce à un traitement d'images provenant d'un film ultra-rapide sont de l'ordre de 1000 MPa (Pereira *et al.* (1993)).

La figure III.3.12 illustre le montage expérimental pour l'étalonnage dynamique des capteurs *Keller*[®] équipant le profil bidimensionnel expérimental. L'étalonnage est réalisé dans la veine d'essai tout comme l'étalonnage statique

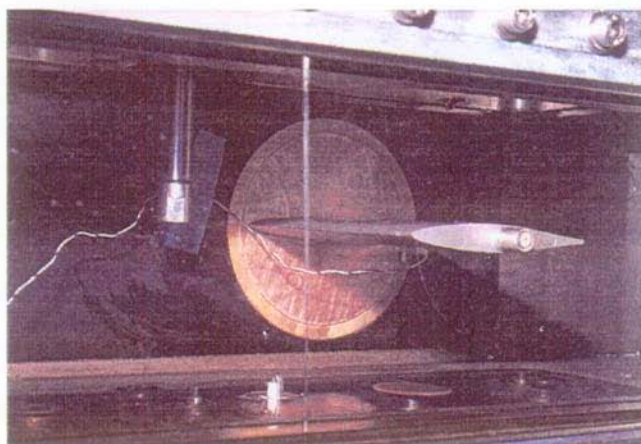
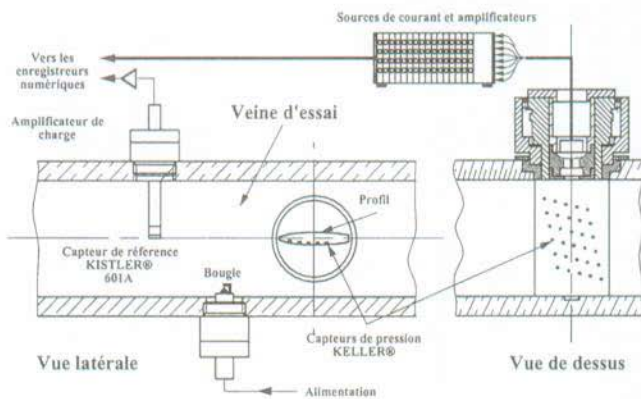


Figure III.3.12: Dispositif expérimental pour l'étalonnage dynamique des capteurs *Keller*® montés sur le profil bidimensionnel dans la veine d'essai

décrit au préalable. Le capteur de référence *Kistler*[®] 601A est monté en paroi de la veine. Il possède une plage de pression allant jusqu'à 250 bar, une fréquence propre de 150 kHz et un temps de montée de 1 μ s. La réponse en fréquence de ce capteur, réalisée dans des conditions idéales par le constructeur, montre une densité spectrale sensiblement constante sur une bande de fréquence s'étendant jusqu'à 50 kHz. Ces caractéristiques permettent la comparaison avec les capteurs *Keller*[®] à étalonner. Le signal fourni est un courant converti en tension à l'aide d'un amplificateur de charge utilisé avec une fréquence de coupure supérieure de 300 kHz, une constante de temps de 1 s et un gain de 15 pC/V. Le générateur d'impulsions de pression est introduit dans la veine et positionné à une distance sensiblement égale entre le capteur de référence et les capteurs à étalonner. Le profil est retourné de telle manière à ce que les capteurs reçoivent l'onde directe.

La fonction de transfert ainsi que la fonction de cohérence sont obtenues à partir des spectres moyennés sur 32 échantillons. L'écart-type normalisé pour une valeur de la fonction de cohérence de 0,95 est inférieur à 1%. L'intervalle de confiance à 95% est donc [0,93 , 0,97]. Sur la figure III.3.13 sont reportées les traces en temps des signaux de pression de référence et du capteur *Keller*[®] n° 14 (voir figure III.3.1), les spectres associés, la fonction de transfert et la fonction de cohérence. Les traces en temps montrent très bien le contenu spectral plus riche du capteur de référence. Le spectre du capteur *Keller*[®] montre un pic d'amplitude aux alentours de 6 kHz. On ne peut attribuer cette fréquence à une résonance de type Helmholtz. La fréquence propre de ce type de résonateur est en effet de l'ordre de 20 kHz dans notre configuration de montage. On peut noter toutefois que ce pic n'apparaît que pour les capteurs *Keller*[®] de nouvelle génération munis d'une couche d'aluminium supplémentaire.

On peut déduire de l'étude de ces différentes courbes et surtout grâce à la fonction de cohérence que ce capteur *Keller*[®] offre une réponse en fréquence relativement bien linéaire dans la bande 100 Hz - 15 kHz avec toutefois un trou dans la cohérence aux alentours des 6 kHz. Pour les fréquences inférieures, la mauvaise cohérence est due aux réflexions des ondes de pression sur les parois de la veine. Les différentes analyses des signaux acquis qui seront décrites dans les prochains paragraphes vont donc être menées en tenant compte de ces informations.

Dans le cas de la roue Francis, les courbes obtenues pour un capteur sont présentées à la figure III.3.14. L'étalonnage a été réalisé dans la cuve en introduisant à égales distances des capteurs une canne sur laquelle est montée le capteur *Kistler*[®] et une autre canne supportant, elle, l'éclateur électrique.

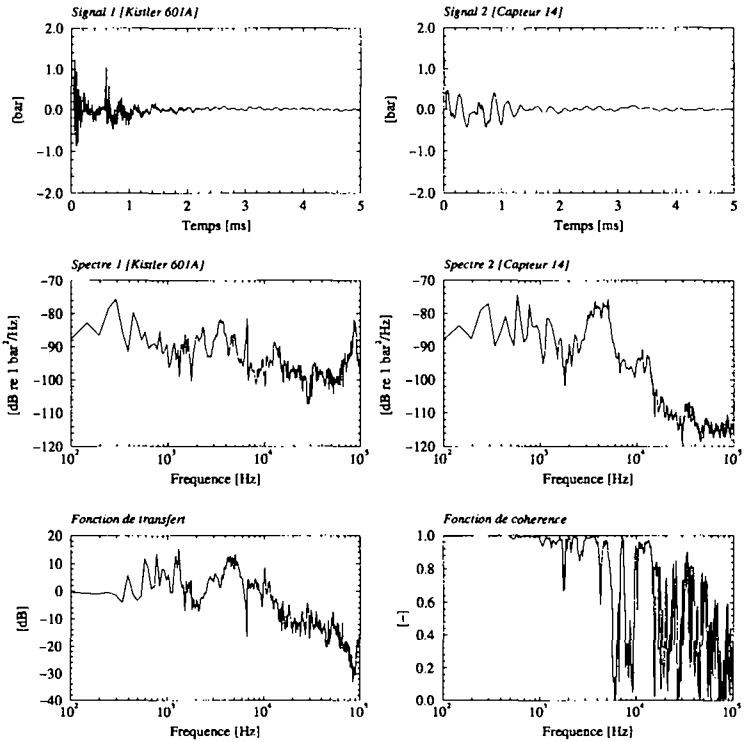


Figure III.3.13: Résultat de l'étalonnage dynamique d'un capteur *Keller*[®] monté dans le profil bidimensionnel : Signaux temporels, densités spectrales de puissance, fonction de transfert et fonction de cohérence

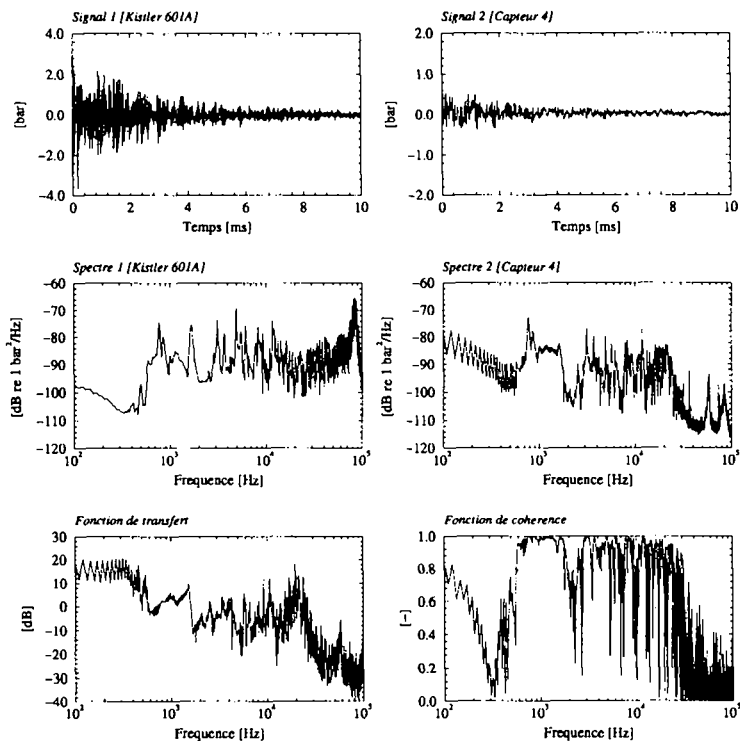


Figure III.3.14: Résultat de l'étalonnage dynamique d'un capteur Keller[®] monté dans le modèle de roue Francis : Signaux temporels, densités spectrales de puissance, fonction de transfert et fonction de cohérence

Les aubes sont fixées en porte-à-faux par rapport à leur partie qui constitue le moyeu une fois la roue assemblée. Le trou de cohérence observé à très basse fréquence en dessous de 400 Hz provient d'une vibration de ces aubes dans la cuve du fait du montage utilisé. Les capteurs présentent donc une bonne linéarité jusqu'à des valeurs de 12-15 kHz sans pour autant montrer de bonnes garanties aux basses fréquences à cause du mauvais montage utilisé lors de l'étalonnage. On peut conclure finalement qu'un étalonnage dynamique est tout aussi nécessaire qu'un étalonnage statique pour ce type de capteurs puisque d'une part, les fabricants ne fournissent pas les réponses en fréquence de ceux-ci et d'autre part, la configuration de montage des capteurs va pouvoir être prise en compte.

3.1.6 Les moyens de visualisation

La caméra rapide *Cordin*®

Outre les moyens usuels de prises de vues des différents stands d'essai, il est nécessaire de disposer de matériels plus adaptés aux prises d'images ultra-rapides. Puisque l'on désire mesurer l'évolution de la pression sur une aube lors du passage d'une bulle de cavitation, il est évident que l'on doit se doter d'un système capable de prendre plusieurs images de cette bulle en évolution à proximité des capteurs. Les expériences que nous avons menées se sont appuyées sur deux types de caméra totalement différents. La première caméra utilisée a été une caméra cinématographique de marque *Cordin*®. Il s'agit d'une caméra à miroir et tambour tournant. Le miroir est un prisme à neuf faces entraîné en rotation par le tambour. Les vitesses de rotation du miroir et du tambour (opposées) peuvent atteindre respectivement au maximum 200 tours/s et 2'777 tours/s. Une pompe à vide permet d'atténuer les effets thermiques produits par l'entraînement de l'air dans la caméra. Le support photosensible est un film de 70 mm de largeur et de 1'007 mm de long que l'on plaque sur l'intérieur du tambour. La cadence de prise de vue peut être choisie entre 10'000 et 200'000 images par seconde. Le mouvement relatif du miroir et du tambour répartit 500 images de format 10x6,9 mm sur le film. Le temps d'exposition dépend donc de la cadence de prise de vues et vaut respectivement 0,82 μ s et 163,9 μ s aux cadences maximales et minimales. La durée totale d'une séquence est donc comprise entre 2,5 ms et 500 ms.

L'éclairage est réalisé par la décharge d'une énergie électrique de 1'100 J 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'exposition avec

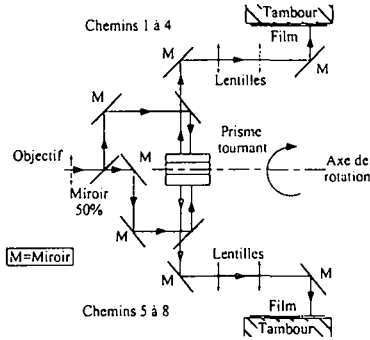


Figure III.3.15: Schéma optique de la caméra à tambour tournant *Cordin*®

l'enregistrement de signaux divers aux moyens des systèmes d'acquisition de données *LeCroy*® décrits précédemment. L'arrivée du signal de déclenchement provoque l'ouverture de l'obturateur ainsi que le départ des sources flash. Un retard systématique est toutefois observé entre l'arrivée de ce signal et le départ effectif des sources de lumière. Ce retard présente un caractère aléatoire autour d'une valeur moyenne de $40 \mu\text{s}$. Pour cette dernière raison, on choisit souvent la caméra comme maître lors d'acquisitions simultanées. La configuration choisie pour notre expérience est illustrée par la figure III.3.16. C'est la combinaison du déclenchement manuel ainsi que du signal provenant du capteur de pression le plus à l'amont qui lance la séquence d'acquisition. Le retard lié au départ des sources flash n'est pas très important car le déclenchement de l'enregistrement des signaux est effectué au moyen du signal provenant d'une photodiode *EG&G*® *FN D100* ultra-rapide (temps de montée de 1 ns). Le concept de mémoire circulaire offre la possibilité de numériser la partie temporelle avant le déclenchement des flashes et donc d'enregistrer la séquence complète des pressions durant la durée du film. L'enregistrement du signal de la photodiode est important car il permet la synchronisation des images du film avec la base de temps des signaux numérisés lors du traitement. Le début de l'exposition est en effet clairement visible sur le film et on arrive précisément à définir la première image exposée correspondant au flanc montant du signal de la photodiode enregistré dont un exemple est illustré à la figure III.3.17.

Le traitement des films après développement fait l'oeuvre d'un procédé particulier. En collaboration avec le Laboratoire de Polymères du Département des Matériaux de l'*EPFL*, le *LMH* a développé un système de numérisation

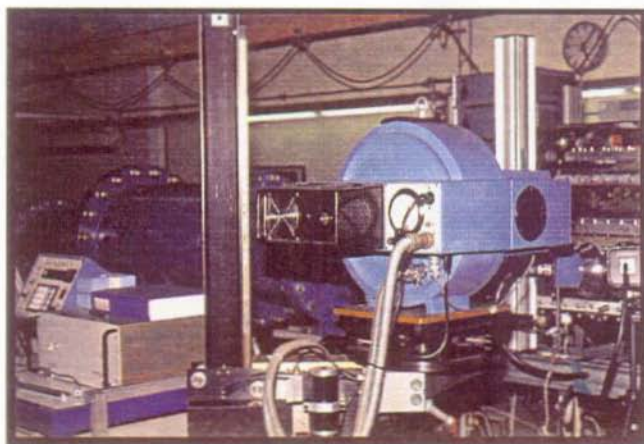
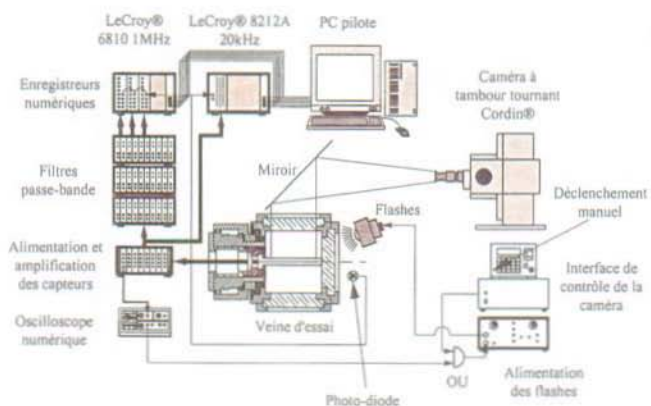


Figure III.3.16: Description de l'expérience de visualisation rapide avec la caméra Cordin® sur le tunnel de cavitation

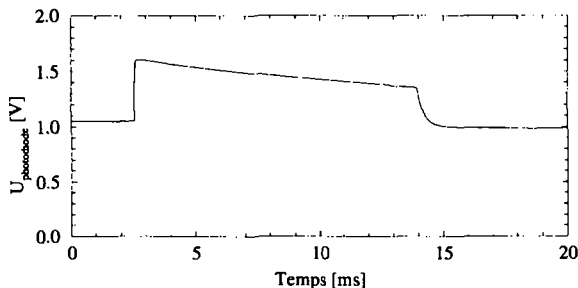


Figure III.3.17: Signal numérisé de la photodiode lors de l'exposition aux sources flash de la caméra *Cordin*[®]. Le temps d'exposition réglé est de 11 ms correspondant à une cadence de prise de vues de 40'000 images/s.

des images des films obtenus avec la caméra *Cordin*[®]. Ce système est composé d'une table lumineuse sur laquelle est montée un support muni de deux moteurs pas-à-pas. Le premier est chargé d'entraîner le film par l'intermédiaire de quatre paires de roulettes en caoutchouc. Le second moteur entraîne le mouvement transversal au film d'une caméra vidéo *CCD* dotée de 500x582 photo-éléments munie d'un objectif macro de 50 mm de focale adapté au montage. La numérisation du signal vidéo provenant de cette caméra ainsi que le traitement des images se font à l'aide d'une carte image *Matrox*[®] numérisant le signal vidéo sur 8 bits, c'est-à-dire sur 256 niveaux de gris. Cette carte dispose d'une mémoire de 1 Mbyte, répartie en quatre plans mémoire de 512x512 pixels (de l'anglais "picture element"). Cette carte est implantée dans un *PC* sur lequel a été développé le logiciel d'acquisition et de traitement. Ce logiciel inclut la commande directe des moteurs pas-à-pas du banc motorisé et permet une numérisation des films rapides semi-automatique.

Les problèmes de fonctionnement ne manquent évidemment pas lors de la mise en place d'une telle expérience. Outre la réalisation des films, les principaux obstacles rencontrés ont été sans conteste les problèmes liés à l'isolation électrique des différents instruments utilisés. Sans disposer d'onduleur suffisamment puissant pour découpler les instruments de mesure du réseau électrique, des boucles de masse prennent naissance entre les différents réseaux comme par exemple le réseau électrique industriel et le réseau informatique *EtherNet*. De plus certains auxiliaires comme la pompe à vide de la caméra *Cordin*[®] et évidemment les sources flash provoquent des perturbations indésirables du point de vues de l'enregistrement des signaux. La solution retenue finalement est

un découplage de tous les instruments liés à la caméra *Cordin*[®] au reste des instruments de mesure en réalisant la liaison de synchronisation entre le signal de pression et la caméra au moyen d'une fibre optique et en isolant l'ensemble des instruments de mesure sur une seule source électrique dont la masse est reliée au tunnel de cavitation, donc à l'eau d'essai et aux capteurs immergés. Le réseau *EtherNet* est découplé pendant les mesures.

La caméra à intensification de lumière

Les traitements nécessaires en utilisant la caméra *Cordin*[®] sont relativement lourds. Le développement des films ainsi que la numérisation des images prennent un temps considérable avant que les résultats puissent être analysés. De plus, on compte en moyenne un déchet de 50% des films réalisés en incluant les films nécessaires aux réglages de l'exposition et du temps de développement, les films endommagés à l'intérieur de la caméra ou encore qui restent coincés à l'intérieur. L'avantage que l'on peut tirer d'un système vidéo est énorme du point de vue de la simplification du traitement et du contrôle immédiat de la qualité des images enregistrées. Le choix s'est orienté vers une caméra ultra-rapide à intensification de lumière de marque *Stanford Computer Optics*[®] de type *QUICK 05A*[®]. Cette caméra permet la superposition d'expositions de durées et délais définis très précisément sur un élément *CCD* permettant la transformation en signal vidéo standard. Le principe de cette caméra repose sur l'intensification de la lumière perçue par un module *CCD*. Le système d'intensification de lumière est composé d'une photocathode convertissant l'image en faisceaux d'électrons focalisés sur l'intensificateur *MCP (Micro Channel Plate)*. Ce dernier est formé d'une multitude de photomultiplicateurs indépendants formant une plaque. L'image intensifiée (en variant la tension aux bornes des photomultiplicateurs) des électrons secondaires est délivrée avec une très grande résolution sur un écran au phosphore lié optiquement au module *CCD*. La gamme de longueur d'onde couverte par l'élément photosensible couvre le domaine des UV (110 nm) jusqu'à 1'300 nm (proche du rayonnement IR) avec une sensibilité de 1 μ Lux à 1 nLux équivalant à la gamme 50-500'000 ASA. Le schéma de fonctionnement de cette caméra est décrit par la figure III.3.18. Le contrôle du nombre ainsi que du temps et des délais des expositions est géré par une horloge interne et est intégralement configuré depuis une interface série *RS232*. Les temps d'exposition sont ajustables dans le gamme de 3 ns jusqu'à l' ∞ et le nombre d'exposition est réglable à volonté. Les objectifs *Nikon*[®] standards sont adaptables grâce à une bague spéciale.

La synchronisation de la prise de vues au moyen de cette caméra avec les en-

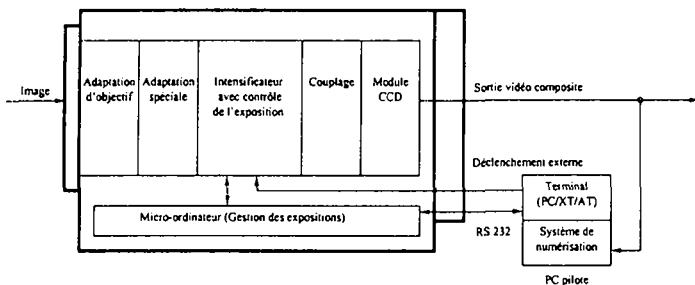


Figure III.3.18: Schéma de fonctionnement de la caméra *QUICK 05A* [®]

registrements de pression s'effectue de manière très simple (voir figure III.3.19). L'ordre de déclenchement est généré par un signal *TTL* délivré par une carte parallèle implantée dans le *PC* d'acquisition d'images. Le programme d'acquisition est construit sur la même base que celui servant au traitement des films *Cordin*[®]. La carte de numérisation est la même et l'acquisition du signal vidéo fourni par la caméra *QUICK 05A* [®] peut être synchronisée avec l'ordre logiciel pilotant la carte parallèle. L'image acquise peut ensuite être sauvée après son affichage sur le moniteur de contrôle. Celle-ci est une image complète résultant de la superposition des trames paires et impaires du signal vidéo. C'est une particularité de cette caméra permettant l'acquisition d'une image de 768x494 pixels. Le montage de l'expérience est décrit dans la figure III.3.19.

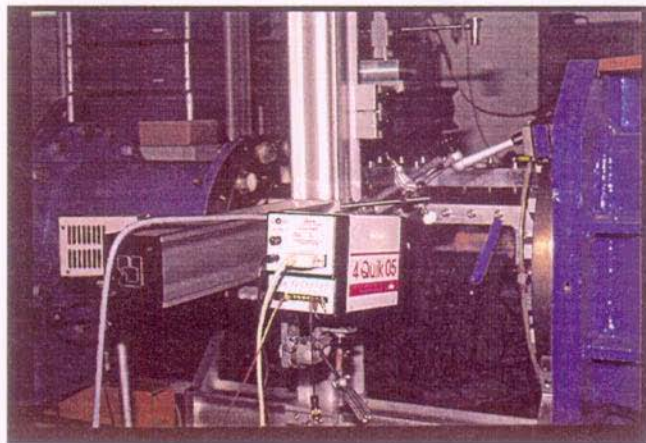
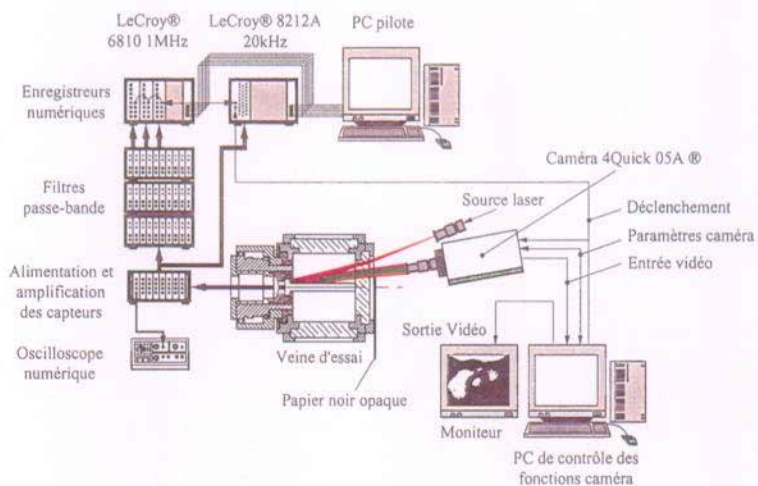


Figure III.3.19: Description et photographie du montage de l'expérience de visualisation rapide au moyen de la caméra *QUICK 05A* ®

Pour obtenir des images de bonne qualité, il est nécessaire de disposer d'un éclairage convenable pour atteindre des temps d'exposition suffisamment courts sans trop augmenter le gain d'intensification de la caméra. Le choix de l'éclairage s'est porté sur un faisceau laser divergent réalisé en entrant le faisceau parallèle d'une source laser à argon de 5 W dans un objectif de microscopie *Leitz*[®] de grossissement 20x et de 0,4 mm de focale. L'éclairage direct des bulles n'est en outre pas la meilleure solution à cause des très fortes réflexions à l'interface. Après de multiples essais, il s'est avéré judicieux d'utiliser la paroi côté pied d'aube ainsi que la surface même du profil pour réfléchir ce faisceau et éclairer la bulle par son côté caché. En masquant les reflets indésirables au moyen de papier cartonné noir et mat pour protéger l'élément photosensible de la caméra des surexpositions. Le principe retenu pour l'éclairage est décrit dans la figure III.3.20.

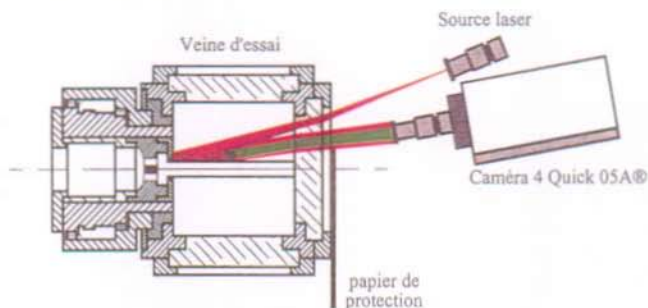


Figure III.3.20: Schéma de l'éclairage au moyen du faisceau laser divergent

3.2 Les mesures en régime permanent

3.2.1 Le cas du profil bidimensionnel

Avant même de traiter les phénomènes instationnaires naissant lors du passage de bulles de cavitation le long d'un aubage, il nous a paru intéressant de mesurer la distribution de pression à l'extrados en régime permanent, c'est-à-dire en moyennant les enregistrements obtenus au moyen du module *LeCroy*® 8212A à basse fréquence. L'utilisation du profil instrumenté a été limitée dans cette étude à deux régimes en vitesse, 15 m/s et 20 m/s. Pour des vitesses supérieures, les orifices des prises de pression ont un sillage cavitant dans la plage de σ explorée. Il est donc clair que des mesures sont impossibles dans de telles conditions, l'influence propre de la cavitation à bulle étant impossible à distinguer. Dans toutes les études qui sont menées avec le profil bidimensionnel instrumenté, la vitesse limite considérée est de 20 m/s. Cette remarque est évidemment valable dans le cas des études instationnaires qui seront décrites dans les sections suivantes. L'angle d'incidence du profil est identique à celui des mesures d'efforts avec la balance hydrodynamique, soit 1° . Le profil a été équipé pour cette étude de 18 capteurs seulement dont un certain nombre a été endommagé en cours d'expérience. Leur répartition initiale sur l'extrados du profil instrumenté est décrite à la figure III.3.21

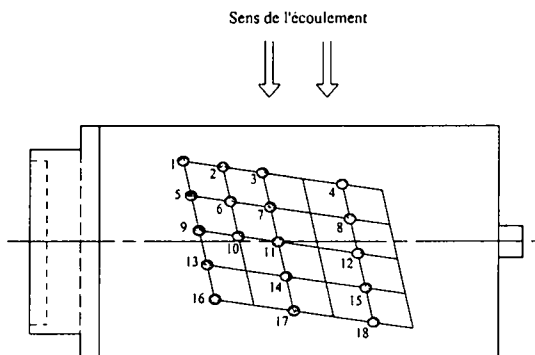


Figure III.3.21: Disposition initiale des capteurs de pression sur le profil expérimental

Le calcul des coefficients de pression c_p moyens a été effectué sur la base de 10 ou 20 enregistrements de signaux de pression à une fréquence d'échantillonnage de 200 Hz et filtrés passe-bas à 100 Hz. La durée de chaque échantillon

est, à cette fréquence, d'environ 5 s. Les valeurs de la vitesse et de la pression de référence sont obtenues par une liaison sérielle *RS232* avec le serveur des paramètres du tunnel de cavitation. Elles sont moyennées simultanément durant l'échantillonnage des signaux de pression. Les écarts-types ne doivent être considérés qu'à titre indicatif dans la mesure où la fréquence d'échantillonnage ne permet pas de suivre les fluctuations réelles de la pression. Les résultats de ces mesures sont présentés aux pages suivantes. Les figures III.3.22 et III.3.23 représentent les résultats aux deux conditions d'essai après deux heures de dégazage de l'eau du tunnel de cavitation. Une représentation de la distribution de pression obtenue par calcul numérique de l'écoulement autour du profil dans la veine est représentée sur tous les graphiques pour mieux illustrer les différences obtenues pour les différents régimes mesurés. Une description plus précise de ces calculs numériques est présentée dans la section IV. 1.1.

On remarque que les résultats obtenus pour ces deux régimes présentent une excellente concordance avec les résultats du calcul numérique et ceci pour tous les σ présentés. Les résultats obtenus avec la balance hydrodynamique laissent présager un léger effet dû aux cavitations parasites, la position des capteurs fait cependant qu'aucune modification du champ de pression n'est constatée en l'absence d'un développement de cavitation à bulles. La bonne correspondance entre le calcul et l'ensemble des mesures en situation dégazée nous offre l'avantage de pouvoir ensuite comparer plus précisément les résultats obtenus avec injection de germes de cavitation et la situation subcavitante, en illustrant simplement aux côtés des résultats la distribution calculée plutôt que les mesures trop espacées sur l'extrados. Ces représentations pour les deux régimes d'essai sont illustrées aux figures III.3.24 et III.3.25. Les conditions d'injection sont un montage de 16 injecteurs introduits dans la conduite d'aménée à l'amont de la veine tout comme pour les mesures avec la balance hydrodynamique. La concentration est ainsi suffisante pour obtenir un régime saturé comme le montre les images aux plus bas σ . Le développement de cavitation à bulles correspond en outre très bien avec celui observé lors des mesures d'efforts présentés aux figures III.2.11 et III.2.12.

Les distributions obtenues avec injection de germes de cavitation présentent des différences nettes par rapport à la situation subcavitante c'est-à-dire dégazée. On remarque que l'écart-type des mesures est normalement plus grand dans la zone où se produisent les collapsés. Lorsque les bulles ne s'effondrent plus sur la surface du profil, ces valeurs redeviennent beaucoup plus faibles. C'est le cas pour les valeurs de σ inférieures à 0,375.

La constatation principale que l'on fait à l'étude de ces résultats est la mesure de la limitation de la dépression à l'extrados par la présence de la

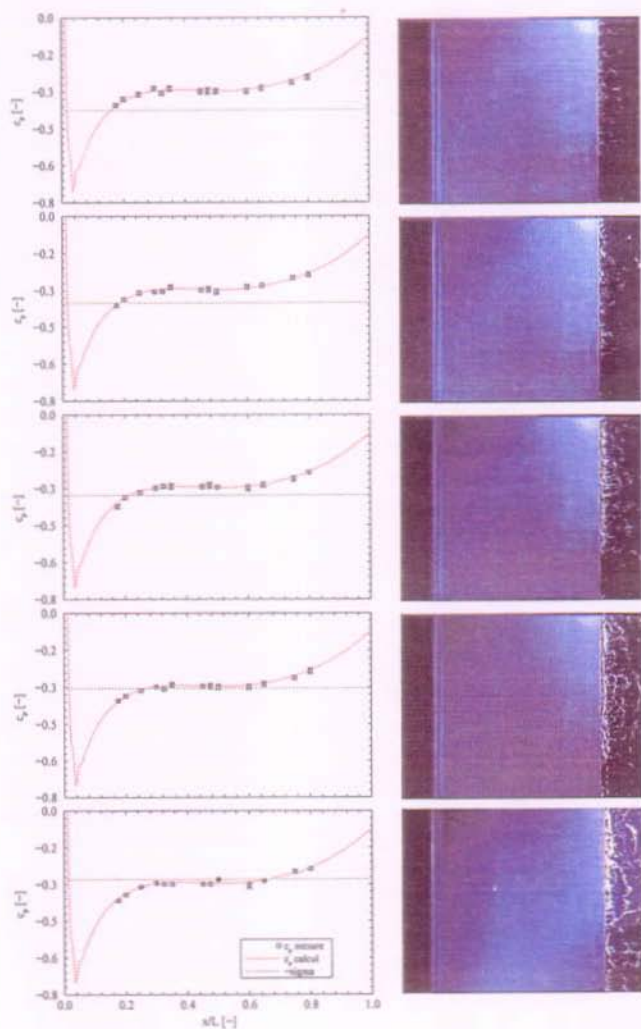


Figure III.3.22: Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=15$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Eau dégazée

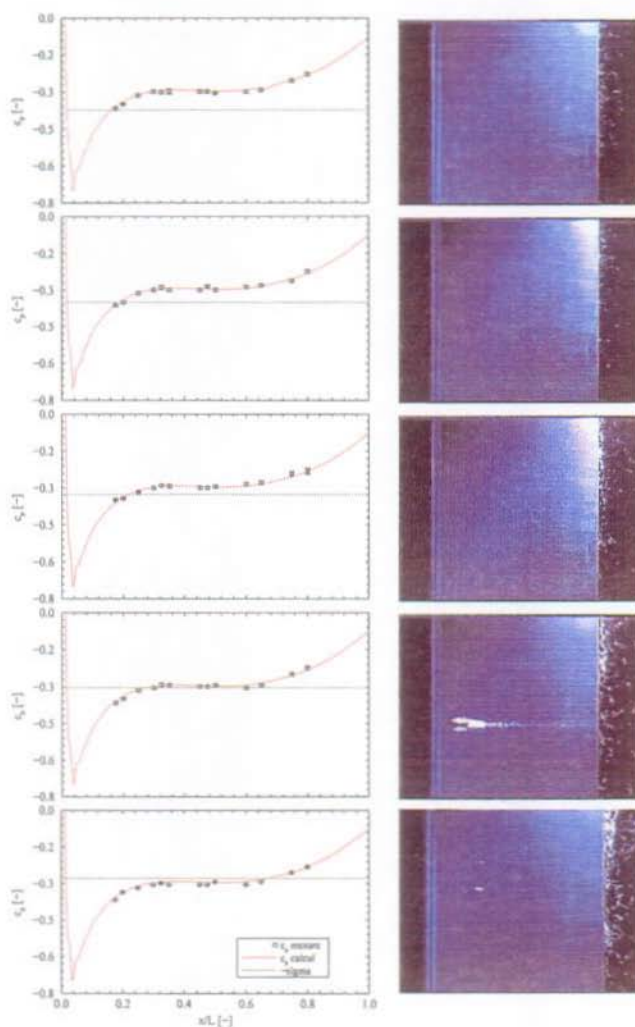


Figure III.3.23: Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=20$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Eau dégazée

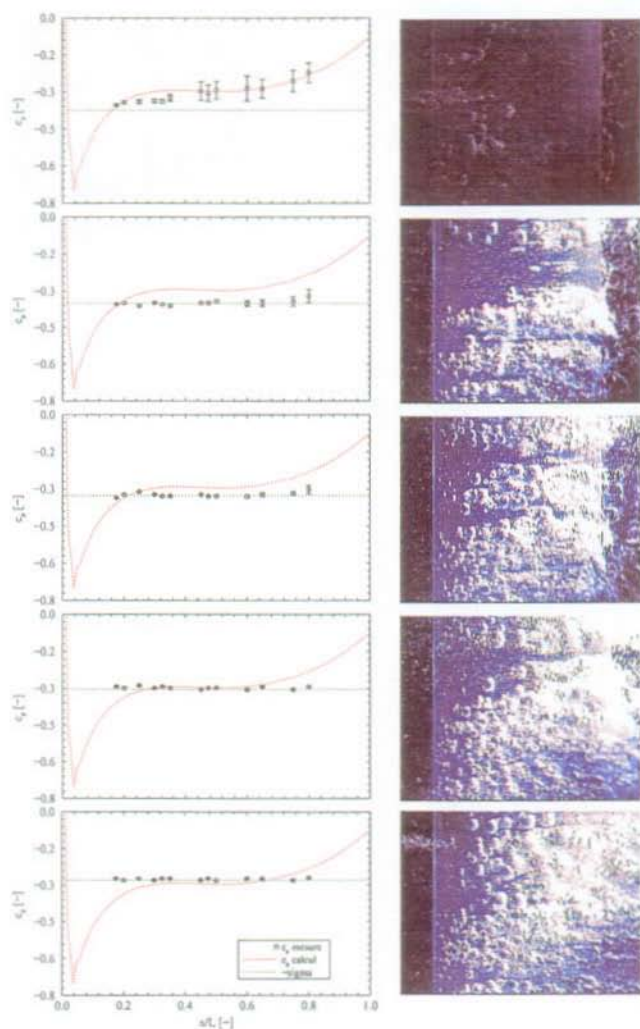


Figure III.3.24: Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=15$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Injection de germes

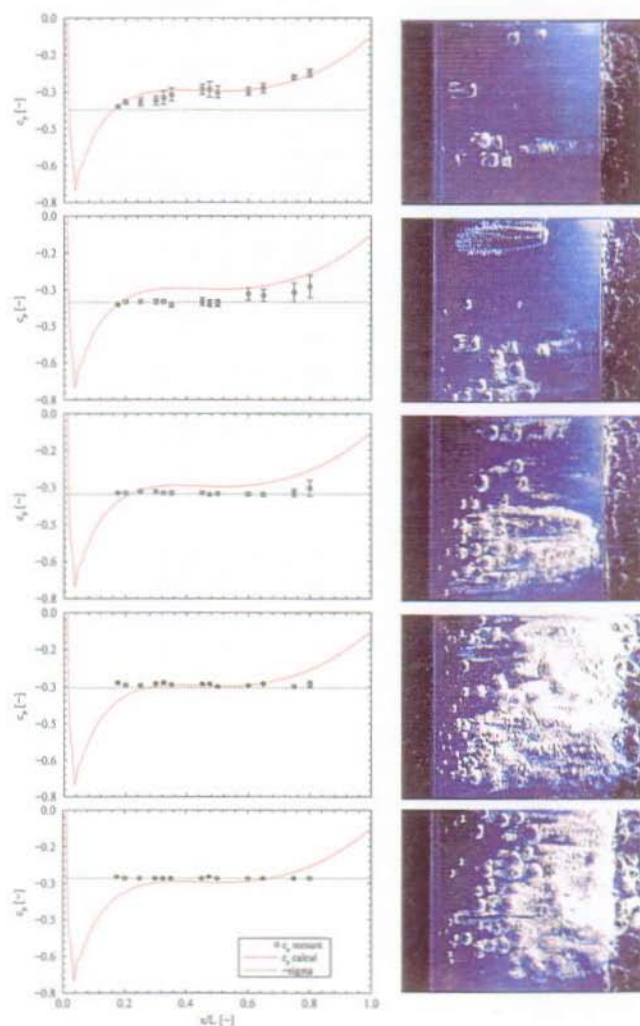


Figure III.3.25: Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=20$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Injection de germes

phase vapeur. Ce phénomène est clairement illustré par les mesures aux plus bas σ à partir de la valeur de 0,35. Les valeurs de c_p mesurées sont en effet égales à la valeur de $-\sigma$ sur toute la portion de mesure s'étendant de 20 à 80 % de la corde du profil. Pour des σ supérieurs, la saturation n'est pas atteinte et les valeurs de c_p sont comprises dans l'intervalle $[-\sigma, c_{p\ sub}]$. Leur position dans cet intervalle dépend du développement de cavitation à bulles à l'endroit considéré. Dans les cas où les collapses des bulles ont lieu sur le profil, on remarque une augmentation de l'écart-type dans les zones correspondantes.

Ces dernières remarques ouvrent des possibilités pour la prédiction des pertes de performance. Sur la base de ces mesures, on voit en effet que le champ de pression en présence de cavitation à bulles est toujours compris dans l'intervalle $[-\sigma, c_{p\ sub}]$ d'une manière dépendant du développement des bulles de cavitation, c'est-à-dire de l'absence totale de bulles jusqu'à la saturation. Les méthodes de prédiction que l'on décrira dans la partie IV seront donc étroitement liées à ces derniers résultats et porteront principalement sur l'évaluation du développement des bulles de cavitation en un point de l'aubage pour tenter de déterminer le niveau de la pression dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$.

Le lien entre la baisse de portance du profil décrit par la figure III.2.10 et la modification du champ de pression en présence de bulles de cavitation est clairement illustré grâce à ces derniers résultats. On observe sur les courbes de portance une augmentation du coefficient c_z^* pour des valeurs de σ comprises entre 0,45 et 0,35. L'étude des distributions de pression nous montre bien un accroissement de la dépression à l'extrados dans cette gamme générée par le développement de cavitation à bulles activées par la dépression du bord d'attaque mais cependant convectées dans une zone où en l'absence de celles-ci, la pression est normalement plus grande. La baisse de portance va apparaître pour des valeurs de σ plus basses, c'est-à-dire lorsque le seuil de la pression de vapeur va limiter cette dépression comme le montrent les distributions mesurées au plus bas σ . On peut en déduire qu'une augmentation de portance n'est possible qu'avec une dépression située en amont de la partie portante (typiquement au bord d'attaque). Au contraire, en présence de dépressions situées près du bord de fuite, comme c'est le cas le plus souvent pour les aubages de roues Francis au point de meilleur rendement, seule une baisse de portance va pouvoir apparaître.

3.2.2 La turbine Francis

Si les derniers résultats obtenus sur profil bidimensionnel nous ont permis d'établir un lien réel entre la modification de portance et la distribution de

pression modifiée par le passage de bulles de cavitation, ce lien reste à démontrer dans le cas de la turbine Francis. La même expérience est donc menée avec la roue instrumentée dans le but de constater si les mêmes observations peuvent être effectuées sur une géométrie tridimensionnelle tournante. Les mesures des courbes de cavitation sont tout d'abord présentées en figure III.3.27 pour les trois chutes d'essai choisies en régime dégazé ainsi qu'avec injection de germes de cavitation. Le point de fonctionnement est le point de meilleur rendement de la roue déterminé après une mesure de la colline complète illustrée en figure III.3.26.

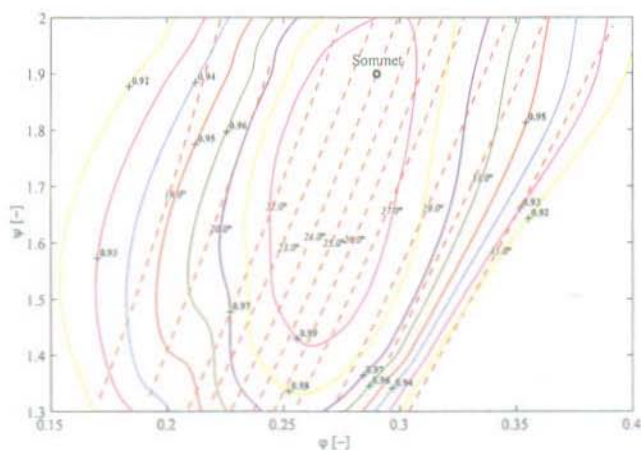


Figure III.3.26: Colline de rendement normalisée par rapport au point de fonctionnement optimum de la roue Francis instrumentée. $H_{ref}=20$ m

Cette colline a été mesurée pour une chute d'essai H_{ref} de 20 m, qui correspond à la chute maximum à laquelle nous nous intéresserons. Les trois chutes d'essai considérées sont 10, 15 et 20 m. La chute de Froude de cette turbine est de 9,85 m, ce qui est très proche de la première condition. L'ensemble des essais s'est déroulé sur la plate-forme d'essai *PF3*. L'injection de germes a été réalisée avec une série de 10 injecteurs montés dans la conduite d'amenée de la plate-forme. Ce nombre élevé d'injecteurs garantit à coup sûr une saturation du point de vue de la cavitation à bulles. Les essais menés sans injection de germes ont systématiquement été précédés d'une ou deux heures de dégazage de la plate-forme. Les courbes de la figure III.3.27 illustrent particulièrement bien l'effet de la chute d'essai abondamment commenté par Gindroz (1991).

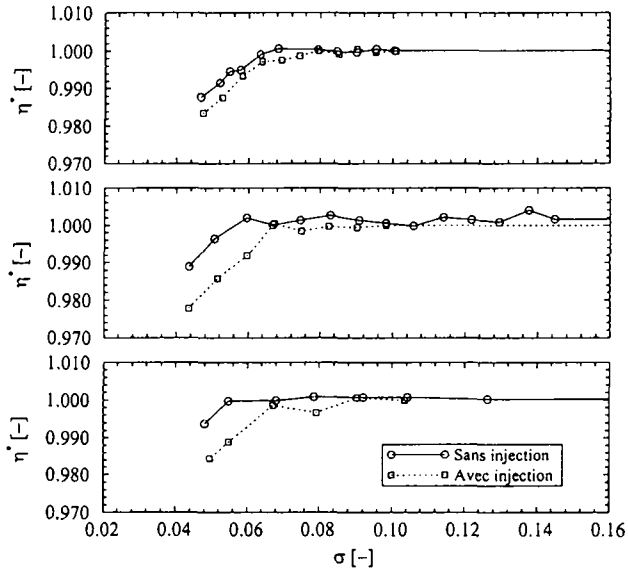


Figure III.3.27: Courbes de rendement de la turbine Francis mesurées avec et sans injection pour trois chutes d'essai différentes. De haut en bas, $H_{ref}=20\text{m}, 15\text{m}, 10\text{m}$

On constate que la plus haute chute d'essai montre une baisse de rendement proche du cas de la saturation sans injection de germes. L'effet de l'injection est le plus clairement illustré par les résultats à la chute de Froude, où l'amplitude des dépressions ne suffit absolument pas à activer les micro-germes présents dans de l'eau dégazée, contrairement à la chute d'essai la plus haute.

En examinant les courbes du couple mécanique T_m correspondantes, on s'aperçoit que la baisse du rendement est directement liée à celle du couple. Cette altération est provoquée par celle du champ de pression agissant sur l'aubage, elle caractérise donc la baisse du transfert d'énergie E_t . L'étude des effets de la cavitation à bulles sur la pression en paroi représente donc très bien l'altération de ce transfert d'énergie. La prédiction de la baisse de rendement avec ce type de développement de cavitation peut donc se limiter à l'étude du champ de pression cavitant ainsi qu'à l'intégration de celui-ci dans le but de déterminer la baisse du couple mécanique.

Dans le but de comparer les résultats de mesure de pression sur l'aubage

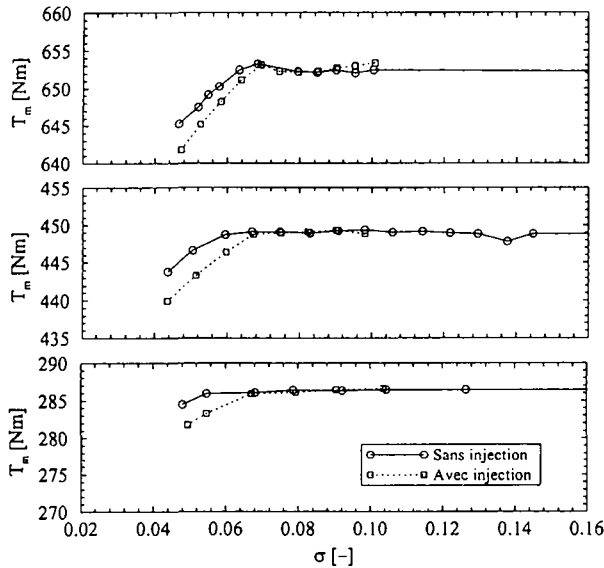


Figure III.3.28: Courbes de couple de la turbine Francis mesurées avec et sans injection pour trois chutes d'essai différentes. De haut en bas, $H_{ref}=20\text{m}$, 15m , 10m

avec la valeur de la pression de vapeur ou encore avec les résultats provenant d'un calcul numérique, tout comme nous l'avons déjà fait pour le profil bi-dimensionnel, il est important de mesurer une référence de pression dans le modèle. L'option choisie est d'utiliser une prise de pression sur le haut du cône du diffuseur et très proche de la sortie de la roue, comme le montre le montage décrit par la figure III.3.29.

La valeur de la pression mesurée en ce point est donc très proche de la valeur de p_{1e} évidemment aux pertes ainsi qu'à l'effet de divergence près. Comme le point de fonctionnement considéré est le point de meilleur rendement et qu'en outre il correspond à une zone d'opération sans torche, on fait l'hypothèse d'un écoulement axial en sortie de roue. Cette hypothèse est sujette à caution puisque des calculs numériques d'écoulements effectués à ce point de fonctionnement nous montreront dans la partie IV que la rotation n'est pas nulle au point sommet. Néanmoins, en effectuant les mesures sans réaliser de sondage de vitesse dans le cône, l'hypothèse d'un écoulement axial nous permet tout de

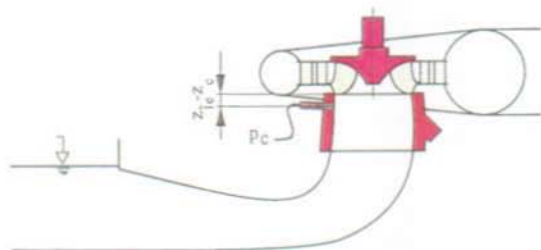


Figure III.3.29: Montage du capteur de pression absolue Keller[®] sur le modèle

même de déterminer la valeur de la pression en sortie de roue p_{1e} en fonction de p_c , qui est la pression donnée par le capteur de pression de référence placé en ce point. En négligeant les pertes entre ces deux points, nous avons :

$$p_{1e} = p_c - \rho g(z_{1e} - z_c) + \frac{1}{2} \rho Q^2 \left(\frac{1}{S_c^2} - \frac{1}{S_{1e}^2} \right) \quad (\text{III.3.6})$$

Le capteur utilisé lors des essais est un capteur de pression absolu de marque Keller[®] étalonné dans la gamme 0,2-1 bar. La mesure directe du coefficient de pression c_p référencé à la sortie de la roue est donc possible moyennant les hypothèses que nous avons décrites. La comparaison avec le niveau de la pression de vapeur fait appel au calcul du coefficient local de cavitation χ_E . Avec les hypothèses que nous avons énoncées dans la partie II, cette expression se réduit à :

$$\chi_E = \frac{p_{1e} - p_v}{\rho E} = \sigma_{1e} - (1 - k_{rd}) \frac{\varphi_0^2}{\psi_1} \quad (\text{III.3.7})$$

où k_{rd} est un coefficient de pertes par frottement turbulent dans le diffuseur. Ce coefficient ne dépend que de la forme du diffuseur, de son alimentation, donc du tracé de la roue et du nombre de Reynolds Re de l'écoulement. Par conséquent, il s'agit d'un terme qui dans le domaine de fonctionnement nominal de la turbine, varie peu et n'influence que très faiblement le champ de pression à la sortie de la roue. En l'absence de mesure du rendement du diffuseur, la valeur de ce coefficient est basée sur un certain nombre de mesures tirées de la littérature (Kubota *et al.* (1996)). Le niveau de la valeur de la pression de vapeur p_v sera donc représenté sur les graphiques illustrant les résultats par la valeur de $-\chi_E$ (en vert sur les graphes). Ces résultats ont été obtenus en

enregistrant 10 échantillons des signaux de pression des capteurs embarqués ainsi que du capteur de référence à une fréquence de 200 Hz, obtenant ainsi des temps d'échantillonnage de 5 s par enregistrement. Les enregistrements provenant des capteurs des deux aubes sont moyennés par position des capteurs pour permettre une représentation plus condensée. Parallèlement aux mesures de pression ont eu lieu simultanément des prises de vues au moyen d'une caméra *CCD* et d'un stroboscope synchronisé à la rotation de la roue. Une image de chacune des deux aubes instrumentées est ainsi numérisée sur une station *SILICON GRAPHICS*® en même temps que l'acquisition des paramètres de fonctionnement de la plate-forme fournis par le serveur réseau *EtherNet* de celle-ci.

Les différents résultats de ces mesures de pression en régime permanent sont présentés dans les figures III.3.30, III.3.31 et III.3.32 correspondant respectivement aux chutes d'essai de 10 m, 15 m et 20 m. Les c_p y sont représentés en fonction de l'abscisse curviligne en partant du bord d'attaque de la section cylindrique sur laquelle sont positionnés les capteurs. Tout comme dans le cas du profil bidimensionnel, les mesures de c_p sont accompagnées des résultats d'un calcul numérique d'écoulement dans la roue à ce point de fonctionnement. On remarque à nouveau l'excellente correspondance entre les résultats de calcul et les mesures en absence de cavitation. On peut en outre expliquer cette dernière par le fait que le régime calculé est le point de fonctionnement optimal et que les codes Navier-Stokes de dernière génération donnent d'excellents résultats pour ce type d'écoulement. Nous décrirons plus en détail la réalisation de ces calculs dans la partie IV lorsque nous aborderons les aspects prédictifs de la baisse des performances. Chaque figure illustre les régimes après dégazage ainsi que sous injection de germes de cavitation, de plus, les images correspondant aux basses valeurs de σ ne sont pas incluses. Elles ne présentent en effet aucun intérêt puisque le développement de cavitation s'étend jusque dans le cône et masque donc l'aubage du champ de la caméra *CCD*.

Les résultats de la figure III.3.30 montrent très bien l'effet de l'injection de germes sur le développement de la cavitation de sortie. On remarque en effet que pour une valeur de σ de 0,07, correspondant au début de la chute des performances dans le cas avec injection, l'activation des bulles est très prononcée vis-à-vis du développement quasi-nul de cavitation de sortie en utilisant de l'eau dégazée. Ce phénomène se constate sur les courbes de rendement ainsi que sur les distributions de pression où la valeur de p_v est atteinte dans le cas où les germes sont présents. L'ensemble de ces remarques est confirmé en étudiant les résultats obtenus dans le cas des deux autres chutes d'essai.

Un point très intéressant est caractérisé par la dépression située à l'amont

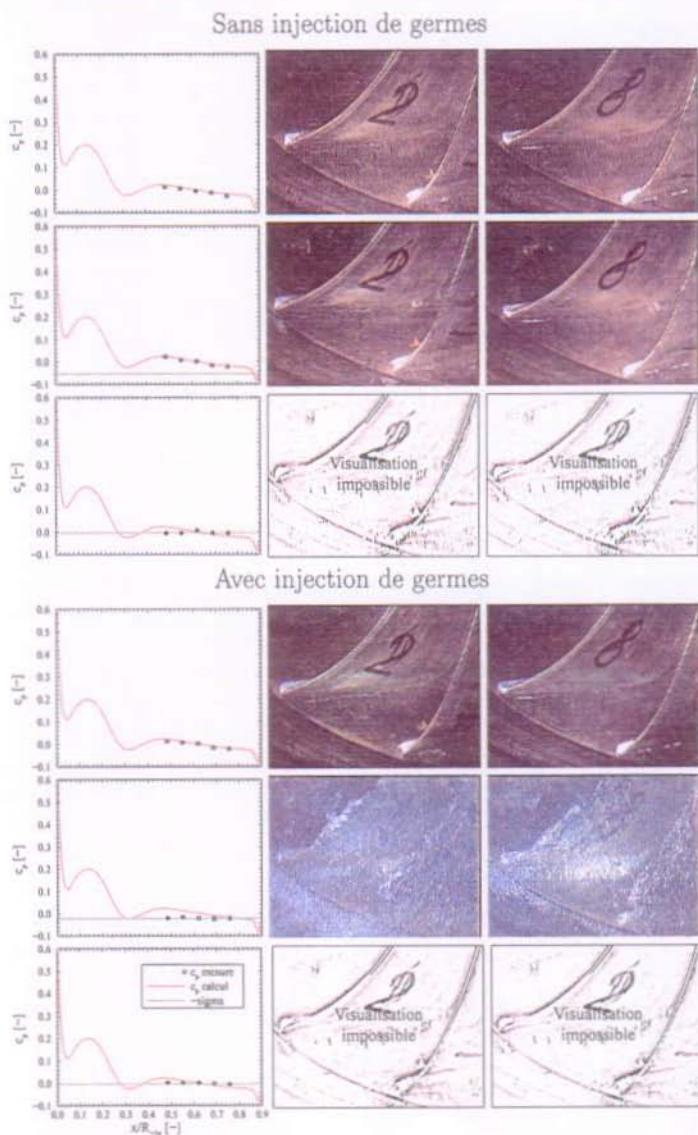


Figure III.3.30: Distributions de pression sur la roue instrumentée avec et sans injection. $H_{ref}=10$ m (Chute de Froude). Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,95; 0,07; 0,05

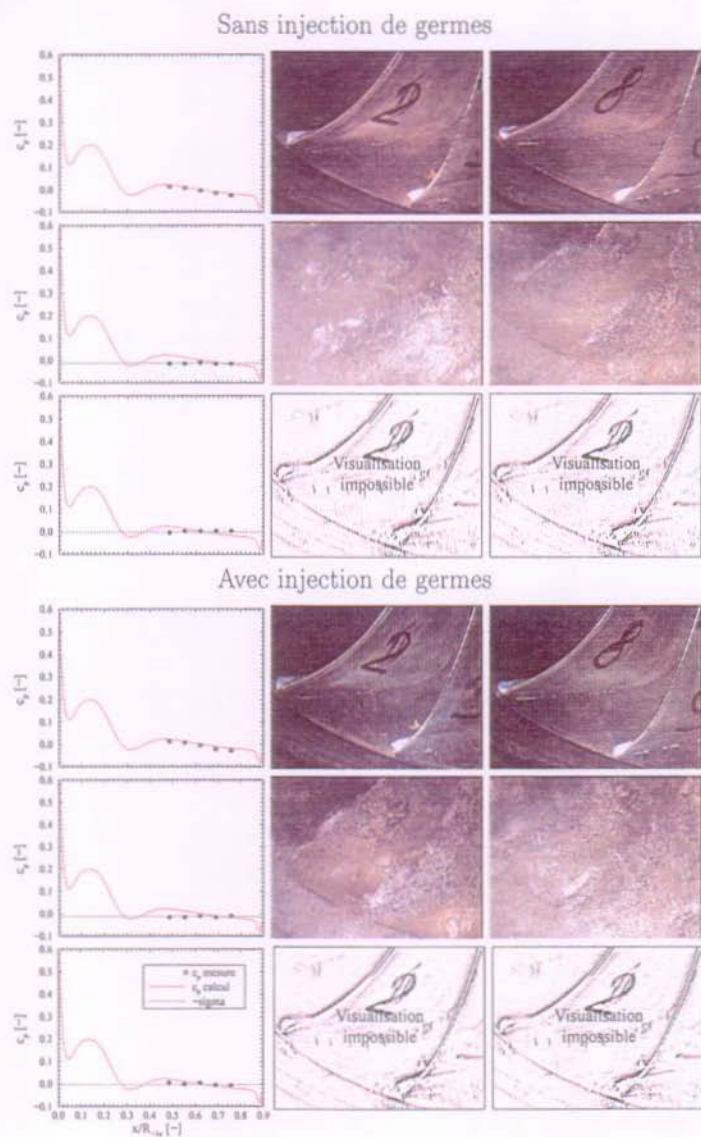
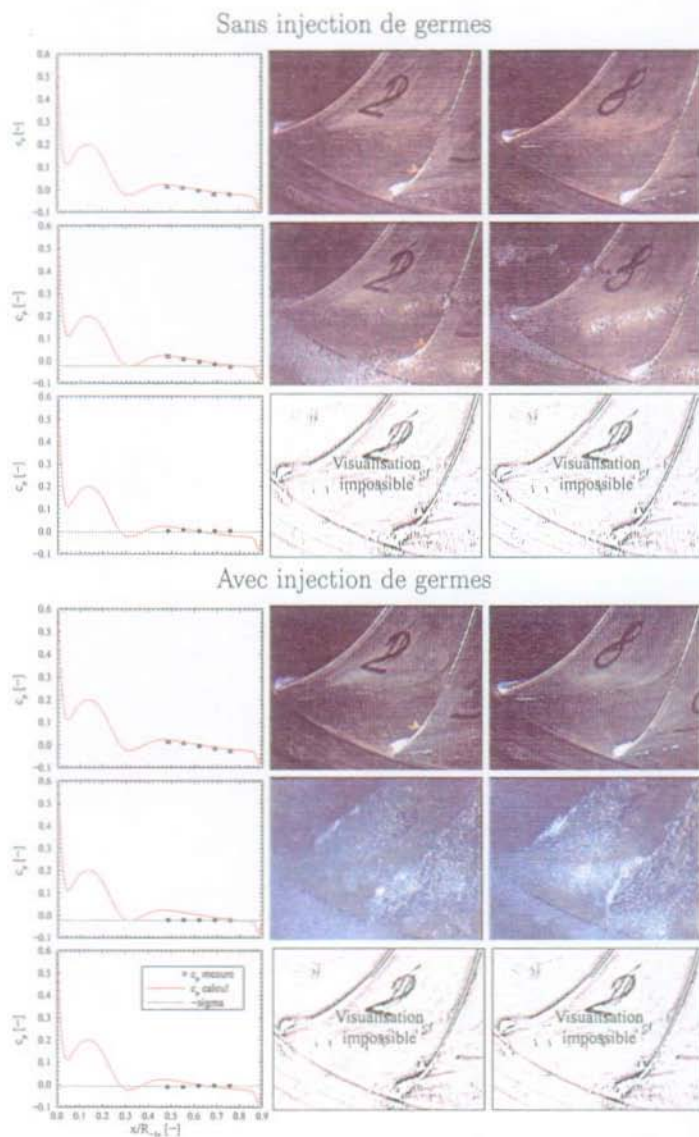


Figure III.3.31: Distributions de pression sur la roue instrumentée avec et sans injection. $H_{ref}=15$ m. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,6 ; 0,06 ; 0,05



des capteurs. La trajectoire des bulles passant au dessus des capteurs coupe en effet cette zone confinée dans la région de la ceinture de la roue. On remarque très bien sur les distributions de c_p mesurées que le niveau de pression donné par les capteurs dépend étroitement de la valeur du pic de dépression par rapport à p_v . D'après les conclusions que nous avons tirées des mesures sur le profil bidimensionnel, ce type de répartition de pression sur un aubage avec une dépression à l'amont de la sortie peut typiquement provoquer des augmentations de rendement parfois appelées "exaltations" avant la chute de celui-ci. Cette dépression est cependant trop localisée pour qu'on remarque un quelconque effet sur le rendement global de la machine, ce qui est confirmé par les courbes de la figure III.3.27.

Les hypothèses permettant de recalculer la pression ont en outre permis la mise en évidence de la correspondance entre la valeur du coefficient local de cavitation χ_E et les valeurs de c_p en cas de saturation. La limitation du champ de pression par la valeur de p_v est donc à nouveau mis en évidence à l'aide de ces mesures sur la roue Francis. On constate que la pression lors de l'apparition de cavitation à bulles est comprise dans un intervalle $[p_v, p_{aub}]$ tout comme on peut l'observer sur les résultats obtenus avec le profil bidimensionnel instrumenté. Le niveau de pression atteint dans cet intervalle est en outre étroitement lié au développement des bulles passant au point considéré. Dans le but de caractériser ce niveau de pression en fonction de la forme et de la répartition des bulles passant sur l'aubage, il est nécessaire de procéder à des mesures instationnaires du champ de pression pour tenter de lier physiquement la pression instantanée au passage d'une bulle près d'une paroi. Ces recherches peuvent être menées sur le profil bidimensionnel instrumenté dans la mesure où son comportement face à la cavitation s'est avéré être semblable à celui de la roue Francis du point de vue stationnaire.

3.3 Les mesures en régime instationnaire

Après avoir étudié le comportement moyen du champ de pression modifié par le passage de bulles de cavitation, il est intéressant de tenter de décrire plus précisément ce qui se passe lorsque une bulle de cavitation active est convectée à proximité d'un capteur de pression. Le profil instrumenté de capteurs *Keller*® est utilisé dans ce but parallèlement à la caméra *Cordin*® pour coupler l'étude dynamique des signaux de pression avec le détail du mouvement de la bulle de cavitation dans la zone où sont positionnés les capteurs. Le schéma de l'expérience est décrit à la figure III.3.16. La répartition des capteurs choi-

sis pour ces expériences est présentée en figure III.3.33. Le premier canal est réservé au signal provenant de la photodiode.

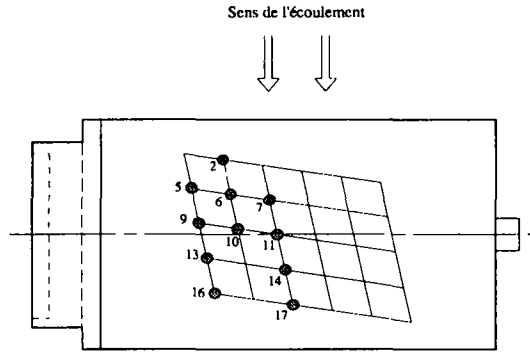


Figure III.3.33: Représentation de la répartition des capteurs Keller[®] sur le profil bidimensionnel

Le régime choisi pour réaliser les films rapides *Cordin*[®] avec les enregistrements est une vitesse dans la veine de 20 m/s ainsi qu'une valeur de σ de 0,35 avec injection de germes de cavitation au moyen d'un nombre d'injecteurs plus réduit, soit 8. Cette condition permet des prises de vues de bulles séparées, ce qui nous permet une analyse plus détaillée de l'influence du passage des bulles sur la pression mesurée par les capteurs. Pour des valeurs de σ plus basses ainsi que pour des taux de germes plus important, le nombre de bulles en évolution sur l'extrados est trop grand et ne permet plus l'établissement d'une relation entre une bulle isolée et la pression appliquée.

Les conditions d'enregistrements sont une fréquence d'acquisition de 200 kHz des signaux filtrés en passe-bas à 100 kHz. Les échantillons mesurés sont ainsi d'une durée de 20 ms. Le premier film réalisé est illustré à la figure III.3.34. Seule 1 image sur 10 est représentée sur cette figure. La cadence de prise de vues a été fixée à 40'000 images/s, ce qui correspond à un optimum du point de vue de la résolution en temps et de la qualité d'image. A cette fréquence, la durée maximum du film est de 12,5 ms. En réglant la durée des flashes à 11 ms (temps maximum), 440 des 500 images vont être exposées. Comme l'éclairage n'est pas constant durant ce temps d'exposition, le nombre total d'images numérisées est de 400 par film, correspondant à un temps de 10 ms à partir du déclenchement des sources flash.

On a représenté sur la première image de la figure III.3.34 la position des

capteurs correspondant au cadrage de la caméra *Cordin*[®]. Les quelques images voilées sont celles situées aux extrémités du film où les plis consécutifs au chargement de celui-ci dans la caméra ne permettent pas une qualité photographique optimale. L'examen des images montre le passage de trois grosses bulles de cavitation durant l'exposition. Dans l'idée d'analyser plus précisément l'évolution du champ de pression lors du passage d'une bulle, on peut s'intéresser au cas particulier de la troisième bulle évoluant sur les capteurs n° 5, 9, 10, 13 et 16 durant l'intervalle ($9\text{ms} \leq t \leq 12,5\text{ms}$).

On constate tout d'abord sur les images agrandies que le logement du capteur *Keller*[®] n° 2 génère une poche de cavitation dans son sillage. Ce type de poche apparaît parfois pour de basses valeurs de σ et c'est la raison pour laquelle les mesures de c_p hors cavitation doivent être menées avec énormément de soin du point de vue du nettoyage préalable du profil et de l'observation continue de celui-ci. Il est en effet bien évident qu'en présence d'un tel développement de poche, le signal du capteur de pression correspondant peut être considéré comme inutilisable. On peut en outre remarquer sur le graphique des signaux de pression correspondant de la figure III.3.36 que l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ est très petit pour les capteurs les plus à l'amont. Les analyses des signaux se font donc principalement sur les capteurs présentant un intervalle $[p_v, p_{sub}]$ suffisamment bien défini. Tenter de quantifier un écart de pression significatif du passage d'une bulle de vapeur à proximité d'un de ces capteurs semble donc relever d'une trop grande difficulté compte tenu des marges d'erreur décrites dans le paragraphe 3.1.5. En s'intéressant donc plus précisément aux signaux des capteurs n° 9, 10, 13 et 16, pour lesquels l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ est plus large, on constate bien une sorte d'alternance de la pression instantanée entre les deux bornes de celui-ci, ceci à l'exception naturellement du collapse de la bulle considérée observé sur le signal du capteur n° 16 entre 11,75 et 12 ms. On constate en effet que la pression est sensiblement égale à la pression subcavitante jusqu'à un temps de 10,5 ms où une dépression apparaît avant le collapse de la bulle suivi d'une remontée en pression. Cette dépression observée est directement consécutive au passage de la bulle sur la position de capteur, comme le montrent les images du film aux temps correspondants. On retrouve un comportement semblable sur les signaux de capteurs n° 10 et 13 sans l'influence du collapse de la bulle.

On peut remarquer en outre que la bulle considérée résulte de la coalescence de plusieurs bulles activées par la dépression située au bord d'attaque. On se rend donc bien compte à ce stade que toutes les hypothèses faites quant à l'évolution de bulles sphériques pour tenter de quantifier le champ de pression en présence de cavitation semblent sujettes à caution, notamment toutes les

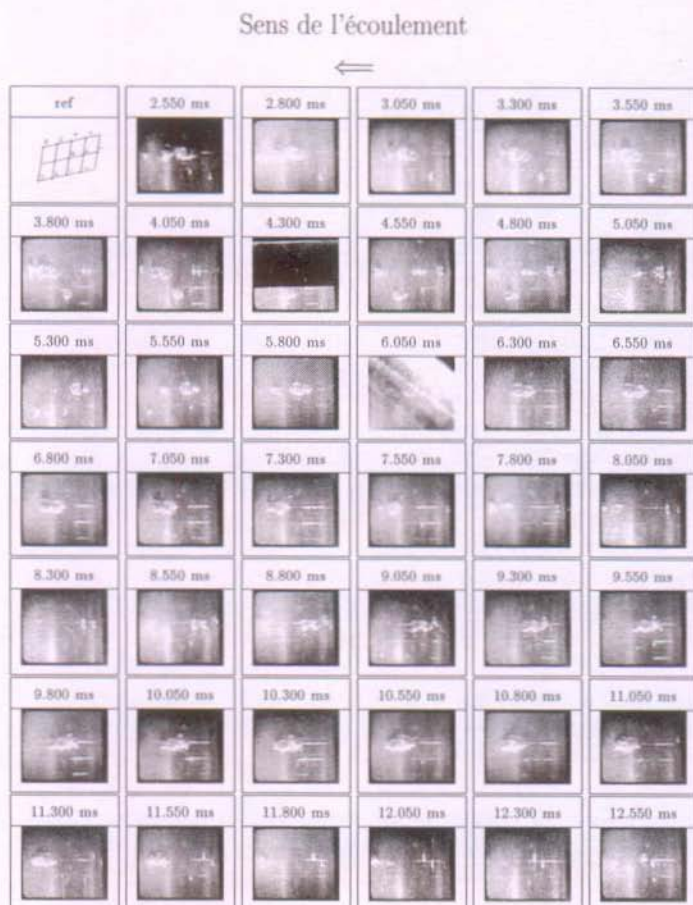


Figure III.3.34: Représentation des images du premier film *Cordin*[®] sur toute la durée d'éclairage. Cadence : 40'000 images/s. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 20$ m/s. La première image représente la position des capteurs

approches potentielles largement décrites par la littérature et principalement utilisées dans les domaines relatifs au bruit généré par la cavitation. Lebeuilly *et al.* (1996) et Bark (1988) ont mis en évidence une évolution de la pression acoustique générée par une bulle de cavitation au cours du temps semblable à ce que l'on a pu observer sur nos enregistrements, à savoir une dépression

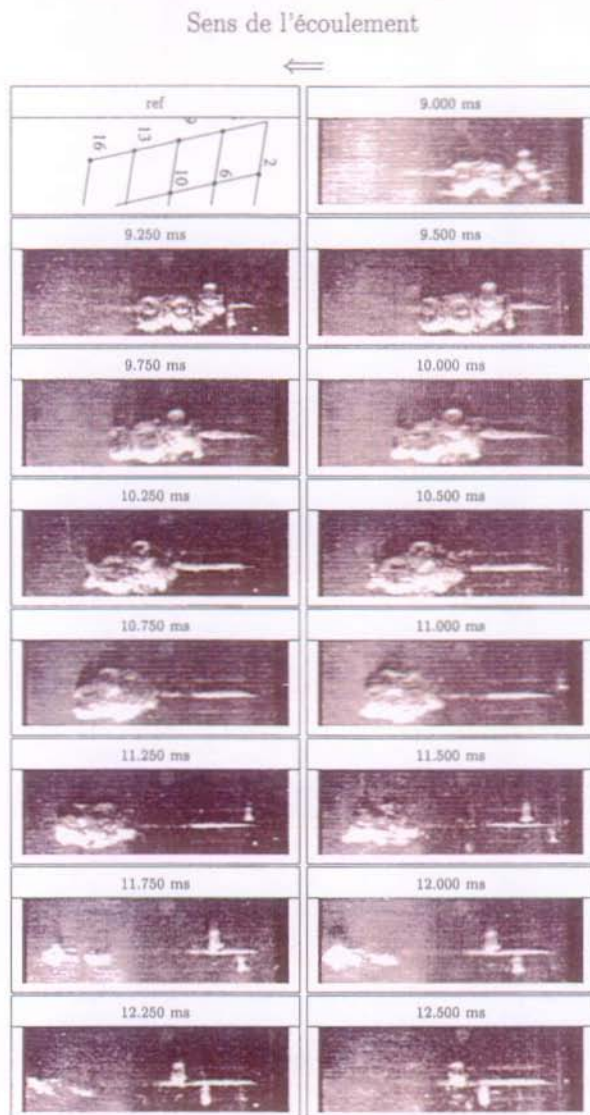


Figure III.3.35: Représentation des images du film *Cordin*® n° 1. Cadence : 40'000 images/s. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 20$ m/s

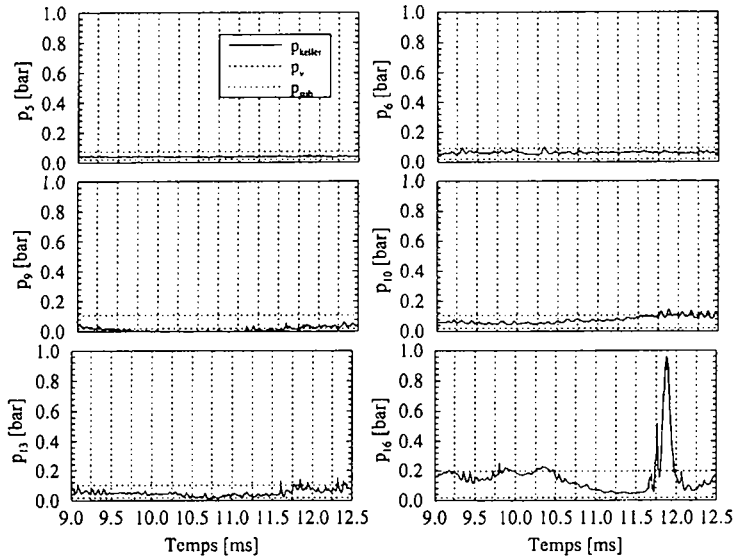


Figure III.3.36: Enregistrements des signaux de pression en simultan e avec le film n o 1. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 20$ m/s

suivie du pic relatif au collapse. Les ordres de grandeurs sont cependant de quelques kPa et les dépressions loin d'être suffisantes pour atteindre la valeur seuil de p_v . Ce type de signaux temporels ont été g egalement mesur es sur le profil bidimensionnel instrument e mais à des conditions différentes, lorsque les bulles restent relativement sphériques et petites, c'est-à-dire typiquement pour des valeurs de σ plus hautes où la portance et la distribution de pression moyenne ne sont pas alt er es.

Il est difficile d'utiliser ces approches pour expliquer le comportement de la pression instantanée mesurée sur les parois de l'aubage. Les bulles que l'on considère dans notre étude sont en effet très proches de la paroi et leur taille caractéristique en général beaucoup plus grande que leur distance à celle-ci, ce qui implique donc une déformation importante de la bulle ainsi qu'un contact direct de la phase vapeur avec la paroi solide de l'aubage. Il existe en outre une différence importante d'ordre de grandeur du point de vue énergétique entre l'émission acoustique d'une population de bulles et la modification du transfert d'énergie entre l'écoulement moyen et l'aubage. La prédiction de l'influence des bulles de vapeur sur le champ de pression moyen passe donc par des méthodes

plus représentatives du comportement global biphasique de l'écoulement.

Le film n° 3 a été réalisé à une valeur de σ légèrement plus haute, soit 0,38. Les collapses ont donc lieu plus près du bord d'attaque ce qui est confirmé à l'étude du signal provenant du capteur n° 11 illustré avec ceux des autres capteurs sur la figure III.3.38. Le passage des deux bulles responsables des collapses visibles sur ce signal est illustré sur la séquence d'images correspondante de la figure III.3.37.

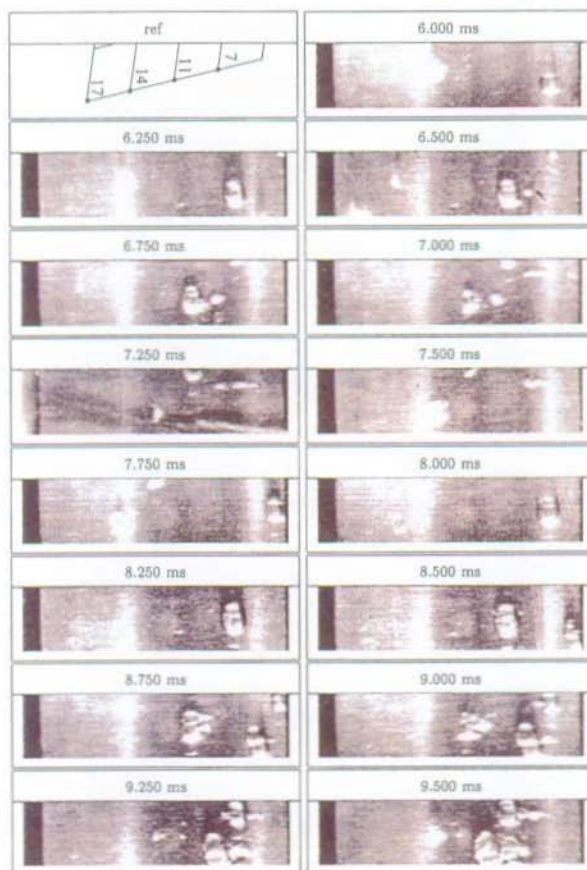


Figure III.3.37: Représentation des images du film n° 3. Cadence : 40'000 images/s.
 $\sigma = 0,37$. $C_{ref} = 20$ m/s

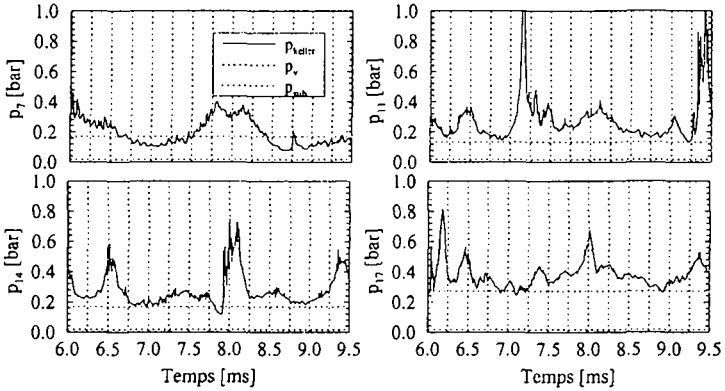


Figure III.3.38: Enregistrements des signaux de pression en simultané avec le film n° 3. $\sigma = 0,38$. $C_{ref} = 20$ m/s

Le signal du capteur à l'amont du lieu du collapse, le capteur n° 7, montre une dépression lors du passage de chacune des deux bulles à sa verticale. Cette dépression ne s'étend toutefois pas jusqu'à la valeur de p_v . Il semble donc que la phase vapeur n'entre pas en contact direct avec la paroi et que la bulle reste relativement sphérique. Les remontées de pression qui suivent sont consécutives principalement aux collapses et l'on constate sur les deux capteurs à l'aval que la valeur de la pression oscille autour de la valeur de p_{sub} de manière étroitement liée aux collapses. Ce régime illustre parfaitement l'influence de la dynamique de la bulle sur le champ de pression. La portance du profil va n'être que faiblement modifiée dans ce cas et la pression moyenne très proche de la valeur de p_{sub} . On peut noter ce comportement sur la figure III.3.25 où les valeurs indicatives de l'écart-type des c_p mesurés sont plus grandes au voisinage de la zone de collapse des bulles sans toutefois modifier la valeur moyenne comme le montre la distribution pour une valeur de σ égale à 0,4. Remarquons qu'il est impossible de comparer les deux expériences puisqu'elles se sont déroulées sans le même nombre d'injecteurs.

Nos mesures de pressions avec prises de vues cinématographiques confirment celles en régime permanent quant à la limitation de la pression fluctuante entre les bornes de l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ à l'exception des oscillations dues à l'influence du collapse des bulles. Ces oscillations n'ont qu'un effet indicatif sur l'écart-type lors des mesures en régime permanent, ceci à cause du filtrage des signaux. On peut constater également que la dépression mesurée par un capteur pendant le passage d'une bulle à sa verticale n'atteint pas toujours la pression de

vapeur suivant le régime considéré. Cette dépression semble être d'origine dynamique dans le cas de bulles plus ou moins sphériques passant à une certaine distance de la paroi mais également directement liée à la nature biphasique des écoulements cavitants lorsque la bulle atteint une taille telle que la surface du profil soit directement en contact avec la phase vapeur, la pression alors mesurée étant égale à p_v . On a pu en effet observer de telles dépressions sans toutefois être en présence d'un régime de saturation volumique.

Outre la quantité de bulles en évolution le long de l'extrados, leur morphologie semble jouer un rôle important dans la modification du champ de pression subcavitant. Dans le but de quantifier précisément cette modification qui va gouverner l'altération des performances, il est nécessaire de connaître de manière plus exacte l'évolution de la morphologie de ces bulles qui va dépendre, d'une part, de leurs tailles, c'est-à-dire essentiellement des conditions de développement de ces bulles qui sont les grandeurs initiales des germes ainsi que les conditions hydrauliques et le champ de vitesse dans lequel elles évoluent puis, d'autre part, de leur concentration dans la mesure où l'interaction entre elles joue un rôle important jusqu'à des éventuels phénomènes de coalescence.

3.4 L'évolution d'une bulle non sphérique

Les prises de vues rapides au moyen de la caméra *Cordin*[®] ne permettent pas de contrôler la sphéricité des bulles de cavitation du fait de l'orientation perpendiculaire du champ visuel à l'extrados du profil. Les films *Cordin*[®] ainsi que les différentes images prises lors des mesures avec la balance hydrodynamique ou encore lors des mesures en régime permanent ont tous montrés des vues de bulles relativement circulaires selon cette direction d'observation. De plus les diamètres dans ce plan perpendiculaire à l'axe de l'objectif correspondent relativement bien à ceux calculés au moyen de l'équation du mouvement des bulles sphériques dite "équation de Rayleigh-Plesset". Les déformations auxquelles nous pouvons donc nous attendre, dans le cas de l'évolution de bulles à l'extrados d'un profil, vont donc plutôt être des aplatissements de ces cavités. Le montage optique décrit à la figure III.3.20 utilisé avec la caméra *QUICK 05A*[®] à intensification de lumière va permettre de relever les géométries des bulles dans le plan vertical et parallèle à l'écoulement.

La différence essentielle avec le montage optique des expériences menées avec la caméra *Cordin*[®] depuis le dessus de la veine repose donc sur la focalisation de l'image par l'optique utilisée. La profondeur de champ utile dans notre cas est très faible car le diaphragme de l'objectif doit être ouvert au maxi-

mum du fait de la faible luminosité à disposition. On ne peut donc prendre une image nette que dans un plan d'épaisseur relativement faible avec l'objectif utilisé, un *Nikon*® standard de 55 mm de focale. Le principal problème qui en découle repose sur l'existence de bulles en mouvement sur toute la surface de l'extrados du profil. Ces bulles vont donc masquer ou ombrer les bulles intéressantes situées dans le plan focal. Le système d'injection conventionnel a donc été écarté pour cette expérience. Nous avons utilisé en lieu et place un simple tube muni à son extrémité d'un gicleur de carburateur de moteur deux temps. Ce dernier est en fait un bouchon fileté percé et le diamètre de passage de 0,5 mm permet une pulvérisation de l'eau saturée produite par l'engazeur. La tige d'injection est introduite à l'amont du convergent du tunnel de cavitation sur le dessus et sur l'axe de la conduite. On obtient ainsi un flux de micro-bulles concentrées dans une bande de environ 1 cm de large et 5 cm de haut. En variant la profondeur d'introduction de la canne, on parvient à régler la position verticale du flux de ces germes et donc à ajuster le nombre de bulles en évolution dans une bande de 1 cm de large au centre du profil. La focalisation de l'objectif de la caméra est effectuée sur le plan vertical du centre de la veine et est réalisée au moyen de l'acquisition d'une image du profil avec la projection d'une tranche laser de 0,5 mm d'épaisseur sur ce plan. Cette image dont un exemple est présenté à la figure III.3.39 nous permet également ensuite de positionner les bulles visibles sur les images par rapport à la corde du profil. Pour permettre ces réglages, la caméra est inclinée de 5° vers le bas.



Figure III.3.39: Image de la tranche laser au centre de la veine utilisée pour le réglage de la focalisation et le positionnement des bulles

La figure III.3.40 nous montre la position des 4 capteurs *Keller*® utilisés pour les enregistrements de pression. Le plan vertical ainsi que la bande d'injection est également illustrée sur le profil. On a représenté en outre en rouge la surface parcourue par une bulle sphérique à l'extrémité gauche de cette bande à un σ de 0,4 et en vert celle correspondant à une valeur de σ de 0,3. On constate que le capteur n° 7 est hélas un peu éloigné du plan vertical et de la zone d'évolution des bulles. Ces 4 capteurs sont cependant ceux les plus proches de ce plan et en état de fonctionner lors du déroulement de l'expérience.

Les conditions d'enregistrements ont été les mêmes que celles utilisées dans

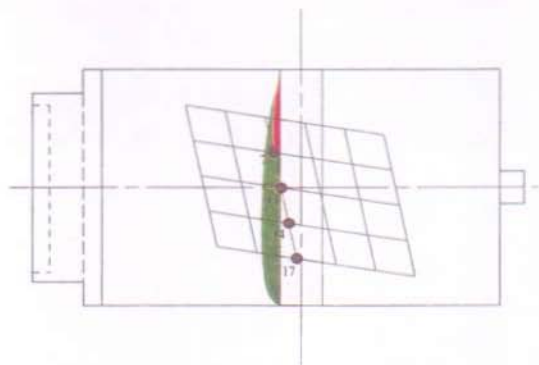


Figure III.3.40: Position des capteurs Keller[®] et de la bande d'injection de germes sur le profil bidimensionnel

le cadre des films avec la caméra cinématographique *Cordin*[®], soit une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz avec l'utilisation de filtres passe-bas avec une fréquence de coupure définie à 100 kHz. Un seul module *LeCroy*[®] suffit aux enregistrements avec ses 4 canaux. La séquence de prise d'images a été définie après plusieurs essais de temps et nombres d'exposition. Pour obtenir une image utilisable du point de vue du traitement, il a fallu limiter le nombre d'expositions à 4 en choisissant un intervalle de 0,5 ms. Le temps d'exposition optimal choisi pour cette paramétrisation est de 10 μ s. Cette optimisation provient du concept de superposition des expositions sur une même image, un trop grand nombre d'expositions diminue le contraste obtenu en illuminant inutilement les parties non intéressantes. Un temps trop court ne permet pas une exposition suffisante et augmenter d'avantage le gain des photomultiplicateurs nuit en outre à la qualité générale de l'image. Un exemple de l'image obtenue agrandie est illustré à la figure III.3.41.

Le logiciel de traitement d'images a été spécialement adapté pour l'expérience menée avec la caméra *QUICK 05A*[®]. Celui-ci effectue tout d'abord la conversion des images numérisées dans le format standard *RGB* permettant ainsi leur manipulation sur une station *UNIX SILICON GRAPHICS*[®] grâce aux fonctions graphiques incluses dans ses différentes bibliothèques logicielles. Ces manipulations sont articulées autour de différentes fonctions manuelles utilisant la souris de la station de travail. Une fois la référence de position prise grâce à l'image de la projection de la tranche laser sur le profil, le contour des bulles est numérisé manuellement avec la souris de la station en contournant

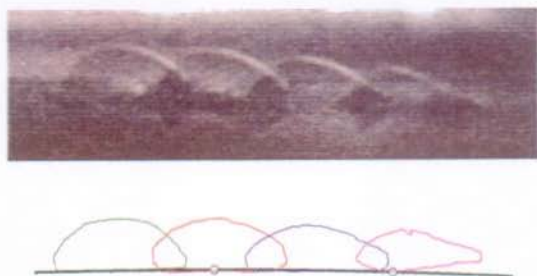


Figure III.3.41: Multiples expositions sur une image de la caméra QUICK 05A [®].
Acquisition du contour de l'interface

les cavités sur l'image agrandie et traitée affichée sur l'écran. Un traitement automatisé dans le but d'obtenir ces contours n'a pas pu être développé vu les grandes différences de conditions d'éclairage et de contraste que l'on a rencontrées sur les images enregistrées. Les contours sont référencés par rapport à la corde du profil et la correction de l'angle de visée de la caméra est incluse dans cette transformation. Les calculs effectués grâce à la numérisation des contours sont l'aire de la surface dans le plan de mesure, la position du barycentre de cette surface ainsi que le rayon équivalent à l'aire calculée. Les figures III.3.42 à III.3.47 illustrent différents résultats significatifs pour trois vitesses de référence ($C_{ref}=15, 20$ et 25 m/s) et deux valeurs de σ (0,4 et 0,35). Les cavitations parasites et notamment celle apparaissant entre le hublot latéral et le profil empêchent malheureusement toute visualisation à des valeurs de σ inférieures.

On a illustré sur l'ensemble de ces figures l'image brute numérisée, une représentation des contours des bulles aux quatre différents temps d'exposition sur le profil et les signaux de pression des capteurs Keller[®] durant le temps total d'exposition plus un intervalle ($0 \leq t \leq 2ms$).

La figure III.3.42 illustre la convection d'une bulle ainsi que la phase de son collapse. On constate en premier lieu la forme de cette bulle dans le plan vertical qui est loin de ressembler à celle d'une sphère. On a bien la confirmation de l'aplatissement de la cavité du fait de la distance de sa trajectoire à la paroi plus réduite que sa dimension caractéristique. Une légère dépression apparaît sur le signal du premier capteur lors du passage de la cavité à sa proximité. Remarquons que cette dépression n'atteint pas la valeur de p_v et est principalement due à la dynamique de la bulle, le capteur n'étant pas positionné exactement dans le plan de mesure. On observe très bien le collapse de la bulle sur ce même capteur entre le contour 3 et le contour 4 ainsi qu'un

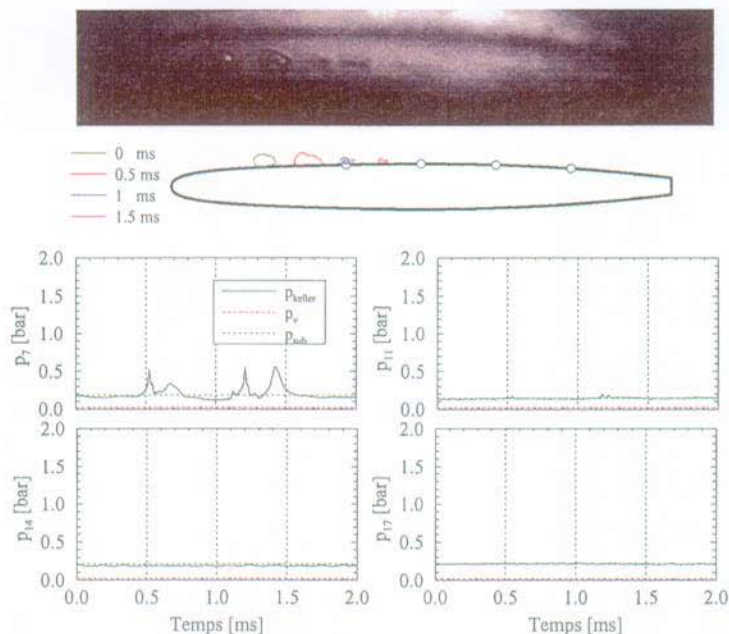


Figure III.3.42: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra *QUICK 05A* ©. $\sigma = 0,4$. $C_{ref} = 15$ m/s.

rebond ce qui explique l'existence d'un nuage sur l'exposition n° 4. Les autres signaux nous donnent une valeur de la pression sensiblement égale à la valeur de la pression calculée d'après les c_p mesurés en régime permanent sans injection de germes. La figure III.3.43, présentant une mesure à une valeur de σ plus basse, nous montre tout d'abord la taille beaucoup plus importante des cavités produites ainsi que la même tendance à l'écrasement du point de vue de leur morphologie. Sur les signaux de pression correspondants, nous n'observons pas de dépressions très fortement marquées sans doute pour les mêmes raisons d'éloignement des capteurs de la zone de passage de la bulle.

Les figures III.3.44 et III.3.45 présentent les mêmes cas à une vitesse de référence plus élevée de 20 m/s. On constate au plus haut σ que le collapse correspond tout à fait bien à la disparition de la cavité après la second exposition, les autres pressions restent égales à leurs valeurs normales hors cavitation.

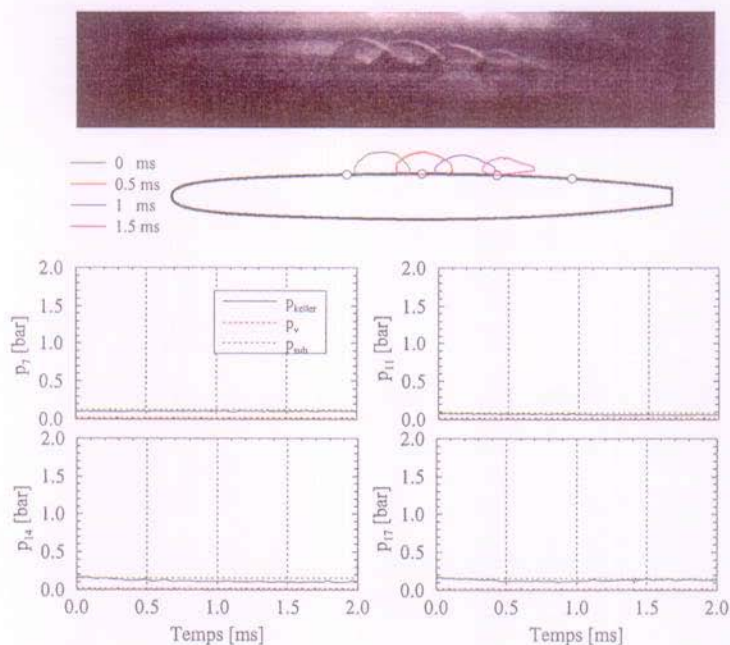


Figure III.3.43: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra *QUICK 05A*®. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 15$ m/s.

Le cas à plus bas σ présente lui un comportement un peu plus intéressant car on observe bien sur les signaux successifs des capteurs la convection de la faible dépression consécutive au passage de la bulle puis du collapse après la troisième exposition. Le capteur n° 11 montre tout particulièrement bien la baisse de pression lors de l'évolution de la cavité à sa proximité immédiate (pour $0 \leq t \leq 0,5$ ms) après laquelle la pression remonte à la valeur de p_{sub} .

Les deux dernières figures montrent encore une fois le même comportement avec toutefois des amplitudes de fluctuations de pression plus importantes, notamment pour le résultat présenté à la figure III.3.47 illustrant la mesure à bas σ . Les dépressions sont en effet plus marquées et la valeur de p_v est quasiment atteinte lors du passage de la cavité. Le premier pic relevé sur le signal du capteur n° 14 est consécutif au collapse d'une bulle masquée du fait du manque de contraste sur l'arrière du profil, de plus la présence d'une

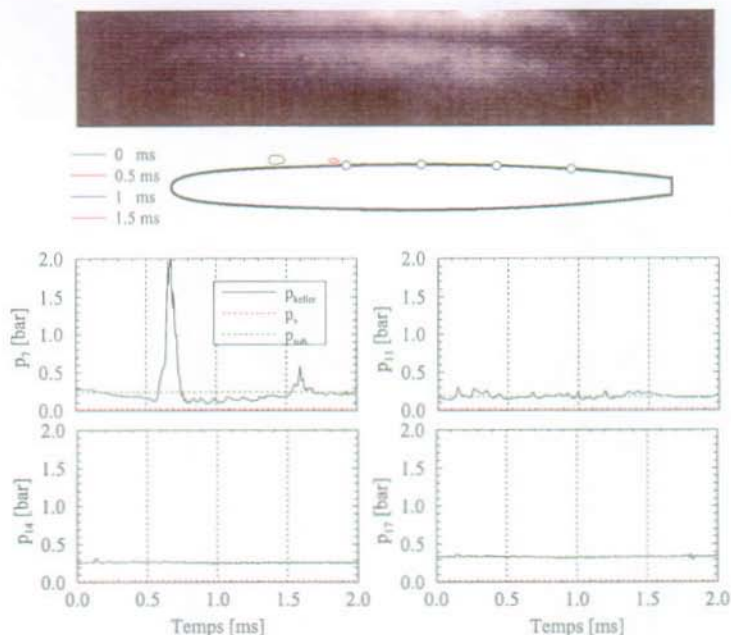


Figure III.3.44: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra *QUICK 05A* [®]. $\sigma = 0,4$. $C_{ref} = 20$ m/s.

petite bulle en arrière plan provoque quelques perturbations sur l'ensemble des signaux enregistrés.

Sans que les dépressions atteignent la valeur limite de p_v , nous mettons bien en évidence le caractère perturbateur du champ de pression d'une bulle unique lors de son passage sur le profil, caractère que l'on avait déjà mis en évidence grâce aux films réalisés avec la caméra cinématographique *Cordin* [®]. On constate également une forte tendance à la déformation verticale des bulles lorsque leur taille devient importante par rapport à la distance de leur trajectoire avec la surface du profil.

Les deux différentes expériences menées en enregistrant les signaux de pression consécutifs aux passages de bulles à proximité de la surface d'un profil simultanément avec la visualisation de celles-ci nous ont permis de caractériser l'effet de leur dynamique sur le champ de pression global. On peut admettre

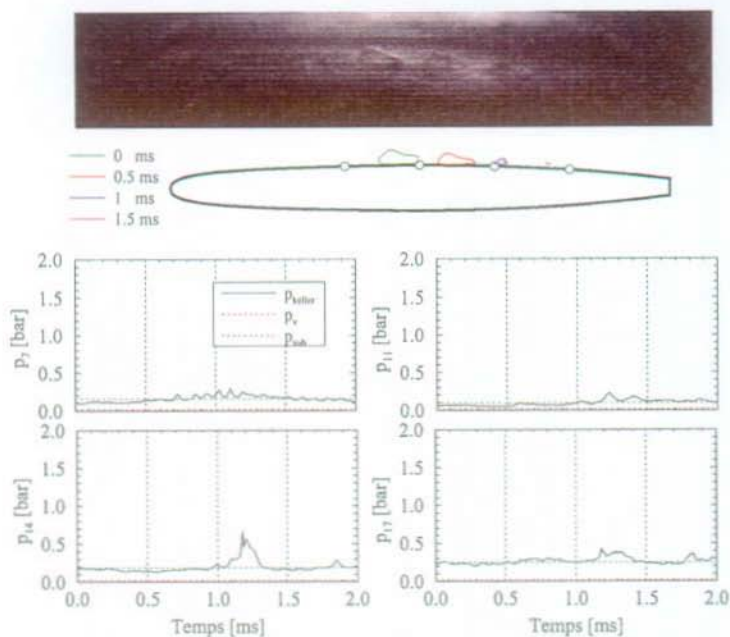


Figure III.3.45: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra *QUICK 05A* [®]. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 20$ m/s.

en effet que le passage d'une bulle altère le champ subcavitant en créant des fluctuations de pression autour de la valeur mesurée en écoulement monophasique. Ces fluctuations sont des dépressions plus ou moins marquées suivant les conditions de l'écoulement ainsi que des pics relatifs à l'effondrement de ces cavités. Ces dépressions semblent être dues au mouvement de la bulle et au champ de pression radial que son évolution génère au même titre que les surpressions observées lors des collapses. Lorsque la taille des bulles devient plus grande et d'un ordre de grandeur supérieur à la distance qui sépare leur centre de la paroi, elles se déforment en prenant une morphologie hémisphérique et la dépression créée est due principalement au caractère biphasique de l'écoulement par simple contact de la phase vapeur avec la paroi. La valeur de la pression atteinte à la paroi est alors égale à la valeur seuil de p_v .

La baisse de performance d'un profil ou d'une roue coïncide avec des dé-

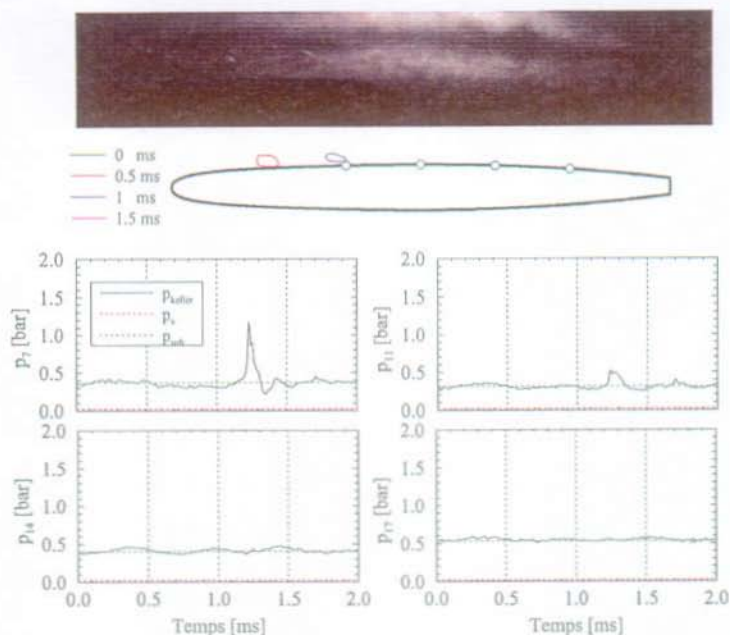


Figure III.3.46: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra *QUICK 05A* [®]. $\sigma = 0,4$. $C_{ref} = 25$ m/s.

veloppements de bulles relativement importants du point de vue de la taille ou du nombre de celles-ci. Ce régime cavitant particulier appelé régime en saturation implique un contact continu de la phase vapeur avec la paroi et les distributions de pression moyenne mesurées le confirment. La saturation n'intervient cependant pas immédiatement dès l'apparition de cavitation à bulles. Dans le but de modéliser une baisse de performance complète, et surtout dans l'idée de déterminer la valeur de σ_0 , une modification du champ de pression par un régime de cavitation que l'on va définir comme partiel, par opposition à saturé, se doit d'être évaluée. La taille et la morphologie des bulles en évolution sur l'aubage prennent dès lors une importance capitale du fait du caractère bivalent que prend la pression instantanée avec des grosses bulles et des fluctuations d'origine dynamique que génèrent les bulles plus petites. Les méthodes de prédiction du champ de pression en cavitation à bulles partielles

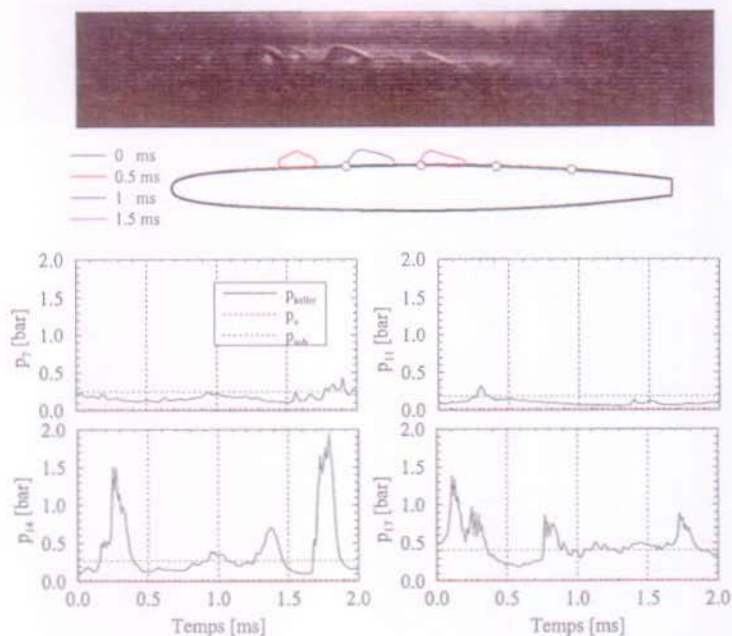


Figure III.3.47: Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra QUICK 05A[®]. $\sigma = 0,35$, $C_{ref} = 25$ m/s.

et saturée qui seront décrites dans la partie IV seront principalement basées sur ce caractère bivalent de la pression instantanée. Ce dernier doit cependant être précisé du point de vue quantitatif par des études systématiques de la morphologie des bulles en contact avec les aubes ainsi que par des hypothèses faites sur leur répartition spatiale.

Chapitre 4

La déformation des bulles de cavitation

Sur la base des conclusions faites à la fin du dernier chapitre, il s'avère que pour caractériser l'effet d'une bulle sur la pression à la paroi près de laquelle elle est convectée, la surface de contact entre la phase vapeur et la paroi prend une importance prépondérante du fait du caractère typiquement biphasique de l'écoulement. La condition de saturation va notamment être remplie lorsque les bulles vont se toucher pour ne plus former qu'une seule surface de contact attachée à la paroi d'une manière similaire au comportement d'une poche de cavitation. Déterminer cette zone de saturation passe par l'étude de l'évolution de la surface de contact d'une bulle avec la paroi en fonction des différents paramètres intervenant dans le développement d'un tel type de cavitation. Dans la mesure où l'ensemble des expériences décrites dans les paragraphes précédents a montré que les bulles conservent une allure sphérique ou hémisphérique en les observant perpendiculairement à l'extrados du profil bidimensionnel, l'évaluation de la surface de contact nécessite des visualisations latérales, réalisées au moyen de la caméra *QUICK 05A* [©] dans les mêmes conditions que celles décrites dans le dernier chapitre.

4.1 Dimensions caractéristiques des bulles

Le traitement des images est effectué de la même manière que pour la dernière étude menée avec cette caméra. Les dimensions caractéristiques des bulles fournies par le logiciel de traitement sont décrites à la figure III.4.1. Ces caractéristiques sont naturellement de nature bidimensionnelle dans le plan de focalisation de la caméra, correspondant à la bande d'injection de germes de cavitation. Celles-ci sont la position du centre de gravité de la surface dans

ce plan, l'aire de cette surface ainsi que les dimensions principales dans un système d'axe local normal à la paroi.

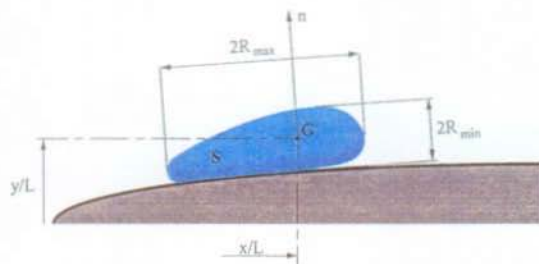


Figure III.4.1: Dimensions caractéristiques des bulles mesurées dans le plan de focalisation

Dans le but de quantifier la surface de contact de la phase vapeur avec la paroi du profil, la grandeur intéressante est en premier lieu le rayon R_{max} caractéristique de la forme circulaire des bulles dans un plan parallèle à la surface de l'aube. Nous pouvons reporter ces rayons en fonction de la position du centre de gravité de la surface décrite à la figure III.4.1 et les comparer avec le rayon calculé par la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset pour un germe d'un rayon initial de $5 \mu\text{m}$. On s'aperçoit, sur les résultats reportés à la figure III.4.2, que l'ordre de grandeur des rayons R_{max} est sensiblement égal à celui des rayons de bulles sphériques calculés. On peut toutefois remarquer une grande dispersion des mesures autour des valeurs calculées.

L'existence de ces grosses bulles s'explique par la présence de germes de taille très importante, de l'ordre du millimètre, dans l'écoulement. Le système d'injection à canne centrée dans la conduite du tunnel n'offre en effet pas les mêmes garanties du point de vue de la taille des germes générés par rapport au système d'injection utilisé conventionnellement fournissant un spectre de micro-bulles très précis. Les petites bulles, quant à elles, sont activées à une distance à la paroi un peu plus importante et donc avec une dépression moins marquée. Le rayon maximum d'une bulle activée est en effet proportionnel à la différence ($p_{min} - p_v$), ce qui explique que des germes plus éloignés et même de taille supérieure soient susceptibles de générer de plus petites bulles sur le profil. Les contours des bulles en phase de collapse n'ont en outre pas été numérisés du fait du nuage généré durant ce processus. Il est en effet difficile de mettre en évidence des contours représentatifs de cette phase de l'évolution des bulles.

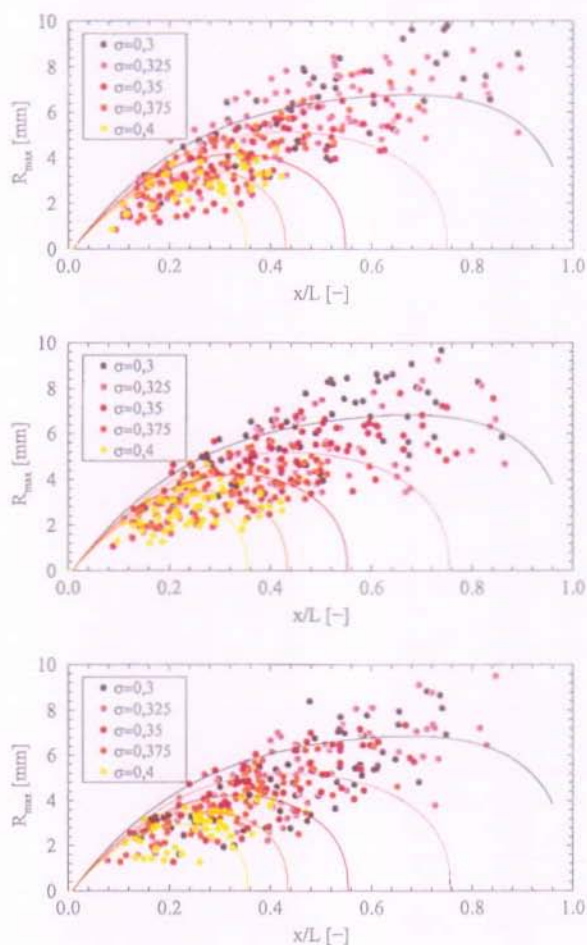


Figure III.4.2: Rayons maximum en fonction de la position sur le profil. Comparaisons avec des calculs Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25 \text{ m/s}$

On constate néanmoins que pour une taille de germe donnée représentative de la distribution contenue dans les stands d'essai de modèles de turbines ($1\mu m \leq R_0 \leq 10\mu m$), les rayons calculés en résolvant l'équation de Rayleigh-Plesset correspondent assez bien avec la tendance moyenne de ceux que l'on a pu mesurer si l'on fait abstraction des très grosses bulles. Cette hypothèse est tout à fait réaliste compte tenu de leurs rayons initiaux très grands que nous avons pu observer. Ce résultat est très intéressant du point de vue des aspects prédictifs que nous développerons dans la partie suivante. Il semble en effet que, malgré des déformations importantes des bulles en évolution sur le profil, leurs tailles caractéristiques puissent être déterminées avec suffisamment d'exactitude au moyen de l'application de l'équation de Rayleigh-Plesset. Le calcul de ces tailles caractéristiques ne suffit cependant pas à déterminer complètement la surface de contact directement représentative de la modification de la pression pariétale. Il est nécessaire pour cela d'étudier plus spécifiquement la déformation de la bulle en fonction des différents paramètres que l'on a pu faire varier pendant les expériences. La mesure du rayon R_{min} montre notamment que dans tous les cas, les bulles ont une tendance à l'aplatissement et plus spécialement à une transformation hémisphérique. Quantifier la surface de contact va reposer sur l'étude systématique de cette hémisphérisation.

4.2 Hémisphérisation des bulles

Un résultat net de l'aplatissement des bulles est illustré à la figure III.4.4 où les positions des centres de gravité des surfaces des contours numérisés des bulles sont représentées sur le profil. On compare ces différentes positions avec le centre d'une bulle de cavitation créée par un germe de $5\mu m$ évoluant tangentiellement au profil. La première remarque évidente est que le centre de ces surfaces se trouve dans tous les cas plus près du profil, donc que ces bulles sont toujours déformées par rapport à leur forme initiale sphérique à l'état de germe. L'ensemble des mesures aux trois vitesses d'essai a montré que plus de 90 % des bulles sont en contact avec la paroi, les autres étant pour la plupart de très petite taille. De plus, la position du centre des surfaces correspond assez bien avec le centre d'une hémisphère de rayon équivalent à celui calculé grâce à l'équation de Rayleigh-Plesset. Des exemples d'images servant à la numérisation sont présentées également en figure III.4.3. On y constate bien la tendance à l'hémisphérisation.

Pour appuyer cette dernière remarque, on reporte l'aire des surfaces des contours numérisés en fonction de leur position et on les compare avec l'aire

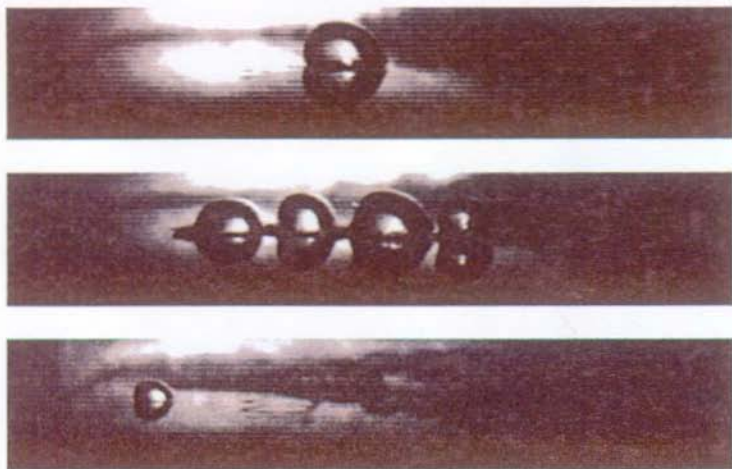


Figure III.4.3: Exemples de visualisations servant à la numérisation des contours de bulles. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25 \text{ m/s}$. $\sigma = 0,3$.

d'un demi-disque de rayon équivalent à celui calculé par l'équation de Rayleigh-Plesset. Les résultats sont présentés à la figure III.4.5 et confirment de manière excellente ces dernières remarques puisque l'on s'aperçoit que les aires mesurées correspondent très bien aux aires des demi-disques.

La dispersion des résultats est assez grande mais on peut cependant affirmer que les bulles se transforment globalement en hémisphères de rayon équivalent à celui que l'on calcule dans le cas d'une bulle restant sphérique au moyen de l'équation de Rayleigh-Plesset. La déformation des bulles ne s'effectue donc pas à volume constant. Les cavités semblent subir principalement une force d'attraction en direction de la paroi du profil, sans pour autant trop se dilater dans les sens longitudinaux et transversaux. Cette attraction due à la dépression d'extrados est notamment mise en évidence par la présence des petites bulles près de la paroi qui ont été générées à plus grande distance et ensuite attirées vers celle-ci.

La vitesse semble n'avoir qu'une influence minime sur la déformation des bulles. Les résultats ne présentent pas de différences particulières en fonction de celle-ci. L'influence de la couche limite sur la déformation des bulles est, elle, difficile à évaluer compte tenu de la très faible épaisseur de celle-ci dans ces conditions d'écoulement. Une représentation de l'épaisseur de déplacement δ^* sur l'extrados du profil est illustrée à la figure III.4.6. L'évaluation de la

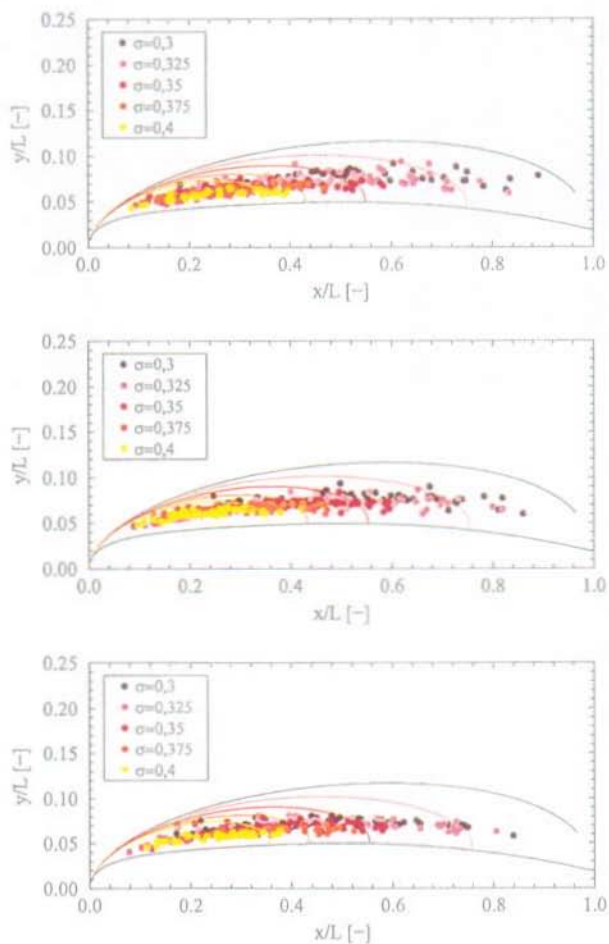


Figure III.4.4: Position des centres de gravité des aires des contours numérisés sur le profil. Comparaisons avec la position d'une bulle calculée par Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25 m/s$

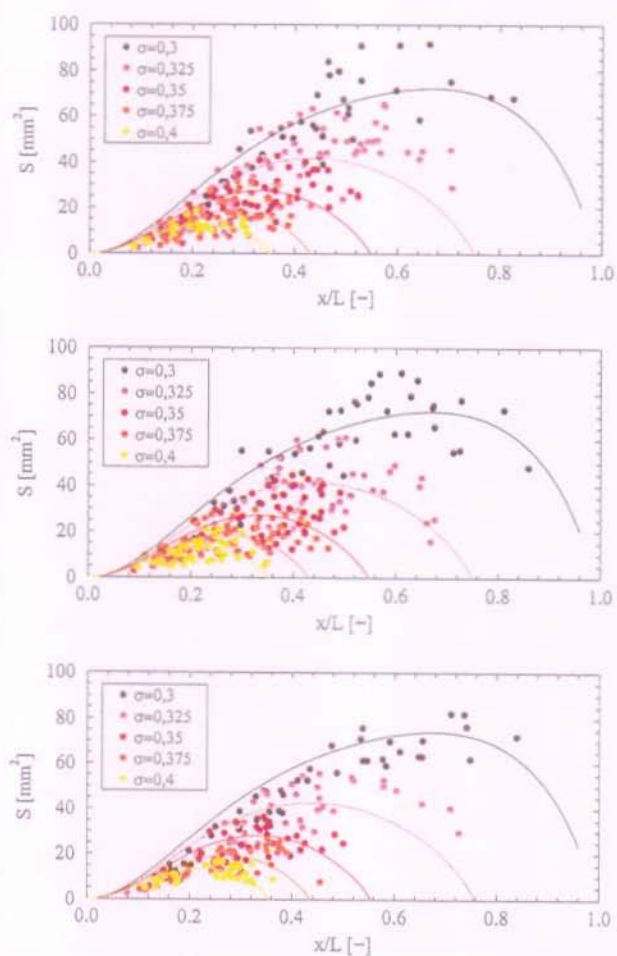


Figure III.4.5: Aire des surfaces numérisées. Comparaisons avec l'aire d'une hémisphère de rayon calculé par Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25 \text{ m/s}$

couche limite a été réalisée par un code potentiel couplé avec un calcul de couche limite. La valeur maximale de l'épaisseur de déplacement de la couche limite dans le cas d'une vitesse de 15 m/s à une incidence de 1° est de 0,4 mm au bord de fuite. On se rend dès lors bien compte que l'influence de cette couche sur la déformation des bulles va n'être que très faible vu leur taille sur l'extrados du profil. Pour ce qui est des considérations d'équilibre des forces agissant sur la bulle, la gamme de vitesse explorée n'a pas permis de mettre en évidence des différences notables du point de vue de l'hémisphérisation des bulles.

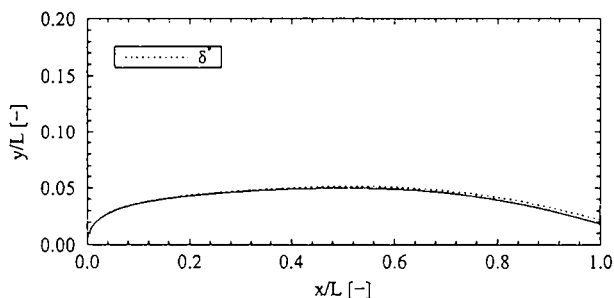


Figure III.4.6: Epaisseur de déplacement de la couche limite calculée à l'extrados du profil bidimensionnel pour $C_{ref} = 15 \text{ m/s}$

Le cas étudié de la déformation radiale d'une bulle à proximité d'une paroi peut être décrit en première approximation par la méthode des images de la théorie potentielle des écoulements. En considérant le cas simple d'une source générant un écoulement strictement radial, la superposition de la source image symétrique à la paroi génère un écoulement dont les équipotentielles prennent une allure proche de celle des interfaces observées expérimentalement. La paroi étant une surface de courant, ces équipotentielles lui sont normales. Le cas limite est atteint lorsque les deux sources se confondent à la paroi. L'interface, qui s'appuie sur une de ces lignes équipotentielles, devient donc une hémisphère parfaite. Les grosses cavités proches de la paroi semblent donc adopter cette forme caractéristique déduite simplement de la théorie potentielle des écoulements. En généralisant cette notion caractéristique d'hémisphère, le contact entre la paroi et la phase vapeur devient donc quantifiable en terme de surface.

4.3 Surface de contact

A partir des précédentes constatations faites sur l'hémisphérisation des bulles mesurées, on peut comparer les valeurs de la surface de contact des bulles avec celles de demi-bulles de rayons déterminés par la résolution de l'équation d'équilibre de Rayleigh-Plesset. Les surfaces de contact des bulles numérisées sont calculées selon :

$$S_c = \eta \pi R_{max}^2 \quad (\text{III.4.1})$$

où η est un coefficient de forme valant 0 si la bulle n'est pas en contact avec le profil et 1 dans le cas contraire. Cette valeur est déterminée selon l'hypothèse qu'une bulle va être en contact si la distance d qui sépare le centre de gravité de la surface numérisée au profil est inférieure au rayon d'un disque d'aire équivalente.

$$\eta = \begin{cases} 0 & \text{si } d > \sqrt{\frac{S}{\pi}} \\ 1 & \text{si } d \leq \sqrt{\frac{S}{\pi}} \end{cases} \quad (\text{III.4.2})$$

Ce coefficient de forme permet de filtrer les petites bulles non déformées. Les cavités de taille plus importante sont quasiment dans tous les cas transformées en hémisphères. Les valeurs de surface de contact des bulles sont reportées sur les graphiques de la figure III.4.7. Les valeurs nulles correspondent aux bulles hors contact.

Ces graphiques sont évidemment similaires à ceux de la figure III.4.2 puisque la grandeur caractéristique utilisée pour déterminer la surface de contact est le rayon R_{max} . On peut donc observer une dispersion des mesures équivalente mis à part les très grosses bulles que nous n'avons pas prises en compte. Il faut en outre ajouter que ces très grosses bulles ne résultent pas d'une transformation à volume constant de cavités initialement sphériques puisqu'elles collapsent beaucoup plus loin que la zone prédite pour la taille des germes nous intéressant.

Les surfaces de contact évaluées correspondent donc bien avec les valeurs calculées. Ces valeurs calculées sur la base de la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset donnent donc une assez bonne représentation du développement du contact de la phase vapeur avec la surface du profil. On peut donc, en faisant toutefois l'hypothèse d'un spectre de germes constant et connu, baser

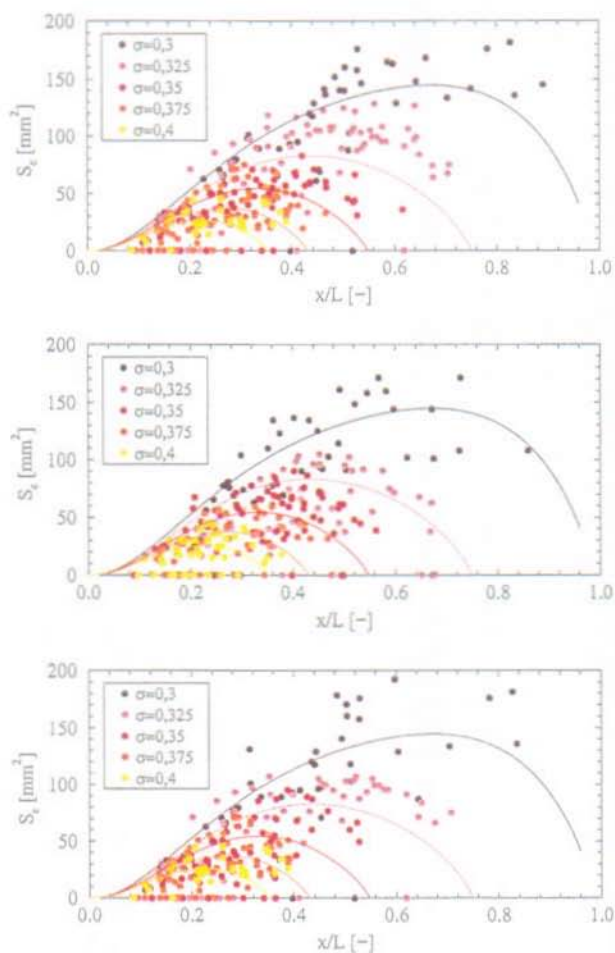


Figure III.4.7: Surface de contact en fonction de la position sur le profil. Comparaisons avec les surfaces des hémisphères déterminées par calculs Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25 \text{ m/s}$

une méthodologie de prédiction du champ de pression sur l'aubage en utilisant les outils mathématiques à disposition qui sont les équations d'équilibre des bulles sphériques de gaz dans un milieu liquide. Le régime de saturation caractéristique de la baisse de performance peut donc vraisemblablement être bien défini puisque l'on est capable de déterminer une taille caractéristique de bulle et donc de connaître la zone de l'aubage à partir de laquelle les bulles vont se toucher c'est-à-dire où la phase vapeur va totalement limiter la pression à la valeur de p_b . La répartition spatiale des bulles à proximité de la paroi va donc jouer un rôle fondamental dans le but de déterminer la limite de saturation. Plusieurs de ces modèles de répartition de bulles seront décrits dans la Partie IV.

Chapitre 5

Synthèse

5.1 Les causes de la chute du rendement

Les études systématiques menées sur les différentes plates-formes d'essai du *LMH* ont mis en évidence la baisse de rendement au point de fonctionnement nominal lors du développement de cavitation à bulles séparées. La chute du rendement d'une machine est le résultat d'une multitude de phénomènes différents dont certains d'entre eux sont dus à la cavitation. Dans le cas de la chute de rendement apparaissant lors du fonctionnement au point nominal en l'absence de types de cavitation autres qu'un développement de bulles à la sortie du canal interaube, la chute des performances ne peut être imputée à un autre phénomène. Il ressort des différents essais effectués que la pression agissant sur l'aubage en présence d'un tel développement de cavitation est comprise dans un intervalle $[p_v, p_{sub}]$ et que la valeur prise dans cet intervalle dépend fortement du taux de développement de cavitation à bulles. En particulier, lors de l'établissement du régime en saturation, la pression est seuillée à la valeur de la pression de vapeur p_v . Une modification de la pression provoque naturellement une altération de l'énergie transmise à la roue E_t . Le rendement global de la turbine est donc affecté au niveau du rendement énergétique η_e . Lorsque le développement de bulles de cavitation à la sortie devient très important, un blocage du débit va augmenter la baisse de rendement dans des proportions encore plus importantes.

Dans le cas d'un profil bidimensionnel, cette modification de la répartition de pression dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ provoque une altération de la portance. Le comportement de cette dernière en fonction de la valeur de σ peut en outre être expliqué de manière tout à fait satisfaisante en étudiant les mesures de pression en régime stationnaire effectuées sur la surface du profil. Ces explications seront confirmées par des calculs d'intégration du champ de pression avec et sans

cavitation dans la partie suivante.

5.2 L'altération du champ de pression

Lors du passage continu de bulles sur l'aubage, qui correspond au cas de la saturation, les pressions mesurées sont constantes et égales à la pression de vapeur p_v . Pour des développements de cavitation partiels correspondant au début d'apparition ainsi qu'à des convections de bulles séparées, la pression oscille entre les bornes de l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ à la fréquence du passage des bulles. Pour les plus petites, on remarque un caractère légèrement dépressionnaire et oscillatoire à plus haute fréquence, provoqué par la dynamique de la bulle, notamment dans les zones proches du collapse. Ce caractère dynamique n'influence pas vraiment la baisse de performance. La pression instantanée semble en effet l'être beaucoup plus par le passage des plus grosses bulles qui ont en outre une tendance certaine à la déformation. Cette "hémisphérisation" systématique de celles-ci confirme l'hypothèse du contact direct de la phase vapeur avec la paroi.

5.3 Les perspectives en matière de prédiction

Nous avons mis en évidence une modification du champ de pression subcavitant dans un intervalle compris entre la valeur de la pression de vapeur et la valeur subcavitante. Cette modification est associée à l'observation presque systématique du contact direct de la phase vapeur avec la surface de l'aubage. Elle nous amène à proposer dans la partie suivante une méthode générale de prédiction du champ de pression stationnaire cavitant. Cette méthode sera basée sur le principe d'une pondération entre les bornes de cet intervalle en fonction de la dimension caractéristique des bulles que l'on supposera hémisphériques de rayon égal à celui d'une bulle sphérique dont l'évolution est facilement calculable. L'appréhension de l'existence et de la localisation du régime en saturation est possible avec ces différentes hypothèses faites sur la base de l'ensemble des mesures qui ont été décrites dans cette partie. Les effets de blocage de débit lors de régimes à très basses pressions sont difficiles à évaluer, surtout dans le cas de géométries complexes. Nous pouvons cependant nous attendre à des prédictions relativement précises dans le cas où ces effets ne sont pas prépondérants, c'est-à-dire au commencement de la baisse de performance, typiquement pour la prévision des paramètres σ_i et σ_0 .

Quatrième partie

Prédiction de la chute du rendement

Introduction

Les conséquences économiques d'un mauvais choix de l'altitude d'implantation d'une machine ont abondamment été discutées dans la Partie I. Avant l'apparition sur le marché des codes de calcul d'écoulements, les constructeurs se fiaient, d'une part, à leur expérience du point de vue du comportement en cavitation de leurs roues et, d'autre part, à certaines lois empiriques. Ce type d'approche statistique ne peut cependant être utilisé que pour des études grossières d'avant-projet étant donnée la dispersion relativement importante des différentes lois proposées. Même si l'essai sur modèle réduit reste le seul moyen fiable de vérifier le comportement en cavitation à l'heure actuelle, de nombreuses études sont menées aujourd'hui pour tenter de quantifier l'effet de la cavitation sur la baisse des performances ou plus simplement les risques d'apparition et d'érosion sur la roue au stade de l'avant-projet. Le potentiel des analyses numériques d'écoulements avec les codes de calcul de dernières générations associé à la capacité croissante des systèmes informatiques ont rendu possible ces calculs au niveau des entreprises de construction de turbomachines.

Les constructeurs de machines ont désormais la possibilité d'analyser les écoulements dans les roues et ainsi d'éventuellement agir sur leurs géométries avant la proposition d'une offre à leurs clients. Du point de vue de la simulation numérique des écoulements cavitants, la plupart des codes traitant ces écoulements sont des codes potentiels écrits pour une application particulière et la mise à disposition d'un procédé informatique permettant le calcul de l'effet de la cavitation sur un écoulement à partir des résultats obtenus par un code industriel prend dès lors toute son importance. Le cas de la cavitation à bulles séparées est à ce titre particulièrement intéressant. Les différents résultats de mesure présentés dans la partie précédente montrent que le champ de pression en présence de ce type de développement de cavitation présente une tendance à une altération strictement due au contact de la phase vapeur avec l'aubage sans toutefois subir de modification plus globale sous l'effet, par exemple, d'un blocage du débit. Ceci du moins dans la phase de début de baisse de performance. Celle-ci est en effet inévitablement liée au blocage du débit

lors d'un développement de cavitation plus important. Le caractère bivalent de la pression en présence de bulles de cavitation pouvant prendre la valeur de p_v lorsque la condition de saturation est remplie, celle de p_{sub} en absence de bulles et une valeur intermédiaire avec un développement partiel de ce type de cavitation, permet d'envisager le développement d'un module de traitement de cette modification du champ de pression au niveau du *Post Processing* des calculs obtenus de manière conventionnelle. Ce concept permet ainsi un découplage du traitement de l'application nous intéressant avec le type même de code de calcul utilisé pour la simulation des écoulements.

Chapitre 1

La modélisation

1.1 Les calculs en régime subcavitant

1.1.1 Les codes utilisés

Le premier des deux codes utilisés pour les calculs hors cavitation ou subcavitant est le code *FIDAP*[®] (Fluid Dynamics Analysis Package) basé sur la technique des éléments finis largement décrite dans la littérature notamment par Euvrard (1987) et Pironneau (1988). Ce logiciel permet de simuler différents types de fluides incompressibles et faiblement compressibles avec des modélisations bidimensionnelles, axisymétriques et tridimensionnelles en régime stationnaire ou instationnaire. Le code *TASCflow*[®] est, lui, un logiciel de calcul numérique d'écoulement permettant de résoudre des problèmes tridimensionnels multiblocs. Les écoulements peuvent être laminaires ou turbulents, stationnaires ou instationnaires et compressibles ou incompressibles. Ce logiciel permet de résoudre des problèmes en repère tournant et il sera plus spécifiquement utilisé pour le calcul dans la roue Francis décrite dans la Partie III. Les équations de Navier-Stokes y sont discrétisées selon la méthode des volumes finis. Ces deux codes de calcul résolvent avec leurs approches respectives les équations de Navier-Stokes. Les principes de conservation de la masse et de la conservation de la quantité de mouvement qui régissent le problème sont exprimés respectivement en coordonnées cartésiennes dans les relations IV.1.1 et IV.1.2

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho c_j) = 0 \quad (\text{IV.1.1})$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho c_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho c_j c_i) = -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j} + \rho f_i \quad (\text{IV.1.2})$$

avec x_i les coordonnées, c_i les composantes de la vitesse, p la pression statique, τ_{ij} le tenseur des contraintes visqueuses, f_i les forces de masse et ρ , la masse volumique du fluide. Le tenseur des contraintes visqueuses τ_{ij} peut s'exprimer en terme de vitesse :

$$\tau_{ij} = \mu \left(\frac{\partial c_i}{\partial x_j} + \frac{\partial c_j}{\partial x_i} \right) \quad (\text{IV.1.3})$$

En respectant la décomposition de Reynolds pour décrire le mouvement turbulent comme la somme d'un mouvement moyen et d'un mouvement fluctuant, l'équation IV.1.2, dans le cas d'un écoulement incompressible, peut s'écrire de la manière suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \bar{c}_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{c}_j \bar{c}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho c'_i c'_j}) + \rho \bar{f}_i \quad (\text{IV.1.4})$$

Le dernier terme de l'équation IV.1.4, $\overline{\rho c'_i c'_j}$, décrit comme les contraintes de Reynolds, ne peut pas être exprimé comme une fonction du mouvement moyen et doit par conséquent être décrit par un modèle de turbulence. Les deux codes utilisés incluent une longueur de mélange ainsi que plusieurs modèles à deux équations (k et ε standard, k et ε RNG, etc.). Outre l'hypothèse d'incompressibilité, la dépendance des équations précédentes au temps et les forces de masse seront mise de côté ($\frac{\partial}{\partial t} = 0$, $f_i = 0$). Il ressort de ces hypothèses les équations simplifiées suivantes :

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho c_j) = 0 \quad (\text{IV.1.5})$$

$$\frac{\partial}{\partial x_j}(\rho \bar{c}_j \bar{c}_i) = -\frac{\partial \bar{p}}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j}(\bar{\tau}_{ij} - \overline{\rho c'_i c'_j}) \quad (\text{IV.1.6})$$

1.1.2 Les calculs d'écoulements autour du profil bidimensionnel

Les calculs d'écoulement en deux dimensions autour du profil sont effectués grâce au logiciel *FIDAP*[®]. Le maillage est réalisé directement au moyen du

mailleur intégré du logiciel. La configuration de calcul est similaire au montage du profil dans la veine d'essai du tunnel de cavitation et permet de prendre en compte l'effet de blocage dû à la présence du profil. Les figures IV.1.1 et IV.1.2 illustrent ce maillage.

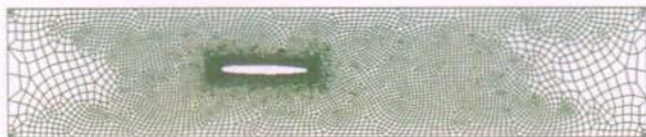


Figure IV.1.1: Maillage de calcul du profil bidimensionnel. Maillage complet dans la configuration de la veine du tunnel de cavitation

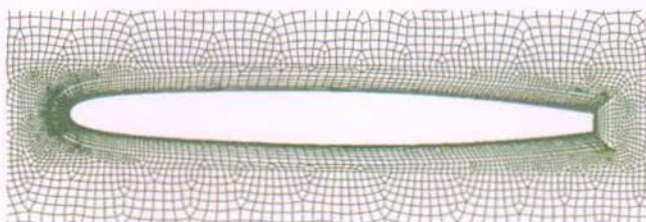


Figure IV.1.2: Maillage de calcul du profil bidimensionnel. Définition du maillage autour du profil

Les conditions aux limites choisies pour les calculs sont une vitesse d'entrée constante tandis que les parois de la veine ainsi que la surface du profil sont définies avec une vitesse nulle. Les calculs sont effectués pour chaque vitesse correspondant aux différents cas de mesure présentés dans la partie précédente, soit 15, 20 et 25 m/s. Une représentation du champ de pression obtenu autour du profil est illustrée à la figure IV.1.3 et les courbes du coefficient de pression c_p à l'extrados et à l'intrados du profil sont présentées sur le graphique de la figure IV.1.4.

On constate que la dépression est assez faible à cette angle d'incidence. Les valeurs de $c_{p,min}$ valent respectivement 0,768, 0,773 et 0,778 pour les vitesses de référence de 15, 20 et 25 m/s. La distribution de pression à l'intrados est précieuse car elle permettra le calcul de la portance du profil par intégration du champ de pression. Seule la distribution à l'extrados sera utile pour le calcul d'évolution des bulles ainsi que pour la détermination du champ de pression altéré par la cavitation. On considérera en effet la surface extrados comme une ligne de courant sur laquelle s'appuie un germe.

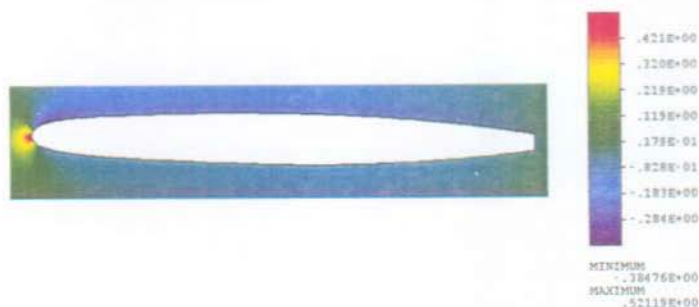


Figure IV.1.3: Pression adimensionnelle p^* calculée par le code *FIDAP*® pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et un angle d'incidence de 1°

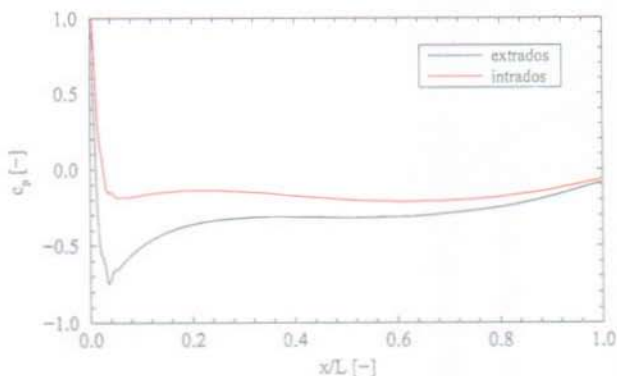


Figure IV.1.4: Evolution du coefficient de pression sur le profil bidimensionnel pour une vitesse de référence C_{ref} de 20 m/s et un angle d'incidence de 1° .

1.1.3 Les calculs dans la roue Francis

C'est, dans ce cas, le code *TASCflow*® qui est employé pour le calcul d'écoulement dans la roue Francis nous intéressant. Le point de fonctionnement considéré est le point sommet de la colline présentée à la figure III.3.26. Les calculs sont en outre réalisés pour les trois énergies représentatives des chutes d'essais dont le modèle a fait l'oeuvre. Le maillage structuré du canal interaube est réalisé grâce à un mailleur développé au *LMH*. Il a la particularité de mailler la représentation conforme par couche du domaine. Ces couches sont des surfaces de révolution générées par la décomposition en filets du canal méridien. Le

maillage final est obtenu après la transformation dans le repère tridimensionnel $Oxyz$. Ce maillage est illustré à la figure IV.1.5 avec la surface des aubes représentée en rouge. La dimension du domaine structuré est de $108 \times 25 \times 19$ noeuds avec une définition de 10×19 noeuds sur l'aubage. Les conditions aux limites du calcul sont les vecteurs vitesse en entrée du domaine et une pression imposée en un point de la sortie du domaine. Les autres faces sont des parois solides ou périodiques.

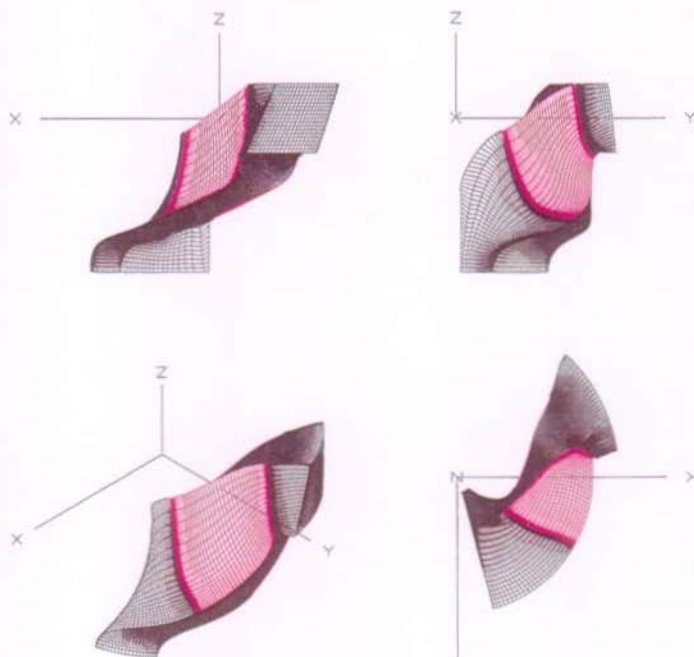


Figure IV.1.5: Maillage du canal interaube de la roue Francis

La répartition de pression sur l'extrados de l'aubage pour une chute de référence de 10 m est illustrée en couleur sur la représentation de la figure IV.1.6. Les coefficients de pression c_p basés sur la pression de référence imposée pendant le calcul sont également représentés sur le graphique de la figure IV.1.7. Cette pression est fixée nulle en un point à la périphérie du maillage et à la

sortie du domaine. La position correspond à celle du capteur de pression de référence installé lors des mesures décrites dans la Partie III.

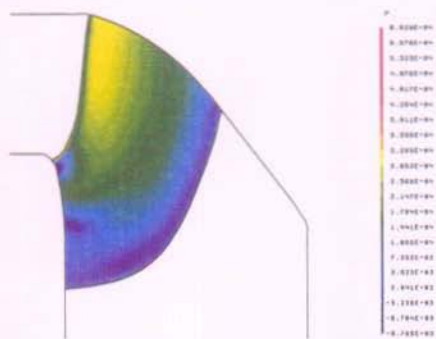


Figure IV.1.6: Répartition de la pression sur l'extrados de la roue Francis. Représentation de la vue méridienne $H_{ref} = 10$ m. Pression relative en Pa

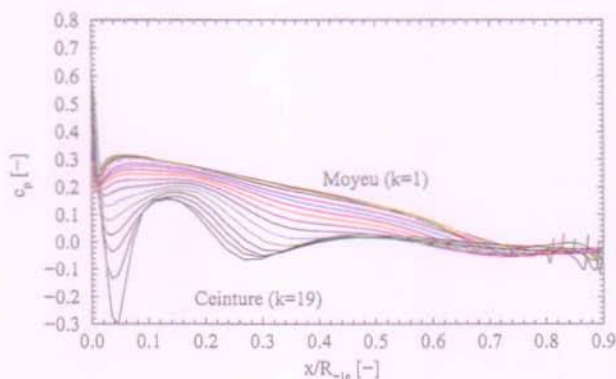


Figure IV.1.7: Evolution du coefficient de pression sur les lignes de maillage de l'extrados de l'aubage (k constant) pour une chute de référence H_{ref} de 15 m au point de meilleur fonctionnement.

On voit clairement sur les courbes présentées dans ce dernier graphique ainsi que sur la représentation précédente la relativement bonne régularité du chargement de l'aubage à l'exception de la zone très proche de la ceinture où deux dépressions successives apparaissent. Le comportement de la roue

prototype a notamment montré une très sévère érosion de cavitation à l'aval de cette zone, à l'endroit précis où ont été disposés les capteurs de pression Keller[®] présentés lors de la description des mesures de pression sur le modèle. L'objectif initial de l'étude de cette roue était spécifiquement la compréhension des phénomènes instationnaires liés aux cavités transitoires érosives que Dupont *et al.* (1996) ont pu mettre en évidence. La grande sensibilité de cette roue à la cavitation à bulles nous a encouragé à utiliser la technologie mise en place pour mesurer dans un premier temps les pressions mises en jeu puis, dans un second temps de reproduire ces pressions grâce à une méthode de prédiction.

Du point de vue de la validité des calculs d'écoulement dans la roue, nous disposons d'un certain nombre d'outils d'analyse des résultats numériques dans le but de vérifier leur consistance physique. La consistance numérique du calcul est vérifiée, quant à elle, par les courbes de convergence. L'ensemble de ces outils d'analyse est construit sur la base des équations de conservation de flux, c'est-à-dire du débit, du moment de quantité de mouvement et de l'énergie. Les bilans de ces grandeurs sont calculés en faisant varier le volume de contrôle à l'intérieur du maillage. Les schémas de discrétisation et de calcul de flux doivent être identiques à ceux du code utilisé. Santal et Avellan (1992) ont présenté l'application de ces méthodes au cas d'un code de calcul numérique Euler. Pour les calculs dans la roue Francis avec le code *TASCflow*[®], la conservation du débit est vérifiée directement par la convergence numérique du calcul, du fait des caractéristiques du code. La détermination d'un rendement basé sur le rapport entre la différence de moment de quantité de mouvement et la différence d'énergie en terme de pression totale de part et d'autre du domaine de calcul nous permet d'évaluer la validité de celui-ci. La valeur trouvée étant différente de 1 à 2 pour-cent de celle du rendement η_h mesuré pour l'ensemble des chutes, on peut considérer que les calculs donnent une représentation relativement exacte de l'écoulement dans cette roue au point sommet. L'écart entre la différence d'énergie ($gH_1 - gH_2$) calculée et la valeur de $E_{r,ef}$ est en outre de l'ordre de 1% pour l'ensemble des trois calculs effectués aux trois énergies correspondant aux chutes d'essais sur le modèle.

1.2 L'équation de Rayleigh-Plesset

L'équation de Rayleigh-Plesset constitue l'équation de base quant à la résolution de problèmes liés à la cavitation à bulles. On utilise même ce type de modèle pour calculer des formes approximatives de poche de cavitation ou

encore leur zone de fermeture. Cette équation est une équation différentielle du second ordre non linéaire à coefficients non constants. Nous avons vu dans la Partie II que cette équation s'écrit sous sa forme adimensionnelle dans le cas d'une transformation adiabatique du gaz inclus :

$$2r\ddot{r} + 3\dot{r}^2 + \frac{8}{Re} \frac{\dot{r}}{r} + \frac{4}{We^2} \frac{1}{r} - G \frac{1}{r^{3\kappa}} = -\chi_E - c_p(t') \quad (\text{IV.1.7})$$

La résolution de cette équation différentielle s'effectue en opérant un changement de variable dans le but d'obtenir un système d'équations différentielles non linéaires non-autonomes. Ce changement repose sur la variable $y = \dot{r}$. Le système obtenu est le suivant :

$$\begin{cases} \dot{r} = y \\ \dot{y} = \frac{1}{r} \left[-\frac{3}{2}y^2 - \frac{4}{Re} \frac{1}{r} - \frac{G}{2} \frac{1}{r^{3\kappa}} - \frac{\chi_E}{2} - \frac{c_p(t')}{2} \right] \end{cases} \quad (\text{IV.1.8})$$

La résolution de ce système d'équations différentielles est effectuée à l'aide d'une méthode de Runge-Kutta à pas variable, étant donnée une répartition de pression c_p connue le long de la trajectoire de la cavité. Les conditions initiales nécessaires à la méthode sont le rayon initial du germe r_0 , une dérivée stable $y = 0$ et une valeur de c_p nulle. Le programme de résolution est écrit en *FORTRAN 77* dans le but d'utiliser la routine d'intégration de Runge-Kutta fournie par les bibliothèques mathématiques *NAG[®]*. Les premiers résultats obtenus avec cette résolution n'ont montré que de très faibles différences entre l'application du cas isotherme et celle du cas adiabatique pour la plupart des cas traités (profil ou roue). Le terme moteur du mouvement lié à la pression semble donc être prépondérant. L'application généralisée du cas adiabatique a donc été choisie dans l'ensemble de nos recherches.

1.3 Les modèles potentiels monodimensionnels

Une approche simple pour considérer le champ de pression généré par une bulle de cavitation sphérique est de la considérer comme une sphère en expansion dans un fluide au repos. Si l'on considère en effet que le glissement relatif de la bulle est faible vis-à-vis de la vitesse radiale de l'interface de celle-ci, on peut conserver cette hypothèse pour le cas de la bulle suivant une ligne de courant. Ryhming (1984) propose la détermination du potentiel de la sphère de rayon $R(t)$ en expansion en exprimant la condition à la limite suivante :

$$\left. \frac{\partial \phi}{\partial r} \right|_{r=R} = \dot{R} \quad (\text{IV.1.9})$$

La solution de l'équation de Laplace en coordonnées sphériques $r\theta$ est obtenue par la méthode de séparation des variables, ceci étant possible puisque la condition aux limites est décrite elle aussi par une variable séparée. Le potentiel peut donc être écrit comme la combinaison de polynômes ordinaires de Legendre $P_n(\cos\theta)$ selon :

$$\phi = \sum_{n=0}^{\infty} A_n r^{-n-1} P_n(\cos\theta) \quad (\text{IV.1.10})$$

Ce développement nous permet de déterminer un seul coefficient non nul $A_0 = -\dot{R}R^2$, qui nous permet d'exprimer le potentiel de la sphère selon :

$$\phi = -\dot{R}R^2 r^{-1} \quad (\text{IV.1.11})$$

Ce potentiel ne représente rien d'autre que celui d'une source ou d'un puits tridimensionnel générant un écoulement strictement radial. L'équation de Bernoulli nous permet de calculer la pression radiale autour de la bulle selon :

$$p_{\infty} = \left[p + \frac{1}{2} \rho (c_r^2 + c_{\theta}^2) + \rho \frac{\partial \phi}{\partial r} \right] \quad (\text{IV.1.12})$$

Après l'introduction de l'expression du potentiel de la source tridimensionnel dans cette relation, la pression radiale autour de la bulle s'exprime par :

$$p(r) = p_{\infty} + \rho \left[\frac{\ddot{R}R^2 + 2\dot{R}^2 R}{r} - \frac{1}{2} \left(\frac{\dot{R}R^2}{r^2} \right)^2 \right] \quad (\text{IV.1.13})$$

La pression sur une paroi à proximité peut être déterminée en appliquant la superposition de ce potentiel et de celui de son image, considérant cette paroi comme une surface de courant. L'évolution du rayon de la bulle $R(t)$ étant connue ou calculée au moyen de la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset, on arrive ainsi à déterminer la pression en un point du profil en sommant, d'après le principe de superposition, les potentiels et leurs images de chaque bulle en évolution. L'hypothèse fondamentale est la non-interaction des bulles

entre elles en ne tenant pas compte de la variation du champ de pression dans la résolution de Rayleigh-Plesset. L'effet de ce couplage sera approfondi lors de la présentation des exemples de calcul. Moyennant ces hypothèses, une fois une répartition spatiale des bulles adoptée, on peut déterminer une valeur de la pression instantanée en chaque point de l'écoulement.

1.4 La fonction indicatrice

La mise en évidence dans la partie précédente de l'importance du caractère biphasique de l'écoulement sur la modification du champ de pression amène à définir une fonction indicatrice de la valeur de la pression au point M dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ telle que :

$$\beta(x, t) = \frac{p(x, t) - p_{sub}}{p_v - p_{sub}} \quad (\text{IV.1.14})$$

Cette fonction donne la valeur unité lors du contact direct de la phase vapeur avec la paroi. Dès lors, la valeur de la pression moyenne devient :

$$p(x, t) = \beta(x, t)p_v + (1 - \beta(x, t))p_{sub} \quad (\text{IV.1.15})$$

Et la valeur moyenne de la pression pendant un temps τ correspondant à ce que nous avons nommé le régime permanent lors de nos mesures vaut donc :

$$\overline{p(x, t)} = p(x) = \overline{\beta(x, t)}p_v + (1 - \overline{\beta(x, t)})p_{sub} \quad (\text{IV.1.16})$$

avec :

$$\overline{\beta(x, t)} = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau \beta(x, t) dt \quad (\text{IV.1.17})$$

D'un point de vue adimensionnel, la valeur du coefficient de pression c_p se calcule de la même façon en utilisant la valeur du coefficient de cavitation local χ_E :

$$c_p(x) = -\overline{\beta(x, t)}\chi_E + (1 - \overline{\beta(x, t)})c_{p,sub} \quad (\text{IV.1.18})$$

ou simplement σ dans le cas du profil :

$$c_p(x) = -\overline{\beta(x,t)}\sigma + (1 - \overline{\beta(x,t)})c_{p,vib} \quad (IV.1.19)$$

La détermination de ce champ de pression moyen repose donc sur l'évaluation de la forme de la fonction indicatrice $\beta(x,t)$. Cette fonction dont la forme générale est illustrée à la figure IV.1.8 peut être approchée par différentes hypothèses.

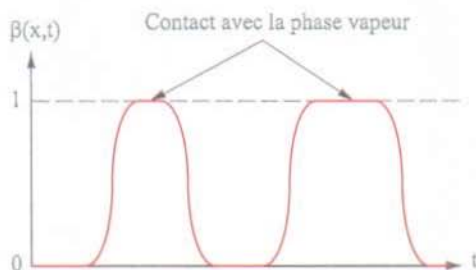
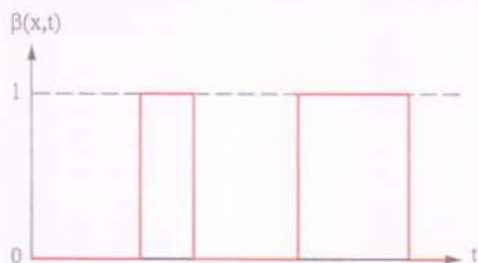
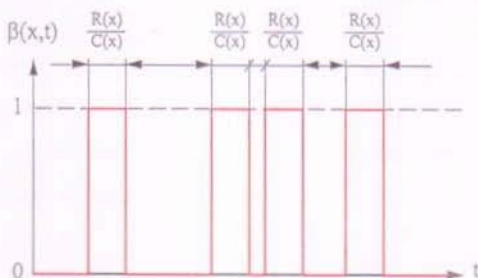


Figure IV.1.8: Définition de la fonction indicatrice $\beta(x,t)$.

Elle dépend d'une manière générale de la taille des bulles en contact avec la paroi et de leur répartition spatiale, c'est-à-dire de leur quantité et position. La première hypothèse faite repose sur la biyalence totale de cette fonction. Nos mesures n'ont en effet pas pu mettre en évidence de transition entre les deux valeurs avec suffisamment de précision, ceci principalement à cause de la configuration de montage de nos capteurs avec notamment la présence de la chambre dans laquelle le comportement biphasique reste inconnu. La fonction $\beta(x,t)$ devient une fonction en créneau aperiodique telle que celle proposée en exemple à la figure IV.1.9.

Une hypothèse supplémentaire peut être effectuée compte tenu des résultats de la partie précédente. On sait en effet que la taille caractéristique des hémisphères en contact avec la surface du profil est sensiblement égale à celle donnée par la résolution de l'équation d'équilibre des bulles sphériques de Rayleigh-Plesset. En basant la forme des créneaux de la fonction $\beta(x,t)$ sur une même largeur représentative du diamètre des hémisphères en contact, la fonction indicatrice devient une fonction en créneaux constants aperiodique dont la distribution dans le temps reste la seule inconnue.

Une telle fonction est représentée à la figure IV.1.10. Grâce à cette hypothèse, on peut assimiler le passage d'une bulle à un événement discret aléatoire dont la distribution temporelle obéit à un processus de Poisson. La valeur

Figure IV.1.9: Fonction indicatrice $\beta(x,t)$ en créneauFigure IV.1.10: Fonction indicatrice $\beta(x,t)$ en créneaux constants aperiodiques

moyenne de l'intervalle de temps entre deux arrivées successives de bulles est $1/\lambda$ (Menoret et Blayo (1988)). En supposant une répartition des germes transversale uniforme sur une largeur B , le paramètre de Poisson est alors déterminé par $\lambda = B\Phi$ où Φ est le flux de bulles par seconde et par unité de largeur. La valeur moyenne de la fonction indicatrice pendant un intervalle de temps T peut maintenant être calculée grâce à cette notion de flux de germes par unité de largeur. On peut en effet définir $\overline{\beta(x,t)}$ comme la probabilité $P(M)$ que le point considéré M soit sous une bulle. Cette probabilité s'exprime comme la somme des probabilités conditionnelles suivantes :

$$\overline{\beta(x,t)} = P(M) = \sum_{n=1}^{\infty} P(n \text{ bulles})P(M | n \text{ bulles}) \quad (\text{IV.1.20})$$

Le processus étant Poissonien, cette égalité s'écrit :

$$\overline{\beta(x, t)} = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(B\Phi T)^n}{n!} e^{-B\Phi T} \cdot \frac{n\pi R^2(x)}{B \cdot C(x)T} \quad (\text{IV.1.21})$$

On peut démontrer que

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{(B\Phi T)^n}{(n-1)!} e^{-B\Phi T} = B\Phi T$$

ce qui nous permet d'écrire la relation finale liant le facteur $\overline{\beta(x, t)}$ et le flux de germes selon :

$$\overline{\beta(x, t)} = \frac{\Phi}{C(x)} \pi R^2(x) \quad (\text{IV.1.22})$$

On voit donc que l'approche de la modification du champ de pression par une fonction indicatrice de sa valeur dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ permet sa détermination connaissant, d'une part, le champ de pression et de vitesse subcavitant donnant le calcul de l'évolution du rayon des hémisphères au moyen de la résolution des équations de Rayleigh-Plesset et, d'autre part, le flux de germes par unité de temps et de largeur. La détermination de ce flux consiste à dénombrer les germes activés lors du passage de ceux-ci dans la zone dépressionnaire.

1.5 Le flux de germes actif

Nous avons vu dans la Partie III que, quelle que soit la distance à laquelle le germe subit son évolution explosive, il se trouve attiré à la paroi du fait de la dépression subie et de sa taille. En considérant l'ensemble des germes qui vont être activés dans la zone de l'écoulement où la pression est inférieure à la pression de vapeur p_v , on va obtenir une idée du flux de bulles en évolution sur l'aubage. Ce flux de germes actifs produit par le spectre de germes N_c et la zone de dépression s'obtient par l'intégrale suivante :

$$\Phi = \int_0^{y_v} N_c(y) C(y) dy \quad (\text{IV.1.23})$$

où y_v représente l'épaisseur de la couche où la pression est inférieure à la pression de vapeur p_v . On détermine l'évolution du coefficient de pression

suivant la normale au point de $c_{p,\min}$ au moyen de la composante locale radiale de l'équation de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial p}{\partial y} = \rho \frac{C^2(y)}{\mathcal{R} + y} \quad (\text{IV.1.24})$$

où \mathcal{R} est le rayon de courbure de la surface du profil en ce point. En adimensionnalisant par la vitesse de référence C_{ref} , l'évolution du c_p au voisinage de la paroi est approchée par :

$$c_p(y) = 1 - \frac{1 - c_{p,\min}}{\left(1 + \frac{y}{\mathcal{R}}\right)^2} \quad (\text{IV.1.25})$$

En supposant en outre une répartition des germes de type exponentielle selon :

$$N_c = N_{c,0} \left(\frac{R_{c,0}}{R_c}\right)^n = N_{c,0} \left(\frac{\sigma + c_p(y)}{\sigma + c_{p,c,0}}\right)^n \quad (\text{IV.1.26})$$

avec $15 \leq n \leq 40$ on arrive à exprimer l'équation IV.1.23 sous forme adimensionnelle de la manière suivante :

$$\Phi = C_{ref} N_{c,0} (\sigma + c_{p,c,0})^{-n} \int_0^{y_w} (\sigma + c_p(y))^n \sqrt{1 - c_p(y)} dy \quad (\text{IV.1.27})$$

On obtient une valeur du flux de germes par résolution numérique de l'intégrale de cette dernière équation. Un exemple du calcul des flux Φ en fonction de σ pour plusieurs distributions de germes est illustré à la figure IV.1.11.

Ces calculs de flux sont utilisables surtout dans le cas où la zone de dépression est clairement définie de même que la trajectoire de l'ensemble des bulles, ceci notamment à cause du rayon de courbure qu'il faut déterminer. On l'utilisera typiquement dans le cas bidimensionnel où l'on considère que la trajectoire des bulles coïncide avec la surface de la paroi. Les derniers exemples présentés à la figure IV.1.11 correspondent au cas du profil bidimensionnel à 1° d'incidence.

Les géométries plus complexes comme les surfaces d'aubes de roue Francis vont poser un certain nombre de problèmes quant à l'évaluation de ce flux de germes actifs. Le flux de germes actifs global n'est en effet plus représentatif

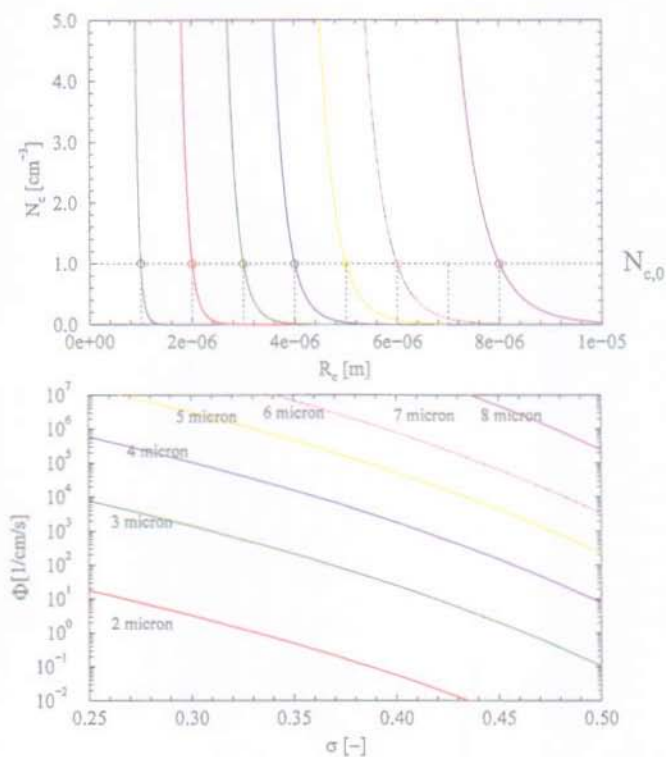


Figure IV.1.11: Valeurs des flux Φ en fonction de σ pour une vitesse de 15 m/s et pour les distributions de germes présentées au dessus ($n=15$)

du développement de cavitation en un point M de l'aubage. En chacun de ces points, le flux local est fonction de l'activation et du champ de pression à l'amont de celui-ci. En disposant d'un modèle de répartition spatiale fixe des germes activés, on évite d'avoir à calculer le flux local de bulles passant sur chaque point de l'aubage au moyen de l'expression IV.1.27. Ce dernier est simplement fonction de la distribution de germes et de la pression d'activation subie par les germes à l'amont de ce point.

1.6 La répartition spatiale des germes

En considérant une répartition spatiale fixe des germes activés, c'est-à-dire un schéma géométrique selon lequel les hémisphères vont se trouver disposées sur l'aubage, le passage des bulles sur l'aubage n'est plus décrit aléatoirement. Le processus n'est plus Poissonien et la probabilité β_s que le point considéré soit sous une bulle est égale au produit de la densité surfacique de bulles N_s par la surface de contact d'une bulle $\pi R(x)^2$:

$$\beta_s = N_s \pi R(x)^2 \quad (\text{IV.1.28})$$

En supposant que les hémisphères s'arrangent de telle sorte que la surface de contact avec le profil va être maximum, on peut admettre une répartition des bulles selon un schéma ou réseau hexagonal, d'une manière semblable au cas des microstructures monocristallines abordé dans les sciences des matériaux. Un tel schéma est illustré à la figure IV.1.12. Le paramètre géométrique d'une maille de ce réseau est le rayon de la maille R_{hex} .

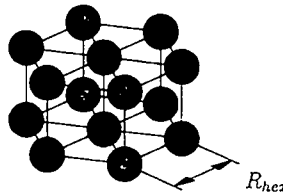


Figure IV.1.12: Schéma hexagonal de répartition des germes

En considérant que l'ensemble des hémisphères ne constitue qu'un plan de ce réseau, on peut les répartir sur la surface de l'aubage selon un arrangement tel que celui décrit à la figure IV.1.13.

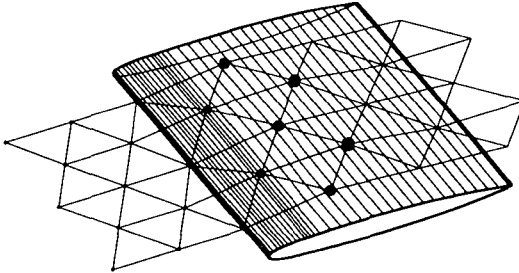


Figure IV.1.13: Répartition hexagonale des bulles actives sur le profil bidimensionnel

La densité surfacique est le nombre de bulles sur une maille divisée par la surface de celle-ci. Cette densité vaut dans le cas de $1/6^e$ de la maille hexagonale :

$$N_s = \frac{3 \cdot \frac{1}{6}}{R_{hex}^2 \frac{\sqrt{3}}{4}} = \frac{2}{\sqrt{3} R_{hex}^2} \quad (\text{IV.1.29})$$

Le lien entre la densité surfacique et la concentration en germes valant $N_c = N_s/R_{hex}$, on peut en tirer l'expression de la valeur du paramètre de maille en fonction du taux de germes :

$$R_{hex} = \sqrt[3]{\frac{2}{\sqrt{3} N_c}} \quad (\text{IV.1.30})$$

La valeur du coefficient de pondération $\overline{\beta(x, t)}$ est donc directement déterminée en fonction de la distribution de germes et du rayon de l'hémisphère au point M d'abscisse x par :

$$\overline{\beta(x, t)} = \beta_s = \sqrt[3]{\frac{2}{\sqrt{3}} N_c^{2/3} \pi R^2(x)} \quad (\text{IV.1.31})$$

Remarquons encore que cette expression n'est valable que lorsque le rayon de la bulle est inférieure à la moitié du paramètre de maille, valeur au delà de laquelle on peut considérer que la saturation est obtenue. La valeur de $\overline{\beta(x, t)}$

vaut dans ce cas 0,91 et dans la pratique, on seuille cette valeur à 1 plutôt que de limiter la valeur du rayon des bulles. On obtient ainsi des distributions de pressions corrigées continues et on tient compte d'une manière très artificielle de la déformation radiale des hémisphères lors du contact avec leurs voisines. La même remarque vaut également pour le calcul du flux de germes actifs, lorsque trop de germes sont activés, la saturation va se produire et le flux réel diminuer du fait du contact des bulles entre elles ainsi que des éventuels phénomènes de coalescence. La concentration de germes utile au calcul du flux N_c est la concentration de germes actifs critiques. Elle correspond à un rayon critique basé sur la valeur de la pression minimale.

Dans le but de comparer les deux méthodes, on peut calculer un flux de germes correspondant à une répartition spatiale fixe. Le flux de germes ainsi réparti s'obtient par le produit de la densité surfacique de bulles N_s par la vitesse locale :

$$\Phi = N_s C \quad (\text{IV.1.32})$$

On déduit de cette dernière expression la valeur du flux dans le cas du réseau hexagonal :

$$\Phi = \sqrt[3]{\frac{2}{\sqrt{3}}} C N_c^{2/3} \quad (\text{IV.1.33})$$

Cette comparaison est finalement menée en déterminant la valeur des flux pour différentes concentrations de germes. Le calcul des flux par l'approche en répartition fixe est présenté à la figure IV.1.14.

Nous pouvons constater en comparant ce cas avec celui illustré à la figure IV.1.11 que les ordres de grandeurs obtenus sont totalement différents. Le flux obtenu avec la répartition spatiale hexagonale est en effet beaucoup plus grand que celui basé sur une épaisseur d'activation. Dans le but de comparer les deux approches, on peut estimer dans les deux cas le nombre de bulles en évolution sur le profil bidimensionnel. Ce nombre de bulles vaut :

$$\mathcal{N} = \Phi B \tau = \Phi B \int_0^S \frac{ds}{C(s)} \quad (\text{IV.1.34})$$

où s représente l'abscisse curviligne de la trajectoire parcourue par la bulle et S l'abscisse correspondant au bord de fuite du profil. Le temps τ se cal-

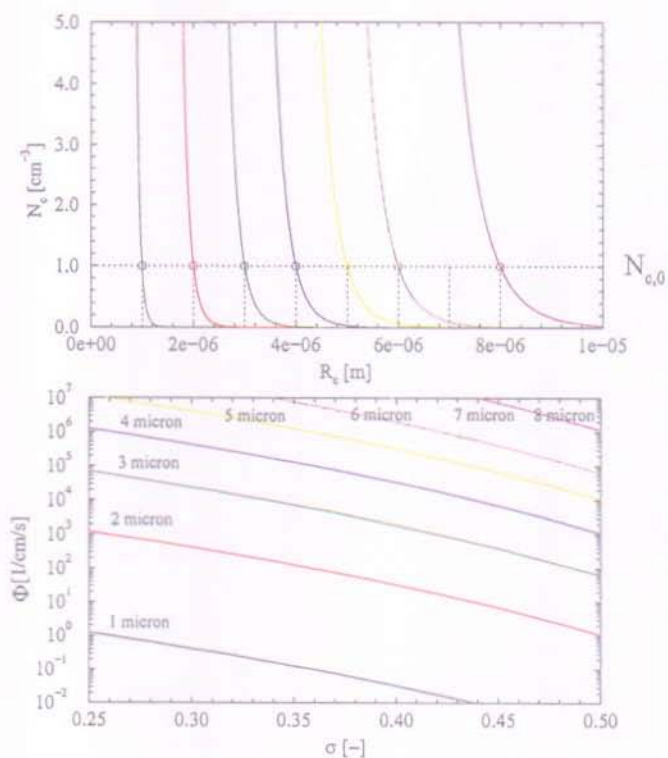


Figure IV.1.14: Valeurs des flux Φ en fonction de σ pour une vitesse de 15 m/s et pour les distributions de germes présentées au dessus ($n=15$)

cule facilement connaissant la répartition de c_p à l'extrados. Nous trouvons finalement dans le cas du profil bidimensionnel :

$$\mathcal{N} = \Phi B \frac{1}{C_{ref}} \int_0^s \frac{ds}{\sqrt{1 - c_p(s)}} = 0,1055 \frac{1}{C_{ref}} \Phi B \quad (\text{IV.1.35})$$

Nous pouvons donc calculer à titre d'exemple le nombre de bulles en évolution sur le profil pour la gamme des valeurs de σ explorée lors de nos différents essais. Le tableau IV.1.1 regroupe ces différentes valeurs de \mathcal{N} pour une concentration de germes caractérisée par 1 germe de rayon critique de $1,2 \mu\text{m}$ par cm^3 . La distribution de germes est calculée avec un exposant n valant 15. Elle représente la mesure de la distribution effectuée à l'amont de la veine d'essai pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s. Une représentation de cette distribution est proposée à la figure IV.1.15.

σ	\mathcal{N}	\mathcal{N}_{hex}
0,3	0,90	86,1
0,325	0,36	48,3
0,35	0,13	26,2
0,375	0,05	13,6
0,4	0,02	6,8

Tableau IV.1.1: Calcul du nombre de bulles en évolution sur le profil

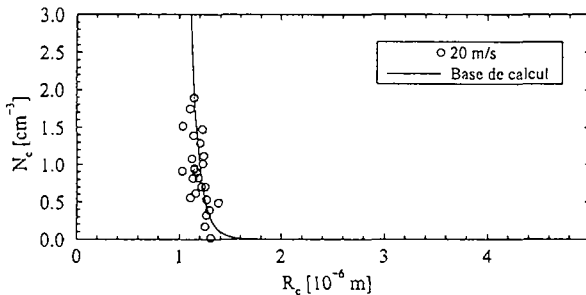


Figure IV.1.15: Distribution de germes utilisée pour le calcul de la répartition hexagonale de l'exemple donné à la figure IV.1.16

Le nombre de bulles déterminé grâce au schéma hexagonal semble être beaucoup plus proche de la réalité que celui calculé par l'approche d'activation. Des expériences menées par Menoret et Blayo (1988) ont montré qu'une méthode similaire de détermination de flux de germes actifs donne des valeurs plus faibles que celles observées dans la réalité. Nous retrouvons également cette tendance dans notre cas, ce qui peut paraître bizarre puisque le modèle de flux surfacique est construit à partir d'hypothèses plus nombreuses. Il semble finalement d'après ces différents calculs que la valeur du flux calculée à partir de l'épaisseur d'activation est une approximation par défaut du flux réel tandis que celle déterminée à partir d'une répartition spatiale fixe activée entièrement par la pression minimum donne une valeur par excès mais relativement plus proche du flux réel. On peut par exemple représenter la répartition des bulles sur le profil selon le schéma hexagonal ainsi que les images correspondantes prises lors des mesures. Cette comparaison est illustrée par la figure IV.1.16. Le spectre de germes utilisé pour le calcul est là aussi celui présenté à la figure IV.1.15.

La constatation principale que l'on peut faire est la relativement bonne correspondance du point de vue de la répartition des bulles sur le profil avec cependant un nombre théorique de bulles un peu plus important pour les plus basses valeurs de σ et un peu plus faible pour les plus hautes valeurs. La répartition géométrique réelle est bien évidemment de nature beaucoup plus aléatoire. Nous pouvons encore une fois remarquer comme nous l'avons déjà fait dans la Partie III que les mesures de concentration de germes sont entachées d'un certain nombre d'incertitudes liées principalement à la distance séparant le lieu de prélèvement du profil. L'approche par réseau hexagonal montre donc un comportement plus proche de celui observé sur le profil durant les nombreux essais menés sur le tunnel de cavitation. On peut sans doute attribuer cette bonne tendance à la caractéristique globale de la méthode reliant une concentration homogène activée par la pression minimum sur le profil. Ceci par opposition au caractère beaucoup plus local de l'approche par l'épaisseur d'activation.

1.7 Le taux de vide

L'idée la plus simple pour moduler une pression entre deux valeurs relatives à des états du fluide distincts est évidemment de pondérer cette valeur de la pression dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ en fonction du rapport volumique entre les deux phases en présence. En définissant un taux de vide β_v comme le quotient

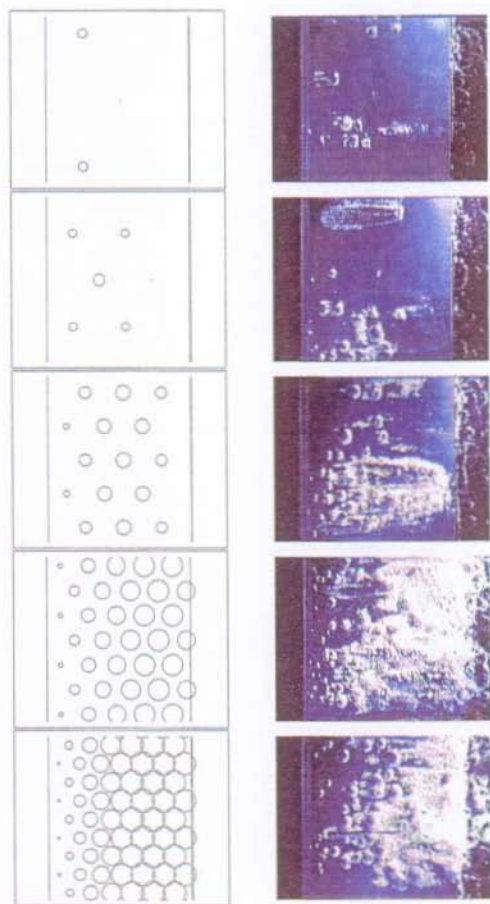


Figure IV.1.16: Répartition hexagonale comparée avec les conditions expérimentales.
De haut en bas : $\sigma = 0,4$; $0,375$; $0,35$; $0,325$; $0,3$

du volume de vapeur par le volume total, on arrive à une relation semblable à celle décrite précédemment :

$$p = \beta_v p_v + (1 - \beta_v) p_{sub} \quad (IV.1.36)$$

Sur la base de schéma hexagonal décrit dans le paragraphe précédent, ce taux pour une maille est déterminé par le rapport suivant :

$$\beta_v = \frac{3 \cdot \frac{4}{3} \pi R^3}{6 \frac{\sqrt{3}}{4} R_{hex}^3} = \frac{8\pi}{3\sqrt{3}} \left(\frac{R}{R_{hex}} \right)^3 \quad (IV.1.37)$$

Et finalement, en tenant compte de l'expression IV.1.30, le taux de vide devient :

$$\beta_v = \frac{4\pi}{3} N_c R^3 \quad (IV.1.38)$$

La valeur maximum de β_v lors du contact entre les bulles avec la répartition hexagonale est de 0,605, ce qui est moins que la valeur de 0,91 calculée précédemment dans le cas de l'approche surfacique. La même hypothèse peut être conduite quant à la déformation des bulles ainsi que la coalescence pour le seuillage de la valeur de β_v . On constate sur l'évolution des coefficients β_v et $\beta(x, t)$ en fonction du rapport entre le rayon de la bulle et le paramètre de maille reportée sur le graphique de la figure IV.1.17 que la modélisation surfacique est la mieux adaptée au modèle de pondération de la pression. L'hypothèse du taux de vide ne conduit en effet pas à une représentation de la phase gazeuse lorsque la saturation est atteinte au niveau de la maille du réseau hexagonal.

La modélisation au moyen d'une densité surfacique semble donc plus adaptée pour représenter un état de la répartition des phases liquide et gazeuse du fluide. L'erreur commise au niveau de l'apparition de la saturation est beaucoup plus faible qu'avec l'approche en taux de vide et permet une correction plus exacte du champ de pression.

L'application de ces différentes méthodes au cas du profil bidimensionnel et à celui de la turbine Francis est menée dans le chapitre suivant. Le cas du profil est traité dans un premier temps dans le but de tester les différentes hypothèses faites pour l'établissement du champ de pression corrigé. Les calculs dans la turbine nécessitant des traitements plus compliqués, une seule des méthodes d'évaluation présentées lui sera appliquée en tenant compte des

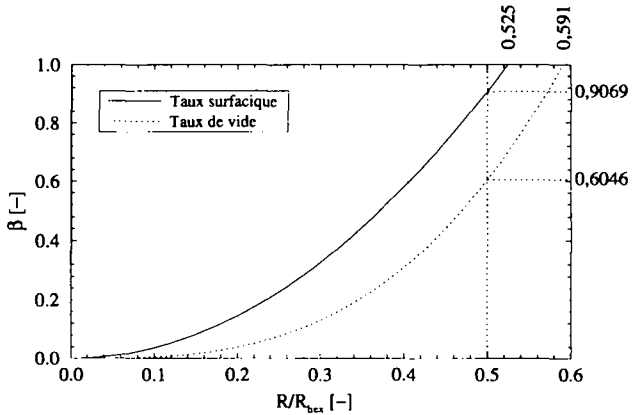


Figure IV.1.17: Evolution du coefficient β_v pour l'approche surfacique et l'approche par taux de vide en fonction du taux de remplissage de la maille R/R_{hex}

résultats obtenus avec le profil bidimensionnel pour la prédiction de la baisse de portance. La bonne correspondance du modèle basé sur une répartition spatiale des bulles bidimensionnelle hexagonale avec les observations du développement de cavitation sur le profil sera principalement exploitée dans ces tentatives de prédiction.

Chapitre 2

La prédiction de la modification du champ de pression

2.1 La baisse de portance du profil bidimensionnel

Avant même d'aborder la prédiction de la baisse de rendement du modèle de turbine Francis que nous avons étudié, l'éventail des différentes méthodes de détermination de la modification du champ de pression décrites dans le chapitre précédent peut être appliqué au cas du profil bidimensionnel monté dans la veine du tunnel. Les mesures de portance ont été présentées dans la Partie III et vont permettre la validation de ces différentes méthodes.

2.1.1 Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation

Nous avons expliqué lors de la description de la modélisation que l'ensemble des méthodes utilise une répartition des germes du type suivant :

$$N_c = N_{c,0} \left(\frac{R_{c,0}}{R_c} \right)^n \quad (\text{IV.2.1})$$

Malgré les différences notables qu'il peut exister entre la concentration mesurée par le système de comptage, dont la canne de prélèvement est située à l'amont du convergent du tunnel de cavitation, et la concentration moyenne juste à l'amont du profil, l'utilisation de répartitions de germes basées sur les mesures semble la meilleure hypothèse de départ. Une représentation des spectres mesurés lors d'une injection de germes avec 16 injecteurs pendant les

mesures d'efforts avec la balance hydrodynamique ainsi que les trois distributions utilisées pour le calcul sont illustrées à la figure IV.2.1. Les paramètres $N_{c,0}$ et $R_{c,0}$ de ces distributions sont présentés dans le tableau IV.2.1. L'exposant des distributions approchées servant de base aux calculs est ici $n = 15$.

C_{raf} m/s	$N_{c,0}$ cm^{-3}	$R_{c,0}$ μm	$p_{c,0}$ Pa
15	1,0	1,8	-63'492
20	1,0	1,2	-95'238
25	1,0	0,8	-142'857

Tableau IV.2.1: Paramètres des distributions de germes utilisées pour les calculs sur le profil bidimensionnel

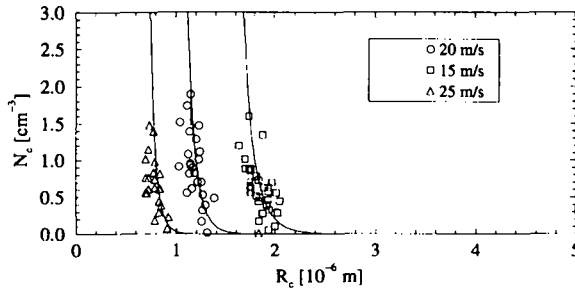


Figure IV.2.1: Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation. Distributions utilisées pour les calculs.

2.1.2 Les calculs par l'approche potentielle

Les premiers essais de calcul menés sur le profil bidimensionnel sont réalisés en utilisant l'approche potentielle en assimilant les bulles à des sphères en expansion dans le fluide. En utilisant en outre le schéma hexagonal décrit dans le chapitre précédent pour positionner les bulles dans l'espace, on arrive à déterminer la somme des potentiels générés par les bulles en évolution sur le profil. En chaque point de celui-ci, la variation de pression au cours du temps peut être calculée lors du passage d'un réseau surfacique hexagonal à une distance d de la surface. Ces pressions sont périodiques dans le cas du réseau

hexagonal, la moyenne permettant de calculer une valeur de c_p s'effectue sur une période égale à :

$$T = \frac{R_{hex}}{C_{ref}} \quad (\text{IV.2.2})$$

dans le cas où le régime permanent est obtenu sur le profil. Le programme de calcul génère une grille à l'amont du profil et la convecte sur la surface de celui-ci. Le moyennage des signaux de pression débute lorsque le front de la grille a atteint le bord de fuite du profil. La taille minimale de la grille nécessaire au calcul de la moyenne des pressions pendant la période T vaut donc la longueur d'une demi-maille pour le moyennage plus le nombre de mailles nécessaire à assurer la périodicité du signal, c'est-à-dire à recouvrir le profil dans le but de générer le régime permanent. A titre d'exemple, le signal de pression à l'abscisse $x/L = 0,75$ pour une valeur de σ de 0,35 et une vitesse de 20 m/s est tracé sur le graphique de la figure IV.2.2. La représentation de la répartition des bulles sur le profil correspondante est également illustrée.

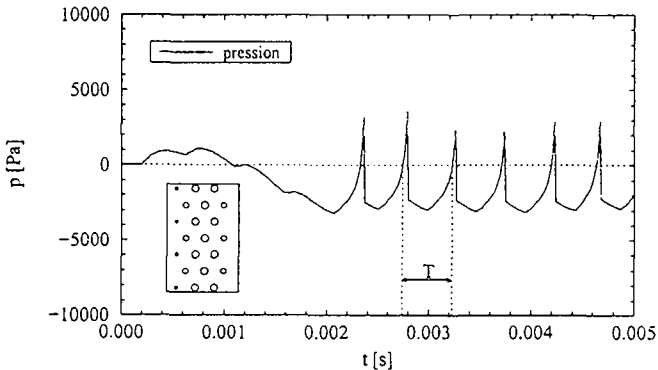


Figure IV.2.2: Variation de pression en fonction du temps pendant le passage de la grille de bulles à l'abscisse $x/L = 0,75$

Par intégration du champ de pression corrigé, nous sommes en mesure de calculer la portance du profil bidimensionnel. Les figures IV.2.3, IV.2.4 et IV.2.5 illustrent les calculs du coefficient de portance normalisé par la valeur subcavitante ainsi que différents exemples des distributions de c_p corrigées. Les résultats montrent clairement les défauts de la méthode. Le phénomène de saturation ne peut effectivement pas être pris en compte avec ces calculs et on

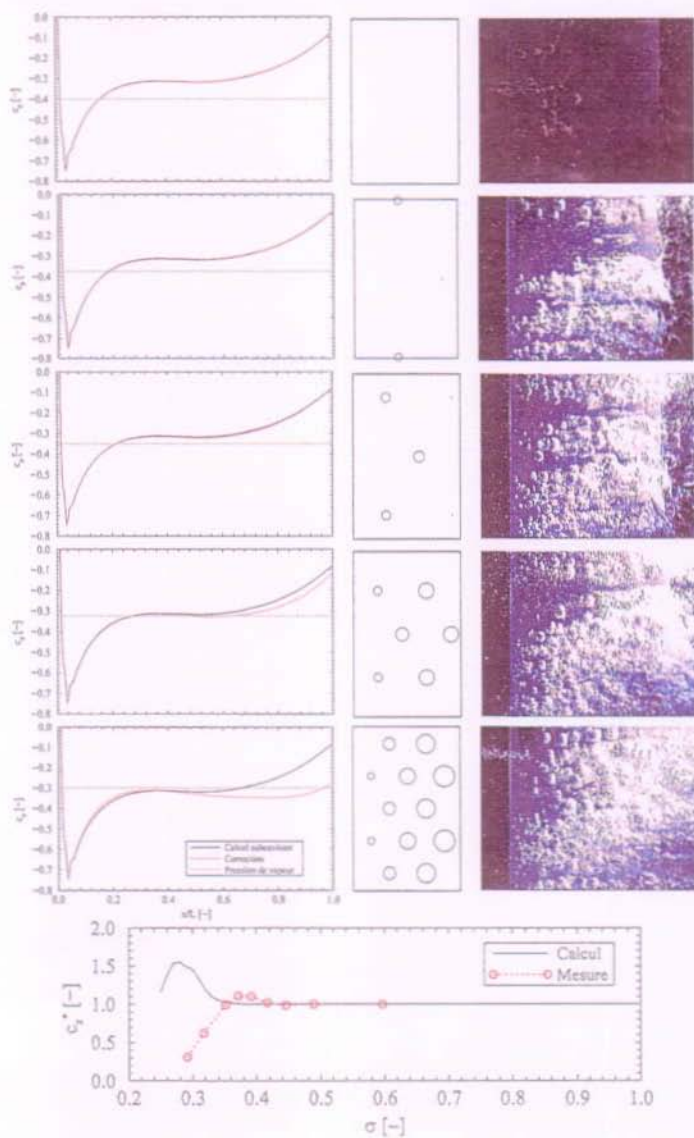


Figure IV.2.3: Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=15\text{ m/s}$. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$

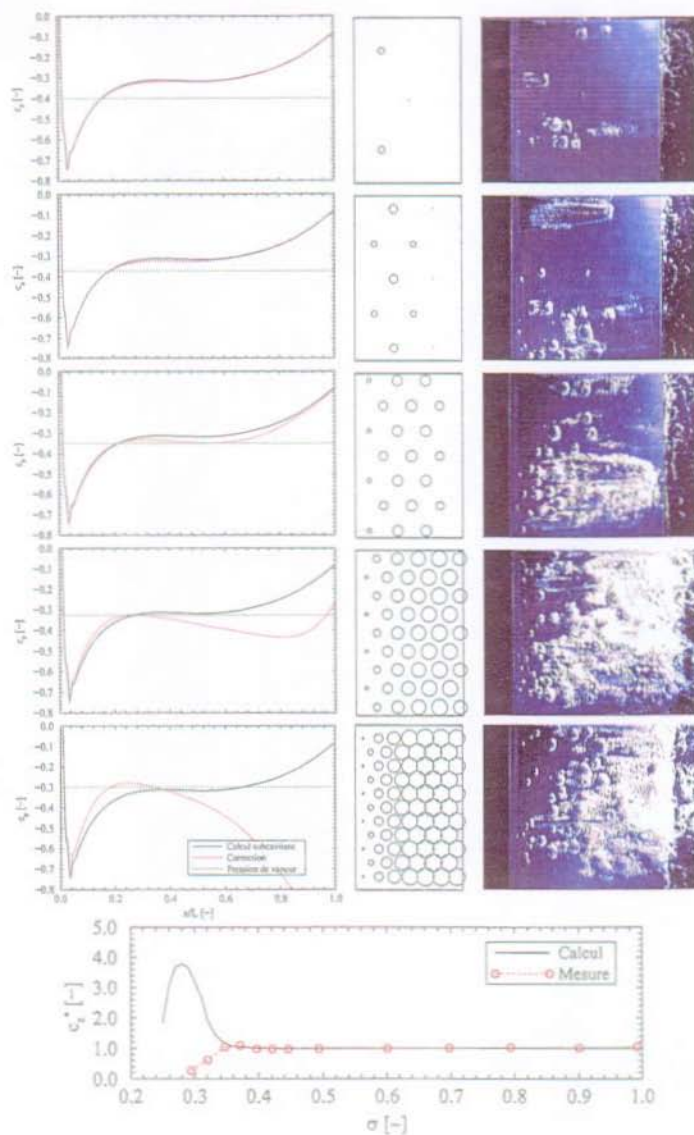


Figure IV.2.4: Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=20$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$

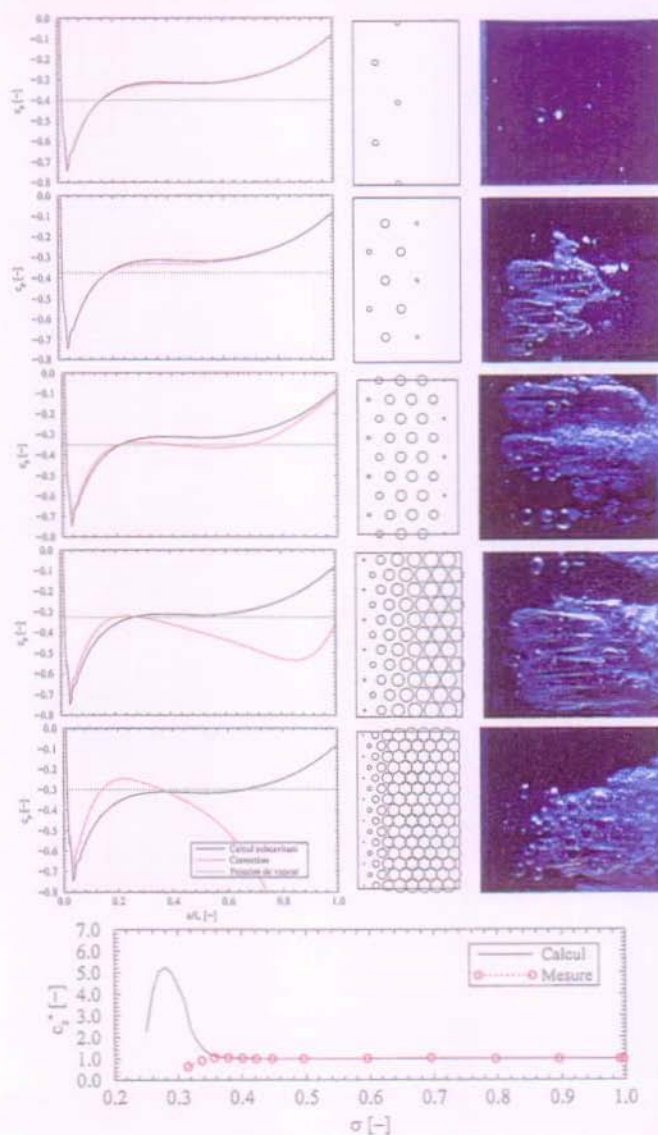


Figure IV.2.5: Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=25$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4$; $0,375$; $0,35$; $0,325$; $0,3$

voit bien en outre que multiplier le nombre de bulles ne fait qu'augmenter la correction de pression dans des proportions bien trop importantes. Les illustrations de la répartition hexagonale des bulles sur le profil montrent très bien que seules quelques bulles en évolution suffisent à modifier de manière sensible la distribution de pression et donc la portance. Le trop mauvais comportement de cette méthode, utilisée de manière plus adéquate pour des approches acoustiques du phénomène de cavitation, nous pousse donc à favoriser les méthodes biphasiques abordées dans le chapitre précédent.

Le mouvement dynamique d'une bulle sphérique ainsi que le champ de pression qu'il engendre ne peut donc pas être considéré comme satisfaisant pour la détermination de la modification des performances. L'hypothèse fondamentale consistant à négliger le couplage, c'est-à-dire l'effet des bulles entre elles, explique en partie les trop grosses amplitudes de variation de pression autour de la distribution subcavitante. Plusieurs approches ont été développées par certains auteurs, notamment Chahine et Duraiswami (1992) et Kuhn (1994), dans le but de caractériser l'effet de l'interaction entre bulles dans un nuage. Ces méthodes font en général appel à l'élaboration de codes de calcul spécifiques et ont souvent pour cadre principal le bruit généré lors du collapse de ces bulles ainsi que le danger potentiel d'érosion. Une méthode simple d'aborder ces effets d'interaction consiste à élaborer un processus itératif de calcul reposant sur la détermination de l'évolution des bulles par la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset en utilisant comme pression, celle modifiée par le calcul précédent. La convergence d'un tel processus est cependant bien trop difficile et importante en temps de calcul compte tenu des grandes amplitudes de pression générées par le réseau de bulles.

2.1.3 Les calculs par l'approche du flux de germes actifs

La même démarche est menée en calculant le champ de pression corrigé avec le flux de germes activé. Les résultats exposés dans les figures IV.2.6, IV.2.7 et IV.2.8 sont totalement différents et ne montrent qu'une très faible correction du champ de pression. Il ressort de ces calculs que le flux calculé grâce à l'épaisseur d'activation est beaucoup trop faible.

La comparaison entre le calcul du flux par cette méthode et celui calculé dans le cas de la répartition hexagonale avait déjà montré des valeurs très inférieures pour la première des méthodes. Le calcul au moyen des deux corrections en fonction d'une pondération basée dans un premier temps sur la surface de contact des bulles, puis sur une valeur de taux de vide local devrait donc donner de meilleurs résultats. Ces calculs sont présentés dans les deux

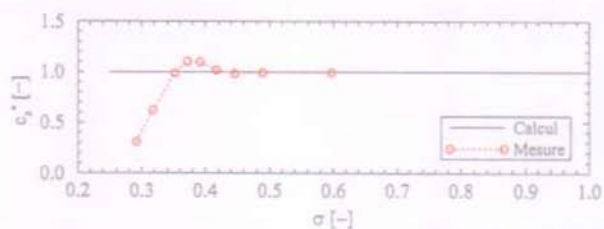


Figure IV.2.6: Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs.
 $C_{ref}=15$ m/s.

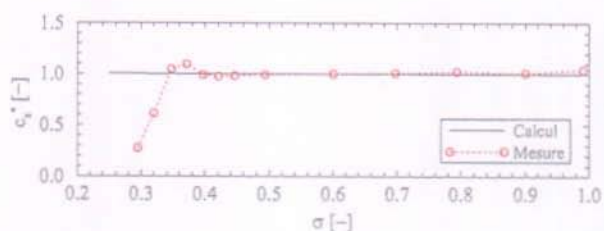


Figure IV.2.7: Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs.
 $C_{ref}=20$ m/s.

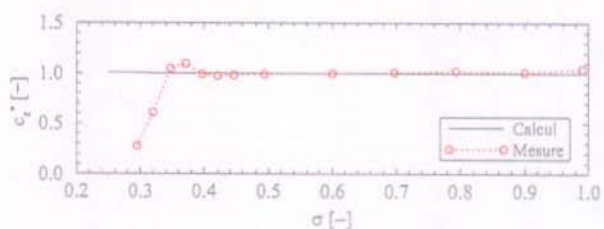


Figure IV.2.8: Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs.
 $C_{ref}=25$ m/s.

paragrapes suivants.

2.1.4 Les calculs par l'approche surfacique

La répartition hexagonale correspondant aux distributions mesurées avec le compteur de germes présentées à la figure IV.2.1 pour chaque valeur de σ est illustrée avec chaque distribution de pression ainsi que l'image du développement de cavitation observé dans la veine du tunnel de cavitation. La présentation de l'ensemble des calculs effectués par cette méthode est illustrée par les figures IV.2.9, IV.2.10 et IV.2.11.

Le seuil de la pression de vapeur est particulièrement bien mis en évidence par cette méthode. Les distributions de pression corrigées présentent une tendance progressive à ce seuillage sur l'arrière du profil lorsque la valeur de σ baisse. La phénoménologie de la modification du champ de pression par la présence de cavitation à bulles est donc respectée et la baisse de performance est donc directement liée à la répartition spatiale de germes. Nous pouvons en effet remarquer que l'ordre de grandeur de la modification de portance est parfaitement corrélé avec la comparaison entre les courbes calculées et les points de mesure. La principale différence constatée est un décalage en σ . Les niveaux de pression critique des germes caractérisés dans leurs distributions par leur taille sont donc prépondérants dans le calcul de la baisse de performance. Les différences observées entre la répartition hexagonale et les images des développements de cavitation observés montrent effectivement bien une certaine différence, principalement au niveau du nombre de bulles. Nous pouvons en effet constater que la saturation est obtenue pour des valeurs de σ plus haute dans l'expérience que dans le cas théorique. L'apparition de la saturation est directement liée à la distribution de germes et se doit d'être précisément définie si l'on veut pouvoir décrire de manière exacte la baisse de performance. Les effets de la distribution de germes sur ces calculs feront l'objet d'un paragraphe particulier.

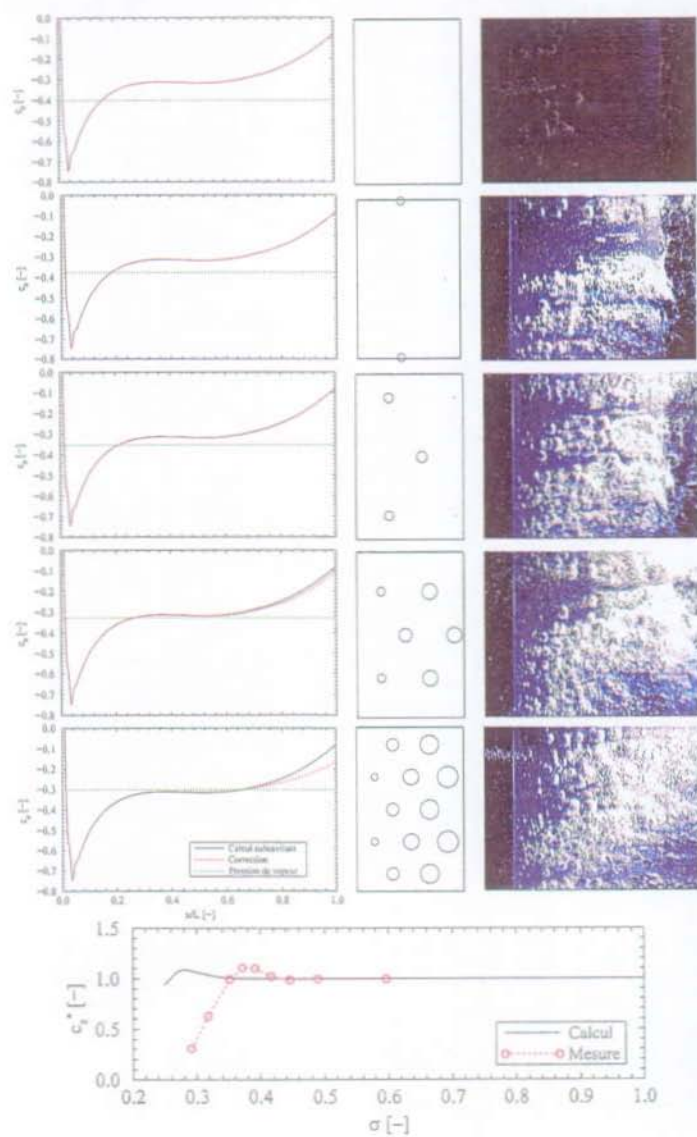


Figure IV.2.9: Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=15$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4$; $0,375$; $0,35$; $0,325$; $0,3$

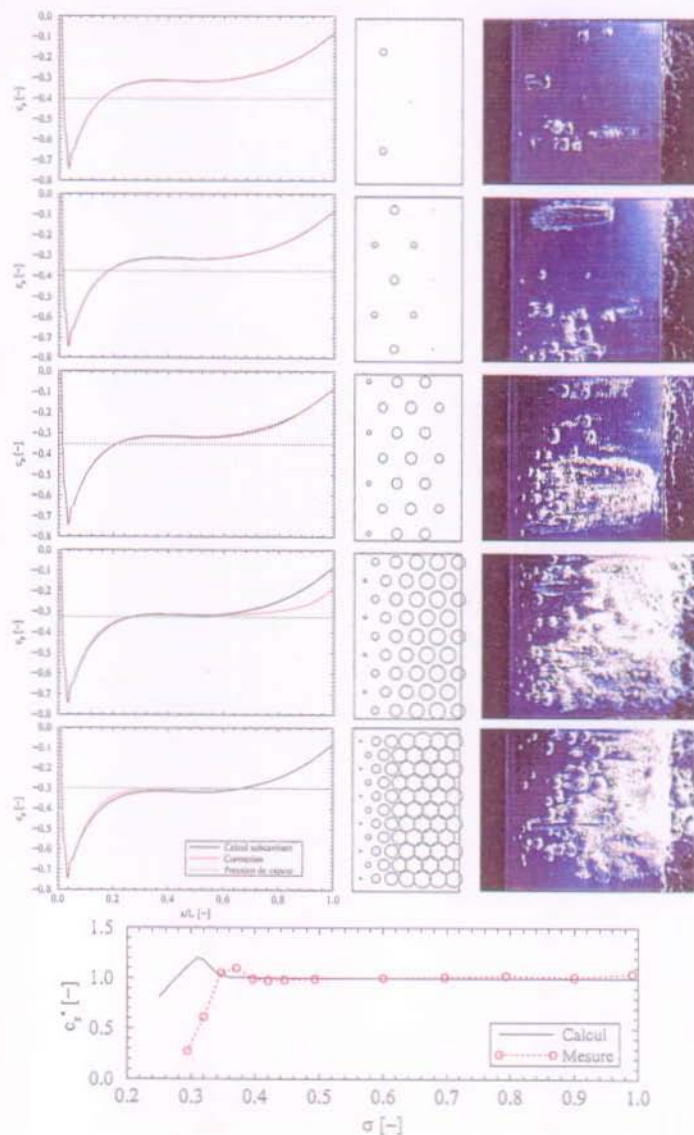


Figure IV.2.10: Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=20$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$

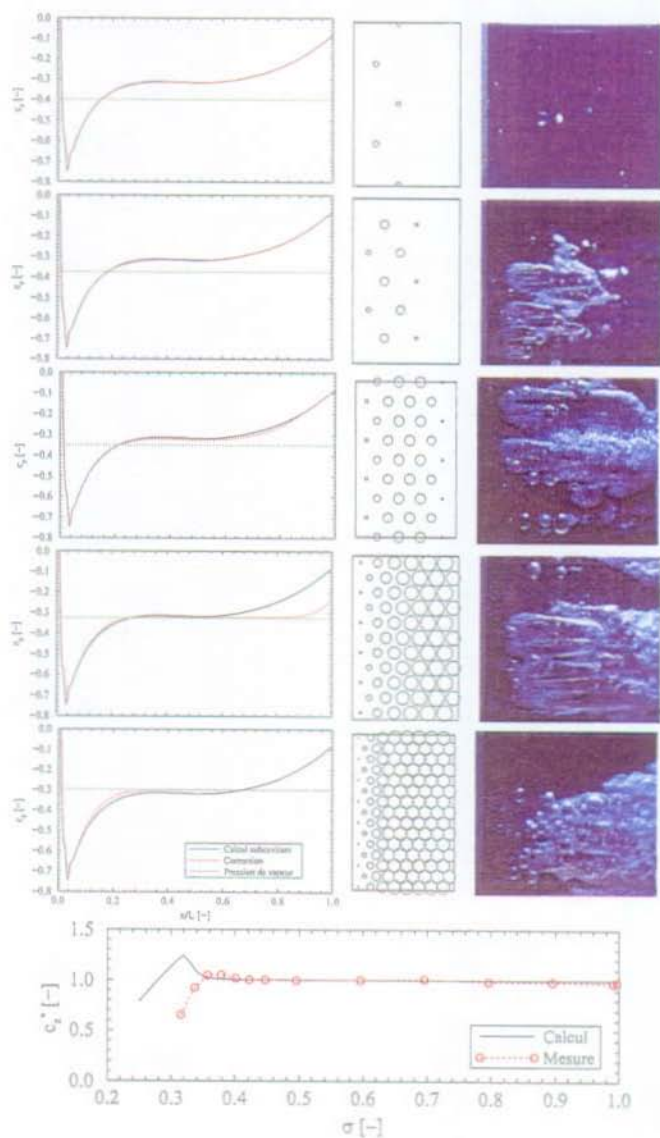


Figure IV.2.11: Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=25$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$

2.1.5 Les calculs par l'approche du taux de vide

Les résultats de calcul avec cette méthode sont très semblables à ceux décrits dans le paragraphe précédent. La méthode n'est en effet que quantitativement différente et nous pouvons remarquer les mêmes effets particuliers de la concentration de germes moyenne utilisée pour les calculs que dans le cas de l'approche par le flux surfacique. Ces derniers résultats sont regroupés et illustrés par les figures IV.2.12, IV.2.13 et IV.2.14.

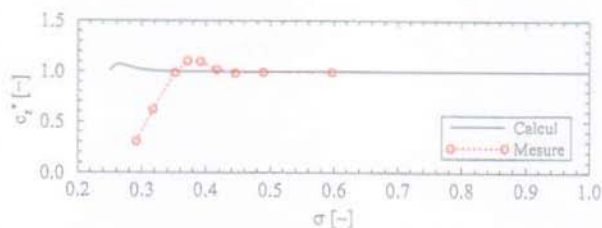


Figure IV.2.12: Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref} = 15$ m/s.

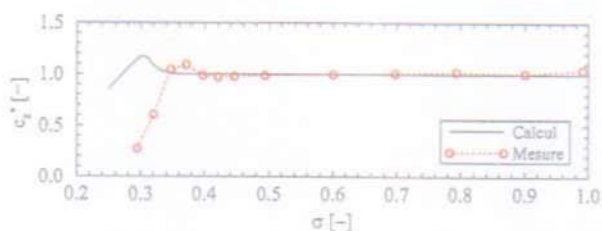


Figure IV.2.13: Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref} = 20$ m/s.

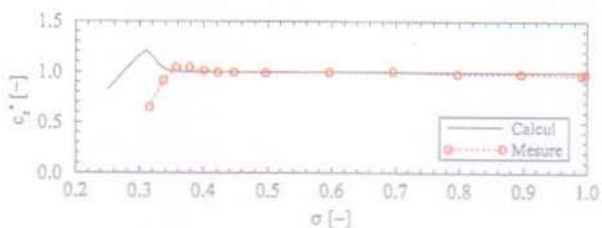


Figure IV.2.14: Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref} = 25$ m/s.

C'est finalement sur la base des résultats calculés avec l'approche surfacique, qui correspondent le mieux avec les mesures et qui font directement suite aux conclusions de la partie III, que l'on va pouvoir tenter de déterminer la baisse de rendement de la turbine Francis à partir des calculs d'écoulements présentés dans le paragraphe 1.1.3. L'effet de la concentration en germes moyenne de l'écoulement sur la baisse de performance a une importance fondamentale sur la détermination de l'apparition du régime de saturation et donc sur le début de la baisse de rendement caractérisé par le nombre de Thoma caractéristique η_0 . La forme de la courbe caractéristique de la distribution de germes est notamment d'une importance capitale et son influence sur la baisse de portance du profil bidimensionnel est étudiée dans le paragraphe suivant.

2.1.6 Effets quantitatifs de la distribution de germes

Nous avons vu dans la description de la modélisation ainsi que dans les exemples de calcul des paragraphes précédents que le flux surfacique de bulles de forme hémisphérique est directement lié à la concentration moyenne de germes à l'amont du profil N_c . Le coefficient de pondération du champ de pression est d'ailleurs directement fonction de cette concentration à la puissance 2/3 comme le montre la relation IV.1.31. Il est donc intéressant de calculer différentes courbes de baisse de portance en fonction de plusieurs types de courbes de distributions. On fait tout d'abord varier le nombre de germes $N_{c,0}$ de la distribution exponentielle pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s. Les différentes courbes obtenues sont illustrées à la figure IV.2.15.

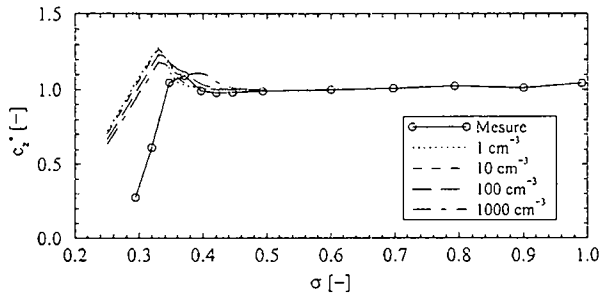


Figure IV.2.15: Calcul de la baisse de portance pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et pour plusieurs concentrations de germes de $N_{c,0}$ différents.

Nous constatons sur le graphique de cette figure que pour un plus grand

nombre de germes activés, la modification de portance intervient pour des valeurs de σ plus grandes. Augmenter le nombre de germes ne fait qu'avancer la limite d'apparition du régime de saturation.

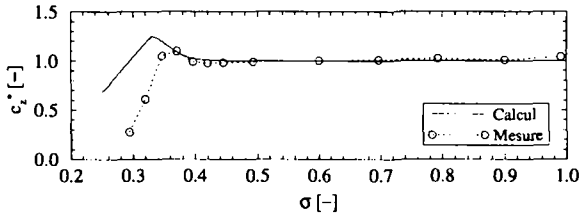


Figure IV.2.16: Calcul de la portance par l'approche surfacique. $N_{c,0} = 50 \text{ cm}^{-3}$.
 $C_{ref} = 20 \text{ m/s}$.

En considérant le cas particulier d'une concentration de 50 germes par cm^3 , on s'aperçoit sur la courbe de baisse de portance illustrée à la figure IV.2.16 que les résultats concordent relativement bien avec les mesures du moins dans la zone de début de l'altération. On peut remarquer cependant que le nombre de bulles en évolution semble plus correct pour les valeurs les plus hautes alors qu'au bas niveaux de pression le nombre de bulles activées est bien trop grand par rapport à la réalité. Cette répartition de trop nombreuses bulles ne provoque pas de réels effets par rapport à la portance puisque la distribution de pression n'est que faiblement modifiée par rapport aux cas calculés précédemment où la saturation était déjà atteinte pour ces valeurs de σ .

L'autre paramètre sur lequel nous avons la possibilité d'agir est la taille caractéristique des germes de la distribution. Cette taille représente directement la pression critique des germes et définit la susceptibilité de l'eau en fixant également celle des plus gros germes. C'est donc le paramètre avec lequel on peut s'attendre aux plus grands effets sur les résultats de portance. Des calculs sont réalisés pour plusieurs tailles caractéristiques de germes dans le but de quantifier ces effets (c.f. figure IV.2.17). Nous pouvons remarquer que nous obtenons une particulièrement bonne correspondance du début de modification de portance dans le cas où la taille caractéristique $R_{c,0}$ est légèrement supérieure à celle de la distribution mesurée. L'incertitude relative à la détermination de la pression minimum d'activation sur le profil p_{min} ainsi que la pression au col du Venturi du compteur de germes peut donc expliquer l'écart entre les distributions mesurées et activantes du point de vue du calcul.

Nous pouvons finalement conclure de ces quelques calculs que nous sommes capables de prédire avec plus de précision le début de la baisse de portance

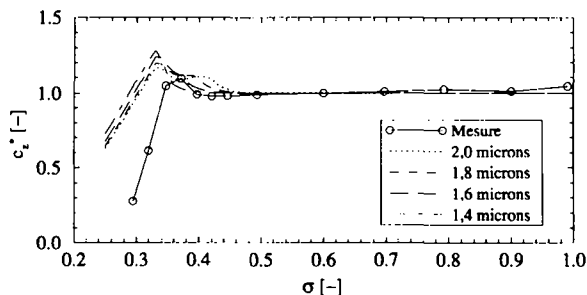


Figure IV.2.17: Calcul de la baisse de portance pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et pour plusieurs concentrations de germes de $R_{c,0}$ différents.

du profil si la répartition hexagonale utilisée pour la correction du champ de pression est représentative du véritable développement de cavitation observé sur le profil. Nous constatons en outre que les distributions de germes nécessaires pour réaliser cette similitude de développement de cavitation ne correspondent pas à celles mesurées par le compteur de germes. Plusieurs raisons peuvent aider à expliquer cette différence. La première raison est, nous l'avons déjà évoqué, la distance séparant le lieu de prélèvement pour la mesure de la distribution à la veine d'essai. L'hétérogénéité globale de la concentration en germes est ainsi négligée. La seconde raison est étroitement liée avec les caractéristiques propres du compteur de germes NNC du LMH. Ceccio *et al.* (1995), Billet (1985) et Gindroz et Briançon-Marjollet (1992) ont notamment mis en évidence de sérieuses différences sur des mesures de distributions de germes en circuit d'essai ou en mer suivant le type de techniques utilisées. La méthode acoustique de détection de la dynamique des germes activés dans le compteur donne en particulier de mauvais résultats dans les cas de concentrations de germes importantes ainsi que pour les très petits germes. Le traitement du signal de l'accéléromètre basé sur le calcul de l'enveloppe est en effet sujet à caution dans ces cas particuliers pour lesquels les impulsions de chaque bulles ont de la peine à être distinguées. Nous avons vu en outre que la géométrie complexe de l'ensemble Venturi et ogive centrale nécessite un étalonnage du point de vue de la pression minimale rencontrée par les germes. Ce dernier ne se fait évidemment pas sans certaines erreurs.

2.1.7 Effets de blocage

Nous avons évoqué, dans le chapitre relatif aux essais sur modèles de la Partie III, l'effet de blocage du débit rencontré lors de l'apparition d'une torche ou lors d'un développement de cavitation de sortie très important. On peut remarquer d'une manière générale sur l'ensemble des calculs effectués avec les différentes méthodes décrites au préalable que la chute de portance mesurée pour les très basses valeurs de σ n'est jamais reproduite de manière satisfaisante. Il est évident que le confinement du profil dans la veine du tunnel de cavitation rend possible un effet de blocage de l'écoulement passant à l'extrados lors d'un développement important de cavitation à bulles. Pour équilibrer les pertes entre l'extrados et l'intrados, le débit se répartit donc légèrement plus vers le coté intrados. La vitesse C_{ref} dans la veine est en effet maintenue constante par le système de régulation du tunnel de cavitation. Cette redistribution du débit dans la veine d'essai provoque donc une altération supplémentaire de la portance augmentée encore par les pertes induites par les différentes cavitations "parasites".

La détermination du début de la baisse de performance peut tout à fait se réaliser sans tenir compte de ces effets. Quantifier correctement la baisse de portance pour des plus basses valeurs de σ doit, par contre, se faire en tenant compte de ceux-ci. Dans le but de caractériser par une méthode similaire la baisse du couple transmis à la roue Francis, nous pouvons donc déjà envisager une détermination relativement correcte des valeurs particulières σ_c et σ_0 tandis que l'évaluation du σ_s semble beaucoup plus difficile à déterminer avec précision dans la mesure où une estimation du blocage semble trop ardue dans une géométrie tridimensionnelle. La condition à remplir pour la détermination de ces paramètres caractéristiques reste tout de même une représentation la plus exacte possible de la distribution de germes de cavitation locale dans la zone d'activation de ceux-ci.

2.1.8 Le couplage

Sur l'ensemble des méthodes employées dans ce chapitre, nous avons fait l'hypothèse que la croissance d'une bulle donnée n'est pas influencée par celle des bulles voisines et que la loi d'évolution de son rayon est proche de celle d'une bulle isolée. Ceci revient à négliger ce que la littérature a coutume de nommer le couplage des bulles entre elles. Avec les procédés que nous avons choisis d'utiliser, le seul moyen de tenir compte de ce couplage repose sur le calcul d'une pression subcavitante modifiée p_{sub}^* à partir de laquelle la pondération

va être déterminée. Cette pondération vaut donc :

$$p(x, t) = \beta(x, t)p_v + (1 - \beta(x, t))p_{sub}^* \quad (IV.2.3)$$

Menoret et Blayo (1988) proposent une méthode d'évaluation de p_{sub}^* en fonction de l'évolution des autres bulles notées A d'une manière semblable à ce que nous avons proposé dans l'approche potentielle. La correction du champ subcavitant est donnée par :

$$p_{sub}^* = p_{sub} + \rho \sum_A \left[\frac{\ddot{R}_A R_A^2 + 2\dot{R}_A^2 R_A}{r_A} \right] \quad (IV.2.4)$$

où les termes d'ordre supérieur ont été négligés. Nous avons malheureusement vu qu'avec un trop grand nombre de bulles, l'influence de celles-ci sur le champ de pression est trop importante par rapport à la réalité. Tenir compte du couplage avec cette méthode revient donc à utiliser la méthode potentielle en seillant en plus les dépressions à la valeur de la pression de vapeur p_v . Cette solution ne semble donc pas des plus adéquates pour calculer la baisse de portance avec une précision accrue.

Les approches consistant à mettre en place un processus itératif pour le calcul de l'évolution du rayon des hémisphères avec l'équation de Rayleigh-Plesset sont vouées à l'échec puisque ce type de processus n'est pas convergent dans ce cas de figure. Calculer une évolution de bulle avec une distribution de pression corrigée, c'est-à-dire une dépression encore plus marquée dans la zone initialement au-dessus de la valeur de p_v , génère un grossissement et une convection plus importante de celle-ci, ce qui provoque donc une dépression encore plus grande. Le couplage n'a donc aucune chance d'être pris en compte en agissant uniquement sur le calcul de l'évolution des bulles.

Les codes de calcul spécifiques à la dynamique des bulles sont d'une manière générale les seuls à pouvoir prendre en compte l'interaction des bulles entre elles ainsi que l'effet sur le champ de pression global. La plupart de ces codes utilisent des méthodes potentielles (codes panneaux) et sont très difficiles à mettre en œuvre dans des géométries tridimensionnelles telles que le canal interaube d'une roue Francis. Les méthodes de pondération exposées dans ce chapitre semblent donc une bonne voie à la vue des premiers résultats trouvés dans ces derniers paragraphes dans l'optique de déterminer les nombres de Thoma caractéristiques d'une courbe de rendement.

2.1.9 Analyse des différentes méthodes

Nous avons vu dans les différents paragraphes de ce chapitre les résultats de plusieurs tentatives de calcul de la baisse de portance d'un profil bidimensionnel. Il ressort, en premier lieu et d'une manière générale pour toutes les approches utilisées, que la distribution de germes permettant de connaître la quantité de bulles activées sur le profil ne correspond pas à celle mesurée sur le tunnel de cavitation avec le système de comptage des germes. Il faut en effet utiliser un plus grand nombre de bulles ou même une forme de distribution différente pour que le développement de bulles corresponde à celui observé durant les expériences. Ce phénomène est particulièrement mis en évidence dans le cas du calcul de flux de germes activés dans la zone de dépression où les concentrations de germes mesurées sont insuffisantes pour générer un flux susceptible de modifier le champ de pression subcavitant.

Les méthodes potentielles considérant les bulles comme des sources tridimensionnelles se sont avérées inefficaces tant pour le calcul direct du champ de pression corrigé que pour le calcul du champ subcavitant couplé. L'influence de ces sources est en effet trop importante avec un nombre de bulles comparable à celui observé durant les différentes expériences. Les distributions de pression que nous avons obtenues n'ont en effet absolument pas corrélé les résultats de mesure de pressions moyennes. Le tableau IV.2.2 résume les méthodes testées ainsi que leurs performances et limitations

Méthode	Résultats	Limitations
Potentielle	Mauvais	Mauvaise représentation du seuil p_v , donc de l'état biphasique de l'écoulement. Pressions générées trop grandes.
Flux de germes	Mauvais	Mauvaise représentation du nombre de bulles développées par rapport à la réalité.
Taux de vide	Bons	Taux maximal de vide trop faible et représentation du contact avec la paroi moins précise.
Taux surfacique	Bons	Correspondance avec les valeurs de concentrations moyennes mesurées.

Tableau IV.2.2: Analyse des méthodes numériques de prédiction utilisées

Ce sont les méthodes basées sur la pondération du champ de pression corrigé dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ en fonction du taux surfacique de contact entre la phase vapeur et le profil ou encore en fonction du taux de vide local qui

donnent les meilleurs résultats en matière d'ordre de grandeur de la chute de performance. Nous avons pu remarquer en outre que mis à part les effets de la concentration de germes utilisée pour les calculs, la formation de grandes cavités à l'extrados du profil dans l'espace confiné de la veine d'essai du tunnel de cavitation provoque un phénomène de blocage. Ces effets sont prépondérants dans le cas de la baisse de portance lorsque le développement de cavités devient très important. On peut toutefois les négliger pour la détermination du début de la baisse de portance, qui sera la caractéristique principale à déterminer dans le cas de la roue Francis. Sur la base de ces conclusions, nous pouvons proposer un exemple de calcul du début de la baisse de portance pour les trois régimes que nous avons considérés en tenant compte de distributions de germes adaptées. Ces résultats sont présentés aux figures IV.2.18, IV.2.19 et IV.2.20.

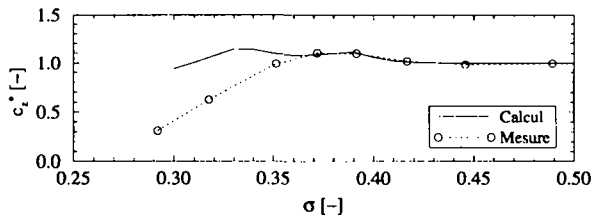


Figure IV.2.18: Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref} = 15$ m/s.

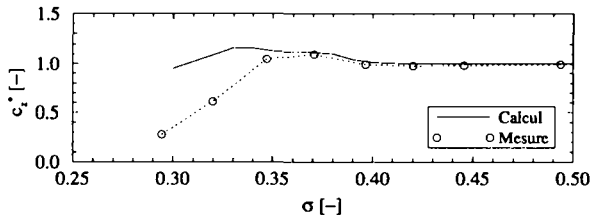


Figure IV.2.19: Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref} = 20$ m/s.

La correspondance avec les mesures est très bonne dans la phase d'apparition de la modification de la portance. Les effets de blocage ou de volume des cavités deviennent ensuite prépondérants et nous n'arrivons plus à obtenir de corrélation correcte. Les distributions de germes utilisées pour les calculs sont comparées avec celles mesurées à la figure IV.2.21.

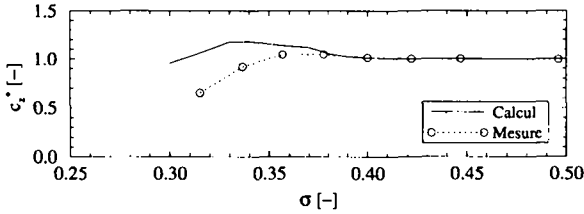


Figure IV.2.20: Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref} = 25$ m/s.

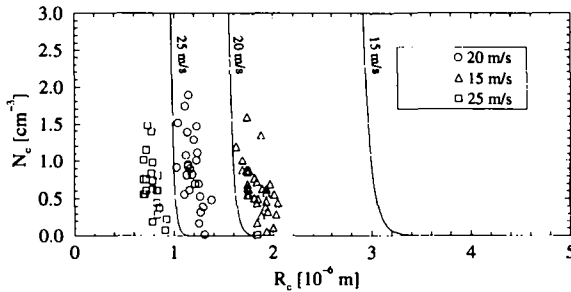


Figure IV.2.21: Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation. Distributions de calcul.

C_{ref} m/s	$N_{c,0}$ cm^{-3}	$R_{c,0}$ μm	$p_{c,0} - p_v$ Pa	n -
15	1,0	3,0	-38'095	40
20	1,0	1,6	-71'428	40
25	1,0	1,0	-114'287	40

Tableau IV.2.3: Paramètres des distributions de germes utilisées pour les calculs finaux sur le profil bidimensionnel

La très nette différence entre les distributions mesurées sur le tunnel de cavitation et celles utilisées pour les calculs est très nettement mise en évidence sur le graphique. En termes de pression critique, on s'aperçoit en consultant les tableaux IV.2.1 et IV.2.3 que l'écart entre les distributions mesurées et utilisées est sensiblement égal pour les trois vitesses d'essai. Cet écart est égal à environ 25'000 Pa. Le fait que cet écart soit constant nous conforte dans l'idée d'une erreur systématique sur la détermination de la pression d'activation des germes

contenus dans l'eau d'essai, que ce soit au niveau du compteur de germes ou au niveau de la détermination de la pression minimale sur le bord d'attaque du profil.

Les résultats sont donc prometteurs du point de vue de la détermination des paramètres relatifs au début de la baisse de rendement apparaissant sur la roue Francis. Un certain nombre d'hypothèses seront effectuées sur la base de nos premiers calculs réalisés sur le profil bidimensionnel quant aux distributions de germes à utiliser pour le déroulement des calculs. La section suivante présente ces différents calculs ainsi que la démarche pour la détermination de la modification du champ de pression.

2.2 La turbine Francis

2.2.1 La procédure de calcul

Contrairement au cas simple du profil bidimensionnel où la répartition de pression utilisée pour calculer l'évolution des bulles est celle de la surface du profil, les calculs dans la roue Francis nécessitent la détermination de la trajectoire de celles-ci, le champ de pression pouvant être tout à fait différent suivant la zone susceptible d'être parcourue par les germes. La procédure de calcul pour la détermination d'une courbe $\eta - \sigma$ repose donc sur l'évaluation de la ligne de courant à l'amont de tous les points de l'extrados de l'aubage ainsi que de l'évolution de la pression sur celles-ci. Le calcul du rayon des bulles en chacun de ces points est ainsi possible en résolvant l'équation de Rayleigh-Plesset, ce qui nous permet finalement de calculer les valeurs du coefficient $\bar{\beta}(x, t)$ en fonction d'une répartition de germes choisie. L'organigramme de la procédure de calcul est présenté à la figure IV.2.22.

Recalage de la pression

Le problème principal rencontré pour la comparaison des résultats avec les courbes $\eta - \sigma$ expérimentales réside dans le calage de la pression de référence du calcul. La pression dans le canal interaube calculé avec le code *TASCflow*[®] est déterminée à une constante près en imposant une pression en un point à la sortie du domaine de calcul. Cette pression p_{ref} imposée nulle lors de la réalisation du calcul est en fait égale, aux pertes près, à la pression p_{1e} que l'on peut déterminer moyennant quelques hypothèses déjà exposées dans la section traitant des mesures de pression en régime permanent sur le modèle de la roue. Les pertes entre le point de référence et la sortie de l'aubage sont très

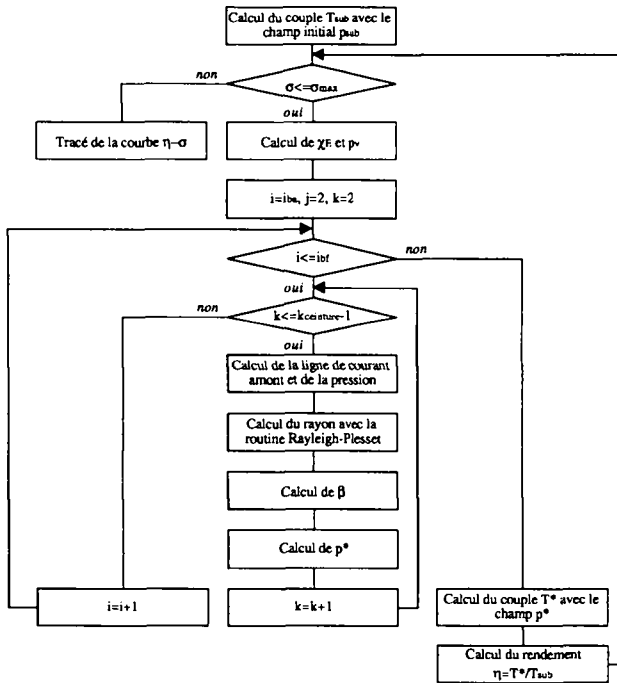


Figure IV.2.22: Organigramme de la procédure de calcul de la modification du rendement dans la roue Francis

faibles étant donnée la courte distance entre la sortie du domaine de calcul et le bord de fuite de l'aubage. Il n'y a de plus aucun effet de divergence, le canal étant cylindrique dans cette partie du domaine. L'hypothèse fondamentale permettant de déterminer cette pression de référence est un coefficient de pertes par frottement turbulent dans le diffuseur déduit de la littérature. Les performances du diffuseur n'ont en effet pas été caractérisées lors des essais sur modèle. Kubota *et al.* (1996) ont proposé des mesures systématiques de pertes dans le diffuseur de la turbine *GAMM*¹ en fonction de l'alimentation de

¹La turbine *GAMM* est une turbine Francis tracée et construite au *LMH* dans le but de fournir une base de données expérimentales des performances hydrauliques et de l'écoulement pour des comparaisons avec des études numériques. Cette base de donnée a servi de référence au groupe de travail *GAMM* sur les calculs 3-D d'écoulements internes incompressibles.

celui-ci. L'expression du coefficient local de cavitation est donné par la relation suivante compte tenu de l'hypothèse avancée.

$$\chi_E = \frac{p_{1e} - p_v}{\rho E} = \sigma_{1e} - \frac{\varphi_1^2 + \left(1 - \frac{\varphi_1}{\varphi_0}\right)^2}{\psi_1} + k_{rd} \frac{\varphi_0^2}{\psi_1} \quad (\text{IV.2.5})$$

Kubota *et al.* (1996) proposent une valeur de k_{rd} de l'ordre de 20% dans la zone sommet. Grâce aux calculs numériques d'écoulement dans la roue, les effets de rotation peuvent être pris en compte dans la détermination de χ_E . Il n'en est hélas pas de même pour le cas des calculs dans les diffuseurs où les mesures directes restent les seuls éléments à disposition pour quantifier les pertes et ainsi recalculer la pression dans la zone de sortie de roue. A titre d'exemple, le champ de vitesse à la sortie du domaine de calcul est illustré à la figure IV.2.23 en fonction du rayon pour le point de fonctionnement de meilleur rendement à $\varphi_\Lambda = 0,29$. Nous constatons que l'hypothèse d'un écoulement purement axial émise lors de la présentation des résultats des mesures en régime permanent est loin d'être vérifiée, la composante C_u de vitesse n'étant pas négligeable par rapport à la vitesse débitante C_m .

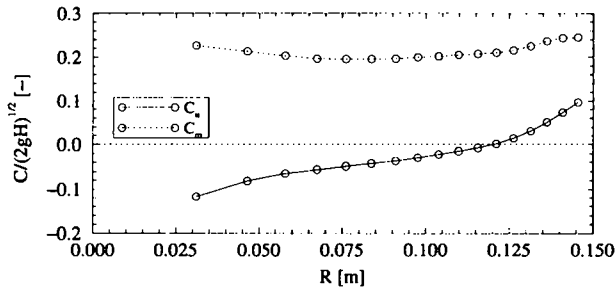


Figure IV.2.23: Composantes normalisées périphériques et méridiennes de la vitesse à la sortie du domaine de calcul. $\varphi_{1e} = \varphi_\Lambda = 0,29$

Un autre calcul réalisé pour un chiffre de débit φ_{1e} plus petit de 0,27 nous montre un comportement du champ de vitesse beaucoup moins rotationnel que pour le point de meilleur rendement. Grâce à ces différents calculs, la valeur de χ_E est calculable ainsi que le calage de la pression de vapeur dans la roue.

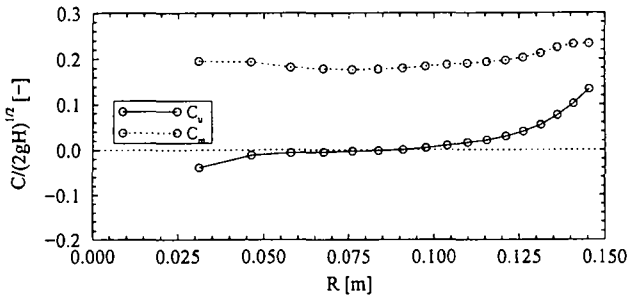


Figure IV.2.24: Composantes normalisées périphériques et méridiennes de la vitesse à la sortie du domaine de calcul. $\varphi_{ie} = \varphi_0 = 0,27$

Calcul des lignes de courant

Le calcul des lignes de courant à l'amont de chaque point de l'extrados ainsi que la détermination de la pression le long de celles-ci est nécessaire au calcul de l'évolution des bulles. Un exemple de représentation de ces lignes à partir du bord de fuite de l'aubage est représenté sur la figure IV.2.25. La pression est illustrée sur ces lignes en couleur avec l'échelle indiquée. Le logiciel utilisé pour leur calcul est le Post-Processeur du code *TASCflow*[®]. Il permet le calcul de la pression en fonction du temps que subit une particule suivant ces lignes de courant. Un exemple de cette évolution est tracé dans le graphique de la figure IV.2.26. Cette fonction peut directement être utilisée par la routine de calcul de l'équation de Rayleigh-Plesset dans le but de déterminer le rayon de la bulle au point considéré. Nous pouvons bien constater à l'étude des trajectoires que celles-ci ne correspondent pas aux lignes de maillage et que, par conséquent, cette méthode n'en est que plus précise.

Le champ de pression peut donc être corrigé avec le même algorithme que dans le cas du profil bidimensionnel et un exemple de cette correction est illustré dans le graphique de la figure IV.2.27.

La détermination finale de la baisse de rendement repose donc sur le calcul successif de ces répartitions de pression sur l'ensemble des points de maillage composant l'extrados de l'aubage. Un champ de pression corrigé est ainsi obtenu et un nouveau couple peut être intégré. Le rendement relatif obtenu n'est autre que la normalisation de ce couple corrigé par la valeur obtenue avec le champ de pression initial. L'hypothèse majeure faite avec cette méthode est l'absence de couplage entre le nouveau champ de pression obtenu et l'écoulement global dans le canal interaube ainsi que la non prise en compte des effets

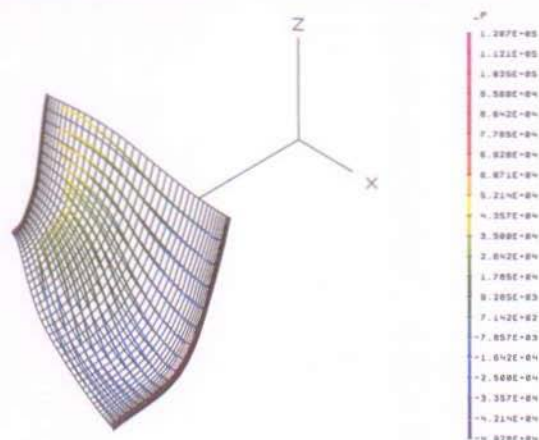


Figure IV.2.25: Lignes de courant à l'amont d'une ligne de maillage localisée près du bord de fuite. $H_{ref} = 15$ m. Pression relative en Pa

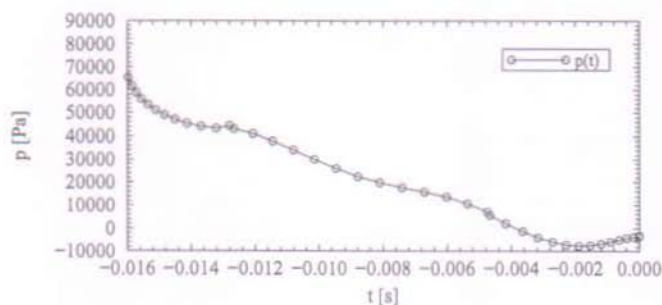


Figure IV.2.26: Evolution de la pression en fonction du temps le long d'une ligne de courant aboutissant au point de calcul sur l'extrados. Point ($i=65$, $j=2$, $k=12$).

consécutifs au blocage du débit aux très basses valeurs de σ . Un résumé de la méthode de calcul est illustré par la figure IV.2.28 qui représente dans une vue méridienne du canal les étapes successives de la méthode.

L'étape 3 est le calcul du coefficient de pondération $\overline{\beta(x, t)}$. Les zones en rouge représentent une valeur de 1 et les zones en bleu la valeur nulle. L'échelle de couleur de la valeur de $\overline{\beta(x, t)}$ est indiquée en bas à droite. L'échelle du

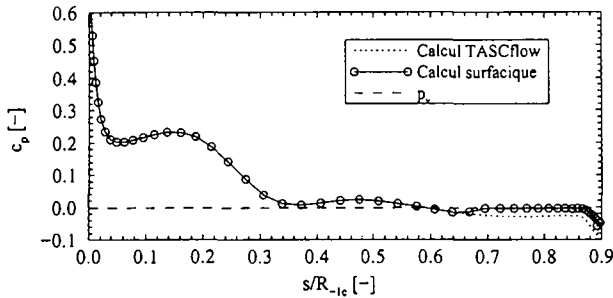


Figure IV.2.27: Exemple de correction du champ de pression sur une ligne de maillage ($k=12$). $\sigma = 0,05$

haut représente la valeur de la pression en Pascal sur les deux illustrations des étapes 1 et 4. Nous remarquons très bien l'influence du pic de dépression à la ceinture.

2.2.2 Distributions de germes

La méthode de détermination du champ de pression corrigé nécessite la connaissance de la répartition moyenne de germes dans l'écoulement à l'amont de l'aubage, c'est-à-dire dans la zone où les lignes de courant aboutissent aux points de calcul débutent. Tout comme dans le cas des calculs avec le profil bidimensionnel, nous constaterons à la présentation des résultats de calcul que la forme de la distribution nécessaire pour obtenir une bonne correspondance avec les courbes $\eta - \sigma$ mesurées est assez différente de celles mesurées par le compteur de germes sur plate-forme d'essai. Ces répartitions, dans le cas des trois chutes d'essai que nous avons considérées sont reportées sur le graphique de la figure IV.2.29.

Gindroz (1991) a proposé une méthode pour déterminer la taille des plus gros germes présents dans l'écoulement. Ces derniers sont logiquement ceux qui possèdent la pression critique la plus haute et qui vont être activés en premier lorsque l'on baisse progressivement la valeur de σ durant les essais standards de cavitation sur modèle. Les calculs numériques réalisés pour les trois chutes d'essai permettent de déterminer la valeur minimale du coefficient de pression $c_{p,min}$. Nous pouvons donc admettre la relation suivante :

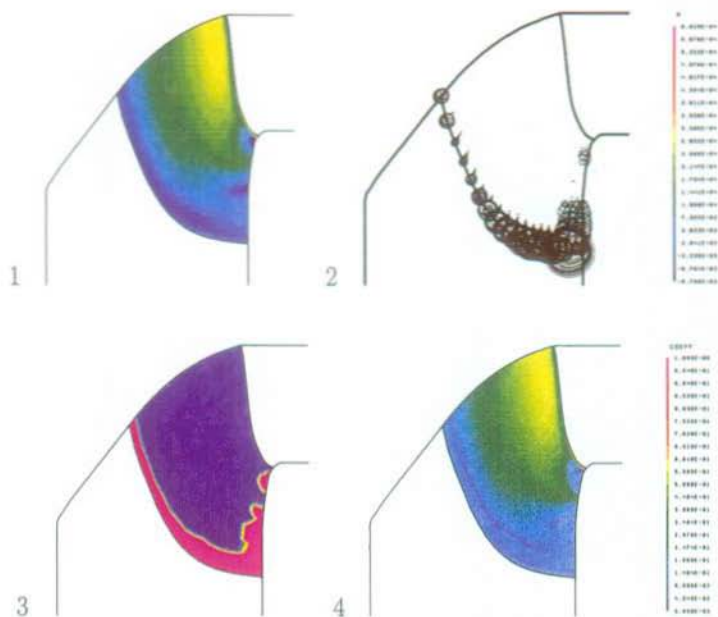


Figure IV.2.28: Etapes successives du calcul représentées dans la vue méridienne :
 1° Calcul du champ de pression subcavitant. 2° Calcul de la dimension des bulles sur chaque point du maillage. 3° Calcul du coefficient de pondération $\beta(x, t)$. 4° Calcul du champ de pression modifié.
 $H_{ref}=10\text{m}$, $\sigma = 0.03$

$$R_{c,max} = \frac{1 - 3\kappa}{3\kappa} \frac{2\gamma}{\rho E (c_{p,min} + \chi_{E,t})} \quad (\text{IV.2.6})$$

Le tableau IV.2.4 représente les valeurs des coefficients de pression minimaux dans la zone de sortie provenant des calculs numériques ainsi que les valeurs mesurées lors des essais de cavitation de σ_c ainsi que la valeur correspondante de $\chi_{E,t}$ déterminée par la relation IV.2.5. Les valeurs des rayons critiques des plus grosses bulles complètent le tableau².

²Les valeurs de $c_{p,min}$ indiquées dans ce tableau ne sont pas les valeurs minimales effectives relevées sur l'aubage. Des pics de dépression apparaissent notamment au bord d'attaque et à la ceinture et provoquent une cavitation parasite non caractérisée par la valeur de σ_c qui correspond spécifiquement au début de développement de cavitation à bulles dans la zone proche de la sortie de l'aubage.

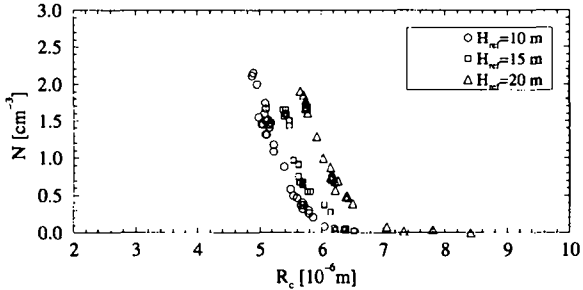


Figure IV.2.29: Distributions de germes mesurées sur la PF3 avec 10 injecteurs.

H_{ref} m	$c_{p,min}$	σ_i	$\chi_{E,i}$	$R_{c,max}$ μm
10	-0,054	0,08	0,041	86
15	-0.056	0,08	0,041	50
20	-0.060	0,08	0,041	29

Tableau IV.2.4: Grandeurs caractéristiques de la germination correspondant à l'apparition de cavitation à la sortie du modèle de la roue Francis

L'ordre de grandeur des plus gros germes ne correspond absolument pas, nous pouvons le constater à la lecture des valeurs présentées dans ce tableau, aux tailles de germes caractéristiques mesurées par le compteur. Il faut en effet une certaine concentration de ces grosses micro-bulles pour que l'apparition soit détectable par des observations sur le modèle. Des hypothèses vont donc être nécessaires pour le calcul des courbes $\eta - \sigma$ dans le but de correspondre aux mesures effectuées sur le stand d'essai.

2.2.3 Les résultats de calcul

La mise en évidence des niveaux de pression dans la roue nous a montré que réaliser un calcul en utilisant les distributions mesurées ne peut en aucun cas donner des résultats corrects. Des germes de telles tailles ne vont en effet pas être activés à la sortie de la roue où les essais sur modèles ont pourtant révélé un important développement de ce type de cavitation. Les distributions utilisées pour les calculs sont donc basées sur la taille des plus gros germes contenus dans l'eau du circuit d'essai déterminés dans la section précédente. Elles sont décrites par leurs valeurs particulières ($R_{c,0}$, $N_{c,0}$) :

H_{ref} m	$N_{c,0}$ cm ⁻³	$R_{c,0}$ μm	$p_v - p_{c,0}$ Pa
10	1,0	80	143
15	1,0	45	254
20	1,0	25	457

Tableau IV.2.5: Distributions de germes utilisées pour les calculs de baisse de rendement dans le roue Francis

Le calcul de la pression d'activation $p_v - p_{c,0}$ montre très nettement que la pression critique des germes est dans ce cas très proche de la valeur de p_v . Cette constatation nous amène à repenser complètement la procédure d'injection de germes de cavitation dans le cadre des essais standards de cavitation et fera l'objet d'un paragraphe spécifique.

Les calculs finalement réalisés avec ces distributions sont illustrés par les figures IV.2.30, IV.2.31 et IV.2.32 qui représentent, pour la première, la comparaison entre les courbes $\eta^* - \sigma$ calculées et mesurées, pour la seconde, une représentation dans la vue méridienne du coefficient de pondération $\beta(x, t)$ et, pour la troisième, le champ de pression modifié en vue méridienne également.

L'étude des courbes de rendement nous montre clairement que la baisse de performance est tout à fait bien décrite par les calculs. La précision de la méthode permet de déterminer des valeurs caractéristiques du nombre de Thoma du même ordre de grandeur que celles obtenues par les essais sur modèle. La valeur de σ_s est particulièrement bien définie, excepté dans le cas de la plus faible chute. Pour ce qui est de la détermination du σ_0 , une comparaison avec les mesures est plus délicate puisque les courbes expérimentales ne sont pas assez complètes. L'ensemble de ces valeurs caractéristiques est regroupé dans le tableau IV.2.6.

H_{ref}	$\sigma_{s,cal}$	$\sigma_{s,mes}$	$\sigma_{1,cal}$	$\sigma_{1,mes}$
10 m	0,061	0,07	0,052	0,056
15 m	0,065	0,068	0,055	0,057
20 m	0,067	0,066	0,056	0,055
$\bar{\sigma}$	0,064	0,068	0,054	0,056

Tableau IV.2.6: Nombres de Thoma caractéristiques. Comparaison entre les calculs et les mesures

Du point de vue de la forme des courbes de rendement calculées, nous pouvons observer une remontée du rendement localisée près de la valeur de σ

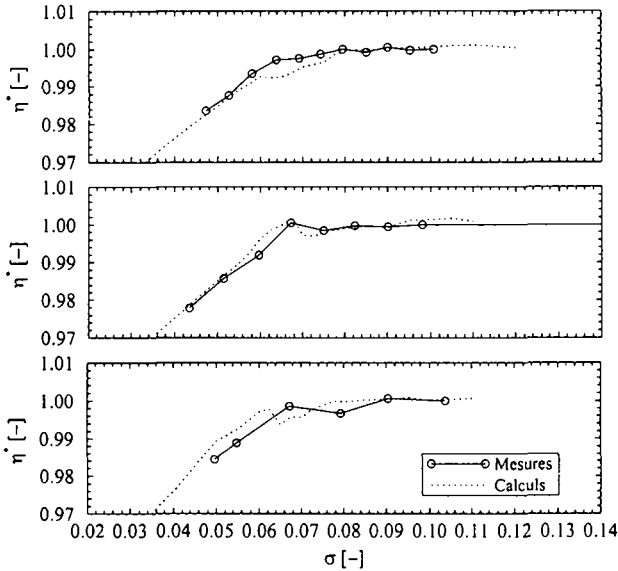
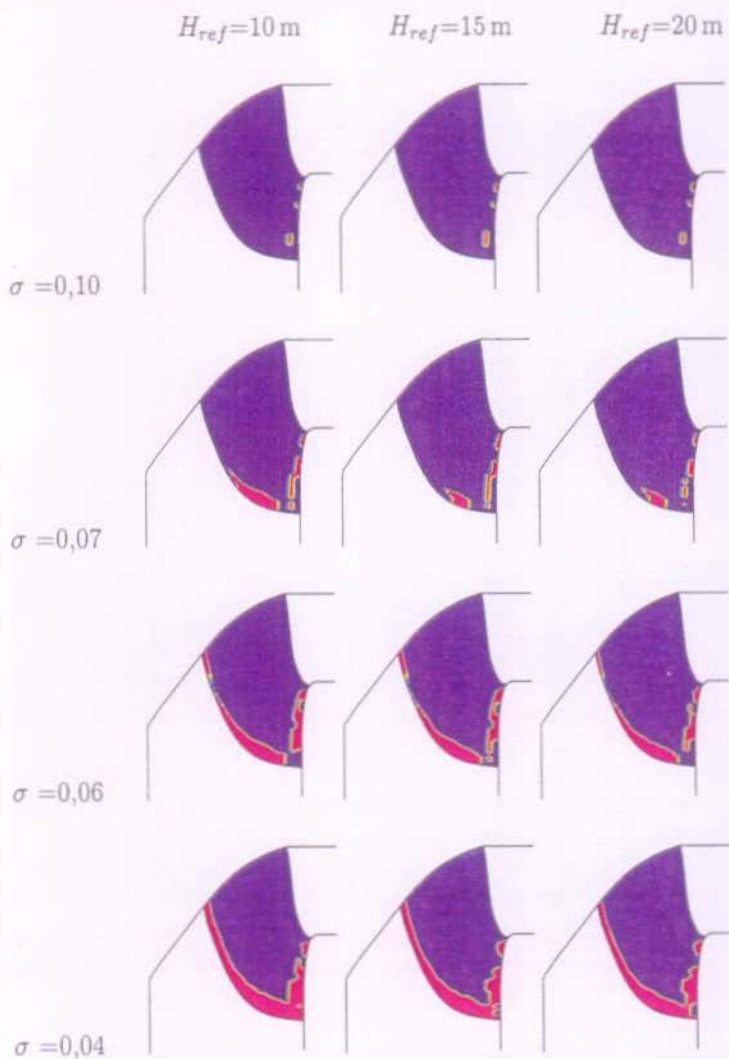


Figure IV.2.30: Courbes de rendement calculées comparées avec les mesures. De haut en bas, $H_{ref} = 20m, 15m, 10m$

égale à 0,06. Cette remontée de σ , pas très nettement mise en évidence sur les courbes mesurées mais tout de même perceptible, s'explique par l'activation de bulles ainsi que le seuillage à la valeur de la pression de vapeur qui lui est consécutive dans une zone de pression subcavitante plus élevée. Ce phénomène est particulièrement bien mis en évidence sur les figures IV.2.31 et IV.2.32 où un seuil de pression apparaît près de la ceinture à partir d'une valeur de σ de 0,07. La répartition de pression pour une valeur de σ de 0,06 et une chute de 15 m est à ce titre très représentative.

Les grandeurs mises en jeu dans l'ensemble de ces calculs, surtout du point de vue de la distribution de germes, ne permettent pas de définir des zones de cavitation à bulles partielle. Le champ du coefficient $\overline{\beta(x, t)}$ semble en effet adopter un comportement totalement binaire. La saturation est donc obtenue par zones, même aux valeurs de σ les plus hautes. Nous avons déjà abordé l'influence de la forme de la distribution de germes dans le cas des calculs sur le profil bidimensionnel. L'amplitude N_c des concentrations de germes actifs avec des distributions exponentielles d'ordre $n = 40$ limite la modulation du

Figure IV.2.31: Représentation en vue méridienne du coefficient $\overline{\beta(x,t)}$.

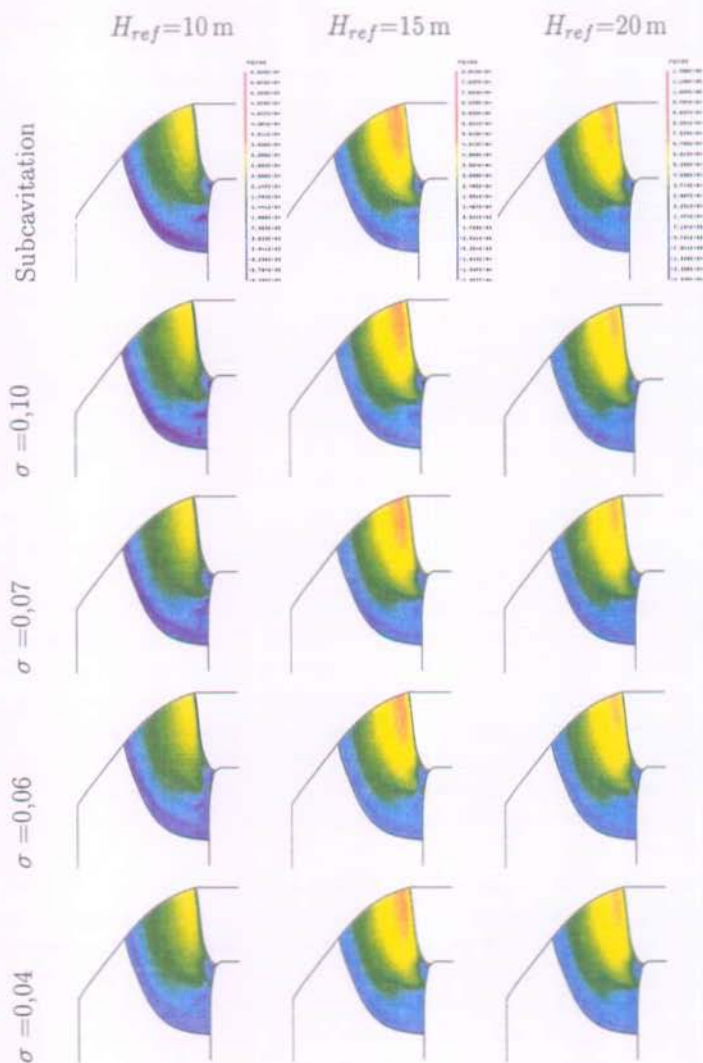


Figure IV.2.32: Représentation en vue méridienne du champ de pression corrigé.

coefficient de pondération $\overline{\beta(x, t)}$ à la seule variation du rayon. Nous avons également vu que les mesures de distributions de germes concernent des ordres de grandeurs différents, surtout du point de vue de la taille des germes, par rapport à ceux véritablement actifs dans la roue. Nous manquons donc singulièrement d'informations sur la véritable forme d'une distribution de germes dans l'eau d'un circuit d'essai et il semble bien qu'un modèle plus élaboré soit nécessaire pour quantifier exactement le spectre de micro-bulles contenu dans cette eau. L'élaboration d'un tel modèle passe évidemment par des mesures avec un dispositif plus adapté au cas d'un très large spectre de germes de cavitation. Notre système de comptage, tant par son montage que par le type de prélèvement utilisé ne permet hélas pas de telles mesures à l'heure actuelle et nous nous bornerons donc à considérer le modèle de distribution exponentielle proposé par Gindroz (1991) comme hypothèse la plus juste. Celle-ci reste cependant suffisante pour quantifier une baisse de rendement avec assez de précision à la lumière des résultats présentés, ceci d'autant mieux que les pressions à l'échelle du prototype vont conduire également le comportement du coefficient $\overline{\beta(x, t)}$ vers un caractère binaire, la saturation y étant obtenue de manière naturelle.

L'utilisation de distributions de germes de telles tailles dont la pression critique est très proche de la valeur de la pression de vapeur et cette tendance de la méthode à générer une saturation nous suggère par contre d'effectuer un simple seuillage du champ de pression en imposant une valeur du coefficient de pondération $\overline{\beta(x, t)}$ égale à 1 lorsque la pression est inférieure à la pression de vapeur et une valeur nulle dans le cas contraire. Les courbes de rendement ainsi obtenues caractérisent donc la baisse de rendement maximale que l'on peut observer puisque aucune dépression supplémentaire consécutive à une activation de bulles ne peut être prise en compte. Ces courbes sont illustrées à la figure IV.2.33 et comparées aux mesures ainsi qu'aux courbes calculées auparavant.

Le seuillage simple permet une détermination relativement exacte de la valeur de σ_v , mais cependant pas des autres. Un point très important que nous pouvons mettre en évidence est la différence relativement nette entre la valeur de σ_v de 0,01, correspondant au point où la pression de vapeur est atteinte dans la zone de sortie de l'aubage³ et les valeurs de σ_i et σ_0 . σ_v est nettement mis en évidence par le début de la baisse de rendement apparaissant sur les courbes obtenues par seuillage simple de la pression. La marge de sécurité, au niveau de l'implantation de la machine, étant définie à partir de σ_0 , il ressort clairement

³C'est la zone de sortie qui est caractéristique de la baisse de performance

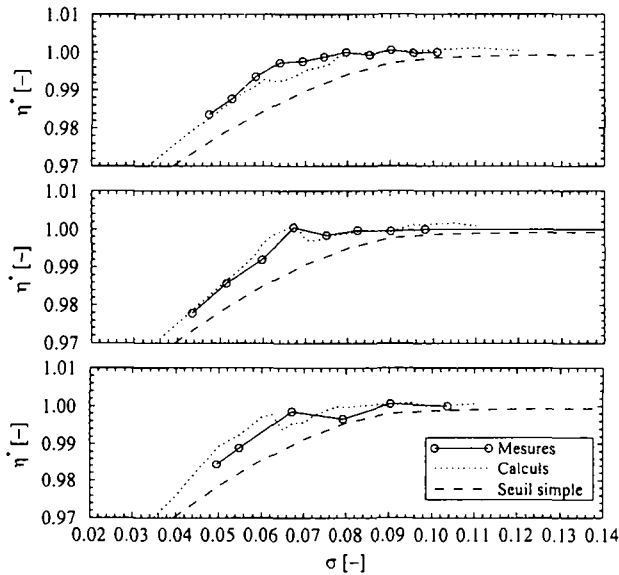


Figure IV.2.33: Courbes de rendement calculées par seuillage simple et activation des bulles. Comparaisons avec les mesures. De haut en bas, $H_{ref}=20\text{m}$, 15m , 10m

que ces calculs de seuillage simple ne vont pas permettre sa détermination. Les calculs de zones de phase vapeur par activation de bulles s'imposent donc comme la seule solution dans l'optique de déterminer une valeur rigoureuse de σ_0 ou même σ_1 . L'hypothèse de saturation absolue ne correspond donc pas strictement à un seuillage de la pression vers le haut à la valeur de p_v . D'une part, l'activation de bulles dans les zones de plus haute pression augmente la dépression et, d'autre part, le retard dû à l'activation propre des germes permet l'existence de zones dépressionnaires légèrement inférieures à p_v .

En comparant les répartitions du coefficient de pondération $\overline{\beta(x,t)}$ sur l'extrados obtenues par calcul et par seuillage simple, nous pouvons mettre ces dernières remarques en évidence. Ces illustrations sont reportées à la figure IV.2.34. Nous constatons que le développement de cavitation à bulles a deux origines sur cette roue. La première de ces origines, qui est la principale responsable de la baisse de performance, est le développement progressif de bulles à la sortie de l'aubage. La différence entre les deux méthodes de cal-

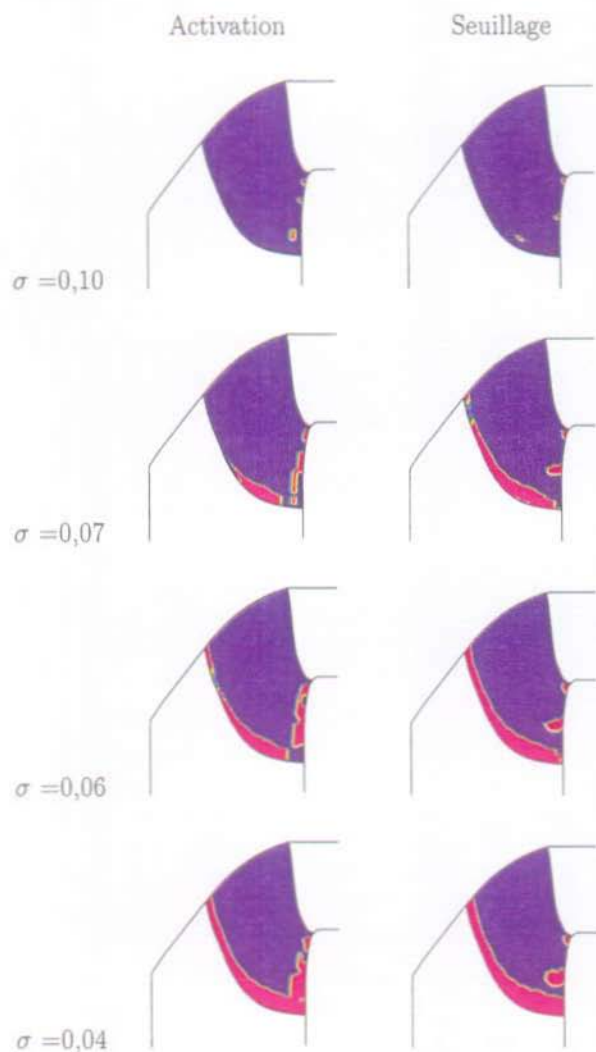


Figure IV.2.34: Comparaison en vue méridienne du coefficient $\overline{\beta(x,t)}$ pour une chute H_{ref} de 10 m.

cul est dans ce cas très nette et illustre parfaitement le retard d'activation des bulles de cavitation par rapport à un seuillage simple. Cette différence est la plus élevée pour les valeurs de σ égales à 0,06 et 0,07, ce qui correspond également au plus grand écart entre les deux courbes de rendement obtenues avec ces deux méthodes respectives. La seconde origine de développement de cavitation à bulles est caractérisée par une activation de bulles dans des zones dépressionnaires à proximité de la ceinture. Nous pouvons remarquer que ce développement de cavitation intervient pour des valeurs de σ supérieures à la valeur caractéristique de σ_0 , ce qui confirme l'intérêt de ne considérer que la sortie de l'aubage dans la définition du $c_{p,min}$. De plus, pour chaque zone dépressionnaire, observée sur les figures de droite, un développement de cavitation que l'on peut remarquer sur les figures de gauche apparaît à l'aval. La conjugaison de ces deux effets explique et confirme tout à fait la différence obtenue entre les courbes $\eta - \sigma$ calculées avec les deux méthodes.

Une telle dépression à la ceinture au point de meilleur fonctionnement est cependant un cas particulier. On a rarement coutume d'observer un développement de cavitation provenant de l'entrée lors d'essais sur modèles. Les roues de nouvelle génération ont en effet des comportements très sains en cavitation d'entrée dans la mesure où les risques liés à l'érosion de cavitation deviennent de plus en plus un facteur prépondérant dans les critères imposés par le client dans le cahier des charges. Les distributions de pression au point de meilleur rendement de telles roues sont donc relativement bien réparties avec des dépressions maximales localisées très près de la sortie. Dans de tels cas, la différence entre ces deux méthodes de calcul devrait être moins importante. De plus, la particularité de pouvoir obtenir deux dépressions successives sur la trajectoire suivie par une bulle peut provoquer dans certains cas des aléas dans la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset si, par exemple, la bulle collapse avant son arrivée sur la seconde de ces dépressions. Les calculs effectués avec cette méthode seront donc de meilleure qualité avec des roues au chargement bien réparti.

La propriété de bivalence du champ de pression cavitant permet une très bonne description de la baisse de rendement. La mise en oeuvre des calculs de l'évolution des bulles sur les lignes de courant, à l'amont des points de la surface de l'extrados, permet la pondération de la pression dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ et a rendu possible la réalisation de cette caractérisation. Cette méthode ouvre la voie à des perspectives tout à fait intéressantes s'inscrivant dans l'effort général de prédiction du comportement complet des turbines Francis. Elle présente en outre l'avantage de pouvoir être étendue à d'autres type de machines hydrauliques dans la mesure où l'on y observe des développements

de cavitation semblables comme par exemple les turbines hélices ou Kaplan où ce type n'est cependant pas prépondérant dans le choix de l'implantation. Les propulseurs marins constituent également une application possible de la méthode dans la mesure où la cavitation à bulles apparaît également pour les régimes optimums et provoque une modification importante de la poussée et donc du rendement propulsif.

Chapitre 3

Synthèse

3.1 Les méthodes de correction du champ de pression

Deux sortes de méthodes de prédiction du champ de pression ont été étudiées dans cette partie. La première méthode s'appuyant sur l'assimilation des bulles à des sources tridimensionnelles permet, d'une part, le calcul de l'influence, en terme de pression, d'un réseau de bulles réparties dans l'espace, puis d'autre part, de coupler l'influence des bulles entre elles. Cette méthode donne des résultats médiocre de par l'omission des effets biphasiques nettement mis en évidence dans la Partie III de ce mémoire. Les conclusions de cette Partie nous ont plutôt poussé vers le développement de méthodes susceptibles de quantifier un niveau de cavitation entre la situation subcavitante, pour laquelle le champ de pression n'est pas modifié, et une situation saturée, pour laquelle le champ de pression est seuillé à la valeur de la pression de vapeur. Un certain nombre de paramètres interviennent dans cette quantification suivant la méthode adoptée pour sa détermination. Deux différentes voies ont été explorées pour la détermination de cette quantification. Elles consistent toutes cependant en une pondération de la pression entre les bornes de l'intervalle compris entre la pression du champ subcavitant et la pression de vapeur.

Dans la première approche, la pondération est égale à la probabilité que le point considéré soit sous une bulle activée par une distribution donnée. Cette probabilité est directement proportionnelle au flux de bulles de cavitation. Nous avons proposé deux démarches pour estimer ce flux de bulles, l'une consistant à calculer le nombre de germes activés dans la zone dépressionnaire et l'autre étant basée sur une répartition spatiale fixe dépendant de la concentration moyenne. Cette dernière démarche revient à calculer le taux

surfacique de contact entre la phase vapeur et le profil. La dernière approche par pondération repose sur la détermination du taux volumique de la phase vapeur. Les résultats les plus exacts ont été obtenus avec l'approche au moyen d'une pondération basée sur la détermination du taux surfacique de contact. Cette démarche a pu être appliquée avec succès aux cas du profil bidimensionnel et de la turbine Francis moyennant quelques hypothèses faites sur les distributions de germes utilisées. Les autres méthodes ont montré des comportements relativement semblables sans pour autant donner de résultats aussi exacts, ceci principalement dans le cas de l'approche par la détermination du flux de germes actifs, où l'ordre de grandeur des concentrations à mettre en oeuvre pour des calculs corrects ne correspond absolument pas avec celui des autres méthodes et, par conséquent, encore moins à celui de la réalité. Ces calculs de pondération du champ de pression menés avec la méthode de flux surfacique ont montré que dans le cas typique d'apparition de la cavitation à bulles, sous réserve toutefois des hypothèses émises, le comportement autant qualitatif que quantitatif peut être décrit de manière satisfaisante dans l'optique de déterminer les valeurs du Nombre de Thoma caractéristiques de la baisse du rendement d'une turbine Francis.

3.2 Les hypothèses

En ne considérant que les méthodes dites de pondération, l'hypothèse fondamentale consiste en la limitation de la pression du champ cavitant dans l'intervalle $[p_v, p_{nb}]$. Cette hypothèse a été vérifiée dans une très large mesure par les résultats expérimentaux présentés dans la Partie précédente. Une certaine tendance à un comportement bivalent de ce champ de pression a en outre été confirmée par les calculs. Le régime partiel de cavitation n'a en effet que rarement été mis en évidence. Ce comportement typique allié à l'observation systématique du phénomène de saturation nous a mené à omettre volontairement les effets de couplage, ou d'interaction des bulles entre elles. Les zones influencées par ce type de cavitation étant saturées par la phase vapeur, les effets de couplage des bulles entre elles deviennent la plupart du temps négligeables vis-à-vis de la baisse de performance globale.

Le type de cavitation nous intéressant ne se manifeste seul que dans certains cas particuliers, comme le régime sans torche près du point de fonctionnement optimal, ou encore les écoulements à très faibles incidences dans les hélices et les profils simples. Les autres types de cavitation que nous avons nommés parasites dans notre recherche influencent de manière notable le rendement

ou la portance dans le cas d'un profil. Nos méthodes de calcul se limitent donc à ces régimes dépourvus de ces types de cavitation dont elles ne sont pas capable de prédire l'influence. Si les calculs dans la roue Francis ont donné de très bons résultats, ceux réalisés sur le profil bidimensionnel confiné en veine d'essai ont nettement mis en évidence les limites de ces méthodes. Nous avons pu remarquer en effet un énorme effet de blocage du débit dû principalement au développement des bulles elles-mêmes¹ et à celui de poches de cavitation à l'implanture et à l'extrémité du profil. Ces poches ayant des tailles très variable en fonction du taux de germes de l'écoulement, la mesure de la portance ne peut donc pas en être indépendante et illustre bien l'influence du blocage par l'écart avec les calculs.

L'utilisation des formes de distributions de germes mesurées pour la réalisation des calculs n'a, pour aucune des méthodes, donné de résultats satisfaisants. Les spectres associés aux calculs ayant donné les meilleurs résultats caractérisent de manière générale des micro-bulles de plus grande taille d'environ un ordre de grandeur. Une très sérieuse remise en question du système de contrôle de nucléation de l'eau des plates-formes d'essai s'impose donc à la lumière de ces différents résultats de calcul. Ceci du point de vue de la taille caractéristique des germes activés mais également des procédures de prélèvement ainsi que du système de comptage en lui-même. Ce sujet sera développé dans un paragraphe spécifique lors de la synthèse finale.

3.3 Conclusion

Plusieurs méthodes ont été développées dans le but de modéliser la baisse de rendement à laquelle on assiste lors de l'apparition de cavitation à bulles à la sortie d'une turbine Francis. L'une de ces méthodes donne particulièrement de bons résultats qui ont pu être validés par les mesures présentées dans la Partie précédente. Cette méthode dépend énormément de la modélisation de la distribution de germes et nous avons pu constater qu'il existe un certain écart entre les tailles caractéristiques de germes mesurées et celles agissant effectivement sur la machine. Dans le but de rendre plus robuste cette approche de calcul, il paraît nécessaire à la lumière de ces premiers résultats de préciser d'avantage la connaissance exacte des spectres de germes contenus dans les eaux des plates-formes d'essai en testant de nouveaux procédés de mesures dans le but de contrôler la répartition globale des tailles ainsi que l'éventuelle

¹Ce phénomène est beaucoup plus négligeable dans le cas du canal interaube d'une roue Francis, ceci en tout cas dans la zone du début de la baisse de performance.

hétérogénéité du taux de germes de cavitation. C'est dans cette voie que la méthode proposée va pouvoir être qualifiée.

Cinquième partie
Synthèse et conclusion

Chapitre 1

Synthèse générale

1.1 La phénoménologie physique

La baisse de rendement consécutive au développement de cavitation à bulles à la sortie de l'aubage d'une roue Francis est caractérisée depuis de nombreuses années. Cette altération de la performance pure de la machine, forcément indésirable, prend une importance capitale au stade de l'avant-projet dans la mesure où elle va définir l'altitude d'implantation de la machine. Nous avons pu montrer, avec les résultats de quelques uns des nombreux essais de réception officiels de turbomachines hydrauliques menés au *LMH*, que le rendement est affecté par le développement de cavitation à bulles séparées à cause de la modification de la pression agissant à l'extrados de l'aubage et donc de l'énergie transmise à la roue. Lorsque ce développement devient encore plus important, le volume généré de vapeur peut être suffisant pour provoquer une diminution du débit par blocage de la section de sortie de la roue. Les prototypes ne fonctionnent toutefois pas dans ces conditions et la marge de sécurité admise usuellement est définie à partir de la plus haute valeur du rendement altéré par ce type de cavitation η_0 .

L'altération du rendement est donc essentiellement due, dans la gamme des premiers pour-cent perdus, à la modification de la pression sur la surface de l'extrados par la présence des bulles de cavitation. La littérature traite abondamment de l'effet des bulles en évolution sur la pression environnante, principalement dans le cadre des études liées au bruit généré par la cavitation. Sur la base des différentes expériences menées sur le tunnel de cavitation ainsi que la plate-forme de recherche, nous avons pu confirmer ces caractéristiques acoustiques mais également constater qu'elles peuvent être mises en évidence seulement pour de très faibles développements de cavitation qui sont loin de provoquer des baisses de portance ou de rendement sensibles. La baisse de la

performance de la machine intervient en effet pour des degrés de cavitation plus importants, saturés ou non, pour lesquels le caractère acoustique des bulles est gommé par celui biphasique de l'écoulement. Il apparaît en effet que la pression agissant sur les aubes varie dans un intervalle borné par la pression de vapeur p_v ainsi que la pression subcavitante p_{sub} . Les résultats des mesures de pression obtenus sur le profil bidimensionnel ainsi que sur la roue Francis ont permis la confirmation de ce comportement qui n'était jusque là qu'une hypothèse avancées par l'ensemble des auteurs ayant traité le sujet depuis le début des années 80. Le phénomène de saturation de la baisse de performance associé à la notion de saturation volumique du développement de la phase vapeur et donc du seuillage par la valeur de p_v permettait en effet d'émettre cette hypothèse.

Ces conclusions établies sur la base des résultats expérimentaux permettent l'établissement d'un modèle simple pour la détermination de la pression moyenne en régime de cavitation à bulles. Ce modèle est construit sur une pondération de la pression dans l'intervalle $[p_v, p_{sub}]$ en fonction d'un coefficient β caractéristique du degré de développement de cavitation à bulle :

$$p = \beta p_v + (1 - \beta) p_{sub} \quad (\text{V.1.1})$$

et où la valeur de β est admise égale à 0 dans le cas du régime subcavitant, égale à 1 dans le cas du régime en saturation et comprise dans l'intervalle $]0, 1[$ dans le cas d'un développement partiel de cavitation à bulles. L'établissement de ce modèle fait l'objet d'une seule hypothèse, celle de la non perturbation du champ p_{sub} par le développement de la cavitation à bulles. Ceci revient, d'une part, à considérer que les valeurs globales de l'écoulement comme le débit et donc la vitesse ne sont pas influencées, et d'autre part, à négliger les effets de couplage. Ces différents aspects seront discutés dans la section suivante traitant des différentes hypothèses. L'application de ce modèle dans le cadre de simulations numériques a donné des ordres de grandeurs tout à fait caractéristiques de la baisse de rendement de la roue Francis. Du point de vue phénoménologique, ces simulations ont donc confirmé ces hypothèses en donnant particulièrement de très bons résultats dans le cas de la roue Francis où les effets de blocage ne sont pas prépondérants. De plus, les résultats de ces simulations sur le profil bidimensionnel ont pu illustrer les limites de validité de ces hypothèses du fait de la présence de cavitations parasites et de l'influence qu'elles peuvent avoir sur le champ subcavitant.

Cette modélisation reposant sur une pondération représentative du degré de développement de cavitation à bulles, l'évaluation du coefficient β en fonction des paramètres globaux de l'écoulement représente de manière effective la

détermination du champ de pression cavitant. Ce coefficient n'est autre que la probabilité du contact de la phase vapeur avec la surface de l'aube ou, plus simplement, la probabilité que le point considéré soit sous une bulle. L'étude morphologique des bulles de cavitation à l'extrados du profil bidimensionnel a montré une tendance globale à l'attraction des bulles en direction de la surface du profil ainsi qu'un écrasement de celles-ci sous forme d'hémisphères. Cette attraction ainsi que l'écrasement consécutif confirment le caractère biphase ou bivalent de la pression instantanée et donc la modélisation par pondération du champ de pression moyen. De plus, les mesures ont montré que le diamètre caractéristique des hémisphères en contact avec la surface du profil reste équivalent à celui d'une bulle sphérique calculée par la résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset. Le coefficient instantané de pondération $\beta(x, t)$ peut donc être décrit par une fonction indicatrice bivalente d'événements aléatoires identiques. Cette fonction obéit à un processus Poissonien qui permet la détermination de la probabilité représentative de la valeur moyenne du coefficient de pondération β . Nous avons montré que ce dernier est directement proportionnel à un flux de bulles dont nous avons proposé plusieurs méthodes de détermination. Dans le cas particulier de l'hypothèse d'une répartition spatiale fixe des bulles, la probabilité qui en découle est égale au taux surfacique de contact entre la phase vapeur et l'aube. Les différentes simulations numériques de la baisse de rendement ont été réalisées grâce à cette méthode.

D'une manière générale, l'ensemble des expériences a relativement bien vérifié les hypothèses ayant mené à l'élaboration de la modélisation du champ de pression cavitant. Les mesures en régime permanent ont démontré la pondération de la pression en fonction du degré de développement de cavitation sur l'aubage. Ce sont ensuite les mesures instationnaires qui ont pu confirmer l'hypothèse de la bivalence de la pression instantanée. Les études morphologiques ont finalement permis l'élaboration d'une méthode de détermination de la pondération en validant les résultats de calcul par résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset malgré l'hémisphérisation systématique des bulles à l'extrados. Les résultats des simulations numériques réalisées dans le cas particulier de la roue Francis étudiée dans le cadre de ce travail ont finalement montré une certaine tendance à une bivalence globale du champ de pression moyen. Ces effets devraient en outre être accentués au niveau de la roue prototype. L'ensemble des méthodes proposées de détermination du coefficient moyen $\beta(x, t)$ peuvent donc sembler trop complexes puisqu'à la lumière des résultats finaux, il paraît suffisant de prédire le champ de pression cavitant par la seule détermination de l'existence de bulles. Le manque de connaissances de l'état réel de germination à l'entrée d'une roue modèle ou prototype de par la remise en

question des méthodes de contrôle de la nucléation nous encourage tout de même à proposer cette modélisation qui pourrait être simplifiée dans l'avenir en vérifiant les dernières hypothèses liées aux distributions de germes actifs dans les écoulements industriels et de laboratoire.

1.2 Les hypothèses

1.2.1 Limitation du cadre du travail

Que ce soit pour la partie expérimentale ou numérique de cette étude, un certain nombre d'hypothèse ont été émises et discutées tout au long de ce travail. La première de celles-ci est directement liée à la limitation du sujet abordé. Une turbomachine hydraulique est en effet le siège de nombreux types de cavitation dont nous avons évoqué les origines ainsi que les effets dans la Partie II. Ce travail se limite à l'étude des effets de la cavitation à bulles dans la zone d'opération voisine du point de meilleur rendement, plus particulièrement dans la zone où aucun autre type de cavitation ne vient perturber le rendement de la machine et principalement de ceux dépendant du taux de germes. La modélisation du champ de pression cavitant que nous avons établie n'est valable que dans ce contexte puisque la détermination de celui-ci repose sur celle de l'évolution de bulles de cavitation. La méthode ne peut en effet pas simuler avec suffisamment d'acuité la présence d'une poche de cavitation à l'entrée de l'aubage. De plus, la présence d'une torche va énormément influencer le débit dans la machine et ainsi provoquer une baisse de rendement non prévisible par la technique proposée.

Ces dernières remarques sont fondamentales par rapport à deux aspects que nous avons déjà développés. Le premier de ces aspects a pour cadre les essais standards de cavitation menés sur plate-forme d'essai. Les mesures des courbes $\eta - \sigma$ sont réalisées pour des points de fonctionnement définis par les clients en fonction de certaines garanties dont ils ont à s'assurer par rapport au fonctionnement prototype. Il est donc très courant d'effectuer des mesures de baisse de rendement pour des régimes où vont apparaître des torches ou des cavitations d'entrée. Si des méthodes sont actuellement développées dans le but de caractériser les poches à l'entrée de l'aubage, la détermination du volume des torches, qui dépend assez fortement de la concentration en germes, dans le but de déterminer les modifications de rendement n'est pas un sujet de recherche actuellement abordé, notamment du fait de la complexité des écoulements dans le cône des diffuseurs de turbine. Notre modélisation n'a pas pour objectif d'expliquer tous les phénomènes entrant en jeu dans la baisse de

rendement des turbines Francis en fonction de l'implantation, mais se limite strictement aux effets de la cavitation à bulles ou cavitation de sortie. Le second aspect est inverse et plutôt en relation directe avec la prédiction pure de la baisse de rendement au stade de l'avant-projet. Le concepteur de la roue ne sait pas a priori à quel type de cavitation il peut s'attendre après avoir effectué ses calculs d'écoulement conventionnels. Le modèle proposé obéit au cas du développement précis de cavitation à bulles et ne constitue pas un moyen de déterminer si ce type de cavitation ou un autre est actif. Pour garantir des résultats de l'application de ce modèle les plus exacts possible, il faut donc absolument se limiter à des points de fonctionnement pour lesquels la rotation de l'écoulement en sortie n'est pas très importante et pour lesquels on n'assiste pas à des pics de dépression très prononcés au bord d'attaque de l'aubage. La méthode s'inscrit donc uniquement dans le but de déterminer une marge de sécurité quant à l'implantation de la machine par rapport au point de meilleur rendement.

1.2.2 Les recherches expérimentales

Avant même de discuter des hypothèses ayant mené à l'établissement d'un modèle du champ de pression en présence de cavitation à bulles, il semble nécessaire de préciser l'ensemble de celles ayant permis la réalisation des différentes expériences décrites dans ce travail. La plus grosse partie du travail expérimental a consisté en la mesure de la pression en paroi d'un profil ou d'une aube avec un développement de bulles de cavitation à sa proximité. Les capteurs utilisés dans ce but ont été largement décrits dans les chapitres relatifs à ces mesures. La configuration de montage de ces capteurs ainsi que le caractère biphasique de l'écoulement nous oblige à faire l'hypothèse que la chambre dans laquelle le capteur est installé est totalement représentative de l'état du fluide au point que l'on désire mesurer. Il est clair que le développement de la phase vapeur dans le tube et la chambre des capteurs ne se fait pas sans introduire certains retards ou même éventuellement des erreurs en provoquant par exemple une vaporisation qui n'aurait pas lieu sans la présence du capteur. Le comportement biphasique des capteurs de ce type n'est pas garanti et les étalonnages dynamiques effectués ne sont représentatifs que de l'état liquide. Les nombreuses mesures effectuées avec ce type de capteurs dans le cadre des recherches sur les fluctuations de pression générées par les lâchés de cavités en fermeture de poches de bord d'attaque ont cependant montré que ceux-ci donnent de très bons résultats du point de vue fréquentiel avec des régimes biphasiques instationnaires.

Pour corrélérer les mesures de coefficient de pression c_p dans la roue avec les résultats de calculs numériques, nous avons fait plusieurs hypothèses relatives au calage de la pression de référence. Ces hypothèses ont été la négligence des pertes de charge entre la sortie de roue et la prise de pression de référence et la non rotation de l'écoulement en sortie de roue. Nous avons constaté une très bonne correspondance entre les mesures et les calculs malgré ces simplifications. Le terme de pertes par frottement turbulent dans le diffuseur a en outre été tiré de la littérature. L'ensemble de ces considérations faites sur le recalage de la pression en sortie de roue est très important dans le cas de la prédiction. Un diffuseur particulier va notamment pouvoir influencer de manière assez importante le niveau de pression en sortie de roue et ainsi provoquer un écart de référence qui va se répercuter directement sur l'altitude d'implantation.

1.2.3 La modélisation

La modélisation du champ de pression cavitant constitue évidemment la partie de ce travail qui a nécessité l'étude et l'établissement du plus grand nombre d'hypothèses. Le modèle général de pondération exprimé par la relation V.1.1 fait l'objet d'une seule hypothèse. Le contact physique entre la phase vapeur et la surface de l'aube a en effet été illustré par les mesures de pression ainsi que l'écrasement systématique des bulles de cavitation en évolution sur le profil. Cette hypothèse est donc la bivalence parfaite de la pression instantanée sur l'aubage. Elle permet l'établissement de la notion de fonction indicatrice de l'état du fluide. Nous supposons donc l'invariance de la pression subcavitante qui relève tout de même des points suivants :

- La pression hors cavitation p_{sub} est fonction des grandeurs globales subcavitantes de l'écoulement, ce qui signifie que ces grandeurs sont supposées invariantes en fonction du degré de cavitation apparaissant dans la roue ou sur le profil. Ceci reste vrai tant que le développement de cavitation à bulles reste suffisamment petit pour ne pas perturber le débit traversant la machine ou la veine d'essai. Dans le cas de la roue, les premiers pour-cent de rendement sont perdus sans altération notable du débit. Dans le cas du profil bidimensionnel dans le tunnel de cavitation, nous avons pu observer l'influence du blocage et ainsi la différence provoquée sur la vitesse de l'écoulement à l'extrados ainsi que la modification de la pression subcavitante qui en résulte.
- L'évolution dynamique des bulles de cavitation a des effets sur le champ de pression autour d'elles. Ces effets sont liés à l'expansion et au collapse

des bulles ainsi qu'à leur convection. La pondération en elle-même relativise ces effets puisque avec un grand nombre de bulles en évolution, le champ de pression sera essentiellement limité par la pression de vapeur. Modéliser une valeur du champ subcavitant en fonction de l'effet des bulles aux alentours n'apporte donc pas un gain de précision important.

La pondération entre les valeurs du champ subcavitant et la pression de vapeur est déterminée grâce à l'hypothèse de bivalence totale déjà discutée ci-dessus. Un coefficient de pondération est déterminé en calculant la moyenne d'une fonction indicatrice de l'état du fluide en un point donné de l'aubage. Cette fonction indicatrice a pu être réduite à une fonction en créneaux unités constants aperiodique de caractère typiquement Poissonien grâce aux simplifications suivantes :

- L'hypothèse de bivalence totale déjà décrite permet de réduire la fonction indicatrice $\beta(x, t)$ à une fonction en créneaux unités.
- La taille caractéristique des bulles hémisphériques est constante en un point donné et ne dépend que de son développement amont. Cette hypothèse a pu être vérifiée lors de l'étude morphologique des bulles de cavitation convectées à l'extrados du profil. Les créneaux unités de la fonction indicatrice sont donc de longueur constante.
- Cette taille des bulles hémisphériques est déterminée par le calcul du rayon d'une bulle en résolvant l'équation de Rayleigh-Plesset. Cette hypothèse a également pu être vérifiée lors de l'étude morphologique des bulles convectées.

En faisant l'hypothèse d'une répartition spatiale des germes sur la base d'un schéma hexagonal semblable à celui que l'on rencontre dans les sciences des matériaux, la fonction indicatrice $\beta(x, t)$ devient périodique et son moyennage revient à calculer le taux surfacique de contact de la phase vapeur avec l'aubage. En limitant la valeur maximale de ce moyennage à 1, on détermine le seuil de saturation surfacique qui fixe le champ de pression à la valeur de p_v . Cette dernière hypothèse est celle la plus sujette à caution. L'injection de germes à l'amont des modèles de roue ou de la veine d'essai du tunnel ne garantit pas une homogénéité parfaite de la concentration de ceux-ci. Des sondages verticaux réalisés sur le circuit de la plate-forme d'essai n'ont cependant pas permis de mettre en évidence une éventuelle stratification des germes mais nous imaginons bien que des différences notables peuvent apparaître au niveau des concentrations de germes dans des écoulements rapides à fortes courbure comme dans une bache spirale et un distributeur. A fortiori, des différences de

concentration entre la zone d'activation des germes, zone où de forts gradients de pression existent par définition, et la zone de prélèvement à l'amont de la bêche spirale sont tout à fait envisageables et rendent vaines toutes tentatives de quantifier la concentration de germes actifs dans la roue par la concentration mesurée. Des phénomènes de coalescence des germes ne sont en outre pas à exclure.

Pour obtenir une distribution de germes représentative de la zone de dépression de la roue, nous avons déterminé la taille des plus gros germes explosant à la sortie de la roue à partir de la valeur mesurée du σ d'apparition des premières cavités dans cette zone. Ces distributions ont donné les très bons résultats décrits dans la Partie IV et ne correspondent absolument pas en ordre de grandeur avec les distributions mesurées. L'hypothèse de répartition spatiale fixe est donc valable mais avec des valeurs représentatives de la concentration dans la zone d'activation des germes et non pas à l'amont de la machine ou de la veine d'essai dans le cas du tunnel. Ce travail n'a pas permis d'établir de conclusions précises sur l'hétérogénéité de la répartition des germes de cavitation dans un modèle de turbine et dans un circuit d'essai quelconque comme le tunnel de cavitation. L'étude de ces répartitions ainsi que la vérification de cette dernière hypothèse s'inscrivent donc en principales perspectives de la suite de ces travaux.

1.3 Critique du travail

Nous ne pouvons pas clore ce chapitre synthétique sans remettre en question l'ensemble du travail accompli sous forme d'une critique de celui-ci, ou plus précisément d'une mise en évidence des points qui auraient pu améliorer la qualité ou la pertinence des différents résultats présentés. Le point principal est sans doute la technique utilisée pour les mesures de pression. La présence de la chambre laisse un doute quant au comportement biphasique qui y règne. De plus, les perçages des prises de pression associées aux très bas niveaux de pression pour lesquels apparaît la cavitation à bulles ont tendance à engendrer des poches de cavitation dans leurs sillages qui perturbent sérieusement le comportement cavitant que l'on tente de caractériser. Des capteurs affleurants proposés par d'autres constructeurs auraient constitué une bonne solution si leur résistance à l'agressivité de cavitation avait été suffisante. De nouvelles solutions ont été développées dans le domaine des capteurs de pression absolus affleurants qui permettraient aujourd'hui la réalisation des expériences décrites dans de meilleures conditions.

Un deuxième point à noter quant à la mesure des pressions sur le profil et sur l'aubage de la roue tient à la répartition des capteurs. Nous n'avons pas pu disposer d'un profil avec une distribution de capteurs alignés sur la trajectoire d'une bulle. Cette possibilité aurait permis des analyses plus précises du point de vue des mesures instationnaires de pression couplées avec les techniques de cinématographie rapide. Dans le cas de la turbine Francis, une répartition plus étalée sur l'ensemble de l'aubage aurait pu en outre nous permettre de caractériser la bivalence du champ de pression d'une manière plus globale dans la roue.

La dernière remarque concernant les aspects expérimentaux tient à la mesure des germes et principalement dans la veine du tunnel d'essai. Une mesure de la concentration en germes au niveau du profil dans la veine nous aurait permis de mettre en évidence l'hétérogénéité pressentie de la répartition des germes dans l'écoulement pour les différentes conditions de mesures. Ceci y compris les cas avec la canne spéciale permettant une injection sur l'axe de la veine dans le but de caractériser la taille des germes injectés. Le développement d'un système d'injection de bulles calibrées aurait pu également être intéressant à cet effet. Ces dernières remarques concernent l'un des points que l'on pouvait peut-être considérer comme acquis à la lumière des différents travaux menés sur l'injection et le comptage des germes. La mise en évidence d'une certaine différence entre la taille des germes usuellement mesurée sur plate-forme d'essai ($\leq 10\mu m$) et celle des germes véritablement actifs dans la roue ($> 50\mu m$) remet en question les procédures de mesure de germes sur plate-forme surtout du point de vue du prélèvement de l'eau d'essai. Ces constatations feront l'objet d'un paragraphe spécial dans la conclusion de ce travail.

La modélisation n'a été validée qu'avec un profil et une roue Francis. Il va de soi que traiter un plus grand nombre de cas aurait pu garantir une meilleure validité de cette modélisation. Nous pouvons remarquer à ce titre qu'il n'est pas évident de pouvoir obtenir un modèle de roue ainsi que sa géométrie dans la but de pouvoir comparer précisément les courbes de rendement mesurées sur plate-forme d'essai avec les simulations numériques. Seuls les grands projets de recherche multi-parties permettent ce genre de mise à disposition de la part des constructeurs et des sociétés exploitantes. Les résultats présentés dans ce travail ont été rendu possible grâce à la mise en place d'un projet de recherche ayant pour but la caractérisation des effets d'échelle en érosion de cavitation sur une roue de type Francis. Notre travail a grandement profité de l'élaboration de ce projet. La validation de la modélisation proposée par son application à d'autres roues s'inscrit donc également dans les perspectives de ce travail de recherche.

Chapitre 2

Conclusion

2.1 La prédiction

Une modélisation de la baisse de rendement d'une roue Francis à son point de fonctionnement optimal en fonction de son altitude d'implantation a été développée sur la base de plusieurs expériences menées sur plate-forme d'essai de turbomachines hydrauliques et sur le tunnel de cavitation. L'étude des phénomènes physiques en jeu a été concrétisée par l'établissement d'un modèle simple qui a permis de déterminer les nombres de Thoma caractéristiques de la baisse de rendement survenant dans une roue Francis. Ce sont les caractéristiques particulières du champ de pression en présence de cavitation à bulles qui ont permis l'élaboration d'une pondération de la pression entre la valeur de la tension de vapeur qui correspond à un développement de cavitation en saturation et la valeur du champ subcavitant. Cette pondération repose sur la détermination du taux surfacique de contact direct entre la phase vapeur et l'aubage. Les hypothèses effectuées pour la modélisation ainsi que la restriction des cas où le type de cavitation traité apparaît doivent être encore une fois signalée tant la méthode proposée n'est qu'un maillon dans la chaîne complète de prédiction du comportement d'une roue Francis dans son intégralité.

Les solutions numériques adoptées permettent la réalisation des simulations avec les résultats de calculs conventionnels provenant des codes commerciaux courants. Une nouvelle possibilité existe donc pour les concepteurs de roue de vérifier le degré de cavitation à bulles au point sommet et la baisse de rendement qui lui est associée. Cette possibilité ouvre la perspective d'éventuelles optimisations des coûts d'excavation en ajustant l'altitude d'implantation dans le cas des nouvelles installations ainsi que des optimisations de tracés pour des rénovations et réhabilitations de centrales existantes.

Cette méthode offre également la possibilité de traiter les cas de cavitation

similaires apparaissant dans les autres types de machines hydrauliques comme les turbines Kaplan et hélice ainsi que les propulseurs marins. Le cas spécifique de la turbine Francis reste néanmoins le plus critique puisque c'est le type de cavitation que nous avons traité qui apparaît à son point de meilleur rendement.

2.2 Recommandations de la CEI pour les essais standards de cavitation

La CEI a proposé une série de recommandations sur la qualité de l'eau en matière de germination sur la base des travaux de Gindroz (1991) et Henry (1985). Nous les avons décrites dans la première partie de ce mémoire. Ces recommandations concernent notamment une injection artificielle de germes de cavitation ainsi qu'une mesure à l'amont de la machine de la concentration qui en résulte. De par les différentes constatations que nous avons pu faire sur la taille caractéristique des germes véritablement actifs dans un modèle de roue Francis, il apparaît plus clairement que la taille des germes injectés sur plate-forme d'essai est trop petite. La saturation peut pourtant être obtenue grâce à la coalescence de ces micro-bulles ainsi qu'à la présence de très grosses bulles non éliminées lors du dégazage de l'installation. De plus, les systèmes de prélèvement utilisés ne semblent pas capable de soutirer ces plus gros germes et ne permettent donc que la caractérisation des très petites bulles absolument pas représentatives du développement de la cavitation sur l'aubage. Le système de contrôle de nucléation de l'eau d'une plate-forme d'essai doit donc être revu pour satisfaire les recommandations de la CEI qui sont évidemment valables mais dans un contexte à préciser. Sur la base de l'analyse des résultats de nos travaux, nous sommes en mesure d'apporter les propositions d'amélioration suivantes :

Le système d'injection de germes doit être capable de générer des bulles d'une taille comprise entre celle minimale d'activation en sortie de roue aux plus basses chutes d'essai, (généralement la chute de Froude), et celle maximale qui n'influera pas sur la qualité des mesures des grandeurs hydrauliques globales. Une taille caractéristique de micro-bulles d'environ $50 \mu\text{m}$ semble une bonne valeur du point de vue des ordres de grandeur des pressions rencontrées sur les modèles actuels de roue Francis. Une étude statistique des pressions minimales sur un grand nombre de modèles de roue serait une bonne base quant à l'élaboration d'un système d'injection plus représentatif du développement réel de la cavitation. Un

système d'injection de bulles de tailles modulables serait également intéressant dans l'optique d'une adaptation spécifique à la roue testée.

- En précisant la taille des germes à injecter pour un type donné de roue, la mesure de la concentration des micro-bulles de cette taille devient plus utile d'un point de vue qualitatif. Il faut dans ce but être capable de prélever des bulles de cette ordre de grandeur et pouvoir ensuite les mesurer, ce qu'un système comme le compteur de germes Venturi à ogive centrale est tout à fait en mesure de faire.
- Les concentrations mesurées dans ce dernier cas restent absolument représentatives dans l'idée d'une comparaison avec les conditions prototype. La seule restriction du point de vue de cette mesure est sa correspondance directe avec la concentration effectivement active sur l'aubage.

Ces propositions n'infirmen en rien les recommandations de la CEI et s'inscrivent tout à fait dans les efforts faits par cette commission depuis plusieurs années pour préciser les conditions de mesure dans le cadre des essais de réception officiels.

2.3 Les perspectives

Dans la mesure où ce travail ouvre des perspectives très intéressantes au niveau de l'optimisation de l'implantation des roues ou de leur tracé, les hypothèses restées non vérifiées quant à la modélisation se doivent donc d'être étudiées plus en détail. Celles-ci ont en majeure partie pour cadre la distribution de germes utile au calcul du taux surfacique de contact entre la phase vapeur et l'aubage. De grosses incertitudes subsistent quant à la répartition spatiale des germes de cavitation dans un écoulement tel que celui d'une bêche spirale ou encore au voisinage des zones d'activation. La mesure des germes à l'amont n'est qu'une caractéristique moyenne de la concentration pour autant que l'échantillonnage de l'eau d'essai soit réalisé dans de bonnes conditions et le lien entre cette concentration et celle véritablement active n'est aujourd'hui pas établi. Ces recherches pourraient être réalisées autant par voie numérique qu'expérimentale. De nombreux codes commerciaux permettent le calcul de la trajectoire de particules diverses dans un écoulement donné, de plus, des méthodes optiques (holographiques ou LDA) confirmées permettent ce genre d'investigations.

Dans l'optique de rendre encore plus fiable et efficace le contrôle de la germination de l'eau des plates-formes d'essai de turbomachines hydrauliques, de

nouveaux systèmes pourraient être testés tels que des injections de bulles calibrées par tubes capillaires ou encore de nouvelles sondes de prélèvement de l'eau du circuit d'essai. Dans cet ordre d'idée, une étude systématique des pressions réelles mises en jeu sur l'aubage des roues Francis permettrait de quantifier les tailles réelles de germes à injecter sur une plate-forme pour garantir la condition de saturation de manière totalement contrôlée et sans exagérer l'injection de germes.

Finalement, l'application du modèle proposé à partir de ces recherches à un plus grand nombre de cas de roues de vitesses spécifiques différentes devrait finaliser la validation de celui-ci. Ces validations doivent être effectuées dans les conditions limites d'application des hypothèses proposées dans le but de tester la fiabilité de la méthode ainsi que ses capacités de généralisation.

Bibliographie

- AVELLAN F. (1993), Cavitation Tests on Hydraulic Machines : Procedure and Instrumentation, dans *International Symposium on Cavitation Inception in Fluid Systems*, ASME Winter Annual Meeting.
- AVELLAN F., DUPONT P., FAHRAT M., GINDROZ B., HENRY P., HUSSAIN M., PARKINSON E., SANTAL O. (1990), Flow survey and blade pressure measurements in a Francis turbine model, tome 2, 15th IAHR Symposium, Belgrade.
- AVELLAN F., GINDROZ B., HENRY P., BACHMANN P., VULLILOUD G., WEGNER M. (1986), Influence de la chute d'essai et de la nucléation sur les performances en cavitation des modèles de turbine Francis, tome 1, pages 1-15, 13th I.A.H.R. Symposium on Progress in Technology.
- AVELLAN F., HENRI P., RHYMING I. (1987), A new high-speed cavitation tunnel for cavitation studies in hydraulic machinery, dans *International Symposium on Cavitation Research Facilities and Techniques*, pages 49-60.
- AVELLAN F., HENRY P. (1984), Theoretical and experimental study of the inlet and outlet cavitation in a model of a Francis turbine, numéro 13, pages 1-17, 12th IAHR Symposium on Hydraulic Machinery in the Energy Related Industries, Stirling (UK).
- BARK G. (1988), *On the mechanisms of propeller cavitation noise*, Thèse de doctorat, Chalmers University of Technology, Goeteborg.
- BEECHING R. (1942), Resistance to cavitation erosion, *Trans. Inst. Engr. Ship-builders Scot.*, pages 210-276.
- BERTHELOT M. (1850), Sur quelques phénomènes de dilatation forcée de liquides, *Annales de chimie et de physique*, 3, no. 30, 232-237.
- BILLET M.L. (1985), Cavitation nuclei measurements-A review, tome 23, pages 31-38, ASME.
- BLAKE F. (1949), The tensile strength of liquids : a review of the literature, Tm 9, Harvard Acoustics Res. Lab.

- BONNIN J. (1970), Début de cavitation dans des liquides différents, *EDF, Bulletin de la Direction des Etudes et Recherches*, A, no. 4.
- BRAND C., AVELLAN F. (1992), The IMHEF system for cavitation nuclei injection, dans *16th Symposium of the I.A.H.R Section on Hydraulic Machinery and Cavitation*.
- BRIANÇON-MARJOLLET L. (1987), *Couches limites, germes et cavités en interaction : étude physique*, Thèse de doctorat, Université de Grenoble.
- BRIANÇON-MARJOLLET L., FRANC J.P., MICHEL J.M. (1988), La prévision de la cavitation en fonction de l'état de nucléation de l'eau et des conditions hydrodynamiques (cas de l'écoulement autour d'une aile bidimensionnelle, numéro 7-8, pages 495-500, La Houille Blanche.
- BRIGGS L.J. (1950), Limiting negative pressure of water, *J. Appl. Phys.*, , no. 21, 721-722.
- CECCIO S.L., GOWING S., GINDROZ B. (1995), A comparison of CSM bubble detection methods, page 43, ASME.
- CHAHINE G., DURAISWAMI R. (1992), Dynamical interactions in a multi-bubble cloud, *J. Fluid Eng.*, , no. 114, 680-687.
- CHEVALIER J. (1965), Contribution à l'étude de l'effet d'échelle dans les turbines Kaplan, *La Houille Blanche*, 7, no. 20, 663-680.
- COLE R.H. (1948), *Underwater explosions*, Princeton University Press.
- CREAGER W., JUSTIN J. (1950), *Hydroelectric Handbook*, John Wiley and sons, New York.
- DANEL F., LECOFFRE Y. (1976), Influence des germes contenus dans l'eau sur la cavitation développée à bulles séparées, AIRH Symposium, Grenoble.
- DONNY F.M.L. (1846), *Ann. Chim. Phys.*, 3, no. 16, 167-190.
- DUPONT P., CARON J.F., AVELLAN F., BOURDON P., LAVIGNE P., FAHRAT M., SIMONEAU R., DOREY J.M., ARCHER A., LAPERROUSAZ E., COUSTON M. (1996), Cavitation erosion prediction on Francis turbines, dans V.E. E. Cabrera, F. Martinez, rédacteurs, *Hydraulic machinery and cavitation*, tome 1, page 574, XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Kluwer Academic Publishers.
- EUVRARD D. (1987), *Résolution numérique des équations aux dérivées partielles de la physique, de la mécanique et des sciences de l'ingénieur : Différences finies, éléments finis*, Masson.
- FRANC J.P., AVELLAN F., BELAHADJI B., BILLARD J.Y., BRIANÇON-MARJOLLET L., FRÉCHOU D., FRUMAN D.H., KARIMI A., KUENY J.L.,

- MICHEL J.M. (1995), *La Cavitation, Mécanismes Physiques et Aspects Industriels*, Presses Universitaires de Grenoble, Collection Grenoble Science.
- GATES E.M., ACOSTA A.J. (1978), Some effects of several freestream factors on cavitation inception of axisymmetric bodies, pages 86-112, 12 th Symposium of Naval Hydrodynamics.
- GERBER H. (1956), Some reflections on model scale formulae for cavitation phenomena, Symposium on cavitation in hydrodynamics, NPL 1955, London : HMSO, Paper 11.
- GINDROZ B. (1991), *Lois de similitudes dans les essais de cavitation des turbines Francis*, Thèse de doctorat, EPFL, Thèse Numéro 714.
- GINDROZ B., BRIANÇON-MARJOLLET L. (1992), Experimental comparison between different techniques of cavitation nuclei measurements, Hangzhou, China.
- GOLDSMITH K. (1993), *Economic and financial analysis of hydropower projects*, tome 6 de *Hydropower Development*, Norwegian Institute of Technology, Division of Hydraulic Engineering.
- HENRY P. (1978), Influence of the amount of bubble nuclei on cavitation tests of a Francis turbine, pages 23-28, ASME Symposium, Cavitation and Polyphase Flow Forum, Fort Collins.
- HENRY P. (1985), Hydraulic machine model acceptance tests, dans *International Conference on Hydropower Plant*, tome 2, pages 1258-1267, Water Power 85.
- HENRY P., LECOFFRE Y., LARROZE P. (1980), Effets d'échelle en cavitation, pages 103-114, AIRH Symposium, Tokyo.
- HENRY P., MOMBELLI H.P. (1993), Hydraulic machinery model testing, Water Power 93.
- HIRSCHI R., DUPONT P., AVELLAN F., FAVRE J.N., GULICH J.F., HANDLOSER W., PARKINSON E. (1997), Centrifugal pump performance drop due to leading edge cavitation : Numerical prediction compared with model tests, dans *International Symposium on Pumping Machinery*, ASME Fluids Engineering Division.
- HOLL J., WISLICENUS G. (1961), Scale effects on cavitation, dans *Journal of fluid engineering*, pages 385-398, ASME.
- KNAPP R., HAMMIT J., HAMMIT F. (1970), *Cavitation*, Mc Graw Hill.
- KUBOTA T., HAN F., AVELLAN F. (1996), Performance analysis of draft tube for GAMM Francis turbine, dans V.E. E. Cabrera, F. Martinez, rédacteurs,

- Hydraulic machinery and cavitation*, tome 1, page 130, XVIII IAHR Symposium on Hydraulic Machinery and Cavitation, Kluwer Academic Publishers.
- KUHN Y. (1994), *Hydrodynamics, acoustics and scaling of traveling bubble cavitation*, Thèse de doctorat, California Institute of Technology.
- LAMB H. (1923), The early stages of a submarine explosion, *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 45, 257.
- LEBREUILLY G., BRIANÇON-MARJOLLET L., MICHE P. (1996), Bruit généré par la cavitation : modélisation de bruit de bulles sur un profil bidimensionnel et reconnaissance du type de cavitation par réseaux de neurones artificiels, dans III^e Journées Cavitation, Colloque d'Hydrotechnique, page 143, SHF.
- LECOFFRE Y. (1976), Contrôle de la nucléation de l'eau en moyen d'essais, pages 173-186, AIRH 8th Symposium, Leningrad.
- LECOFFRE Y. (1979), Cavitation tests and nucleation control. ASME Winter Meeting, New-York.
- LECOFFRE Y., DANIEL F. (1977), Influence de la nucléation de l'eau sur la cavitation à bulles séparées, Rapport technique 73-477, GEC Alsthom Neyric.
- LECOFFRE Y., MARCOZ J., VALIBOUSE B. (1982), Aspects pratiques du contrôle de germes de cavitation en moyens d'essais, numéro 7, AIRH Symposium, Amsterdam.
- LING S. (1980), Role of microairbubbles on cavitation, pages 27-37, AIRH Symposium, Tokyo.
- MENORET L., BLAYO E. (1988), Modélisation de l'effet du nombre de germes sur la cavitation à bulles en paroi d'un profil et sur les pressions produites, *La Houille Blanche*, no. 7-8, 501-506.
- MOMBELLI H.P. (1995), *Universal testing station for reaction type hydraulic machines*, IMHEF.
- MOMBELLI H.P., AVELLAN F. (1995), Model testing for upgrading and refurbishment projects, *Hydropower and Dams*, 2.
- OLDENZIEL D., TEJEMA J. (1976), Cavitation on valves in correlation to liquid properties, pages 221-240, AIRH 8th Symposium, Leningrad.
- OSTERWALDER J., LESCHER W. (1960), Influence of head and air content on cavitation, SHF Symposium, Nice.
- PEREIRA F., FARHAT M., AVELLAN F. (1993), Dynamic calibration of transient sensors by spark generated cavity, pages 227-240, Proc. of Symposium

- on Bubble Dynamics and Interface Phenomena, Kluwer Academics Publishers, IUTAM.
- PIRONNEAU O. (1988), *Méthodes des éléments finis pour les fluides*, Masson.
- PLESSET M.S. (1949), the dynamics of cavitation bubbles, *Journal of Applied Mechanics*, 16, 277.
- PLESSET M.S., HSIEN D.H. (1960), Theory of gas bubble dynamics in oscillating pressure fields. *Phys. of Fluids*, , no. 3, 882-892.
- RAYLEIGH (1917), The pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity, *Philosophical Magazine and Journal of Science*, 34, no. 6, 94-98.
- REES E.P., TREVENA D.H. (1966), Cavitation thresholds in liquids under static conditions, ASME Cavitation Forum.
- REYNOLDS O. (1882), On the internal cohesion of liquids and the suspension of a column of mercury to a height of more than double that of barometer, *Mem. Manchester Litt. Phil. Soc.*, , no. 7, 1-19.
- ROBERTSON J.M., GINLEY J.M., HOLL J. (1957), Similitude et cavitation, *La Houille Blanche*, 4, no. 12, 500-554.
- RYHMING I.L. (1984), *Dynamique des fluides*, Presses Polytechniques Romandes.
- SANTAL O., AVELLAN F. (1992), Analyse hydraulique des résultats de calculs d'écoulement, Symposium AIRH, Sao Paulo.
- SIERVO F.D., LEVA F.D. (1976), Modern trends in selecting and designing reversible Francis turbines, pages 28-35, Water Power and Dam Construction.
- TACCOEN L., AJENSTAT C., CORMAULT P., DELETTRE F., FIQUET A., GUIFZE J.L. (1994), *Le secteur électrique européen en 1994*, La documentation Française.
- TEMPERLEY H.N.V. (1946), The behaviour of water under hydrostatic tension, *Proc. Phys. Soc. London*, , no. 58, 436-443.
- VITKOVITSKY I.M. (1987), *High power switching*, Van Nostrand Reinhold Company.
- VIVIER L. (1966), *Turbines hydrauliques et leur régulation : Théorie, construction et leur utilisation*, Albin Michel, Paris édition.

Index

- Adimensionnalisation
 - Equation de Rayleigh-Plesset, 50
- Balance
 - Description, 74
 - Mesures, 92, 94
- Blocage
 - Effets, 87
 - Effets dans la veine, 217
- Calage de la pression de référence, 222
- Calculs
 - Analyse des méthodes, 219
 - des lignes de courant, 225
 - Modèle du flux de germes, 207
 - modèle potentiel, 202
 - Procédure dans la roue, 222
 - Profils, 179
 - Surface de contact, 209
 - Taux de vide, 213
 - Turbine, 182
 - Turbine Francis, 229
- Caméra
 - à intensification de lumière, 122, 149
 - rapide, 118, 141
- Capteurs de pression instationnaires, 102, 105
- Cavitation, 29
 - parasites, 93
- Cavitation à bulles
 - Conditions d'apparition, 39
 - dans la roue, 50
 - Généralités, 34
- Chute
 - Effets de la, 52
- Coefficient d'énergie, 10
- Coefficient de débit, 10
- Coefficient local de cavitation, 44
- Comptage des germes
 - Description, 79
- Conclusion, 255
- Couplage, 217
- Courbes de cavitation, 55
- Critique du travail, 252
- Déformation des bulles, 159
- Description du travail, 21
- Dimensions des bulles, 159
- Distributions de germes, 227
 - Effets quantitatifs, 214
 - Mesures, 201
- Effets d'échelle, 55
- Enregistreurs numériques, 107
- Equation
 - de Navier-Stokes, 177
 - de Rayleigh-Plesset, 35
 - de saturation, 52
 - Rayleigh-Plesset, 183
- Essais comparatifs, 89
- Essais standards, 55, 68
 - Recommandations, 256
- Etalonnage, 110
 - dynamique, 111

- statique, 110
- Etude bibliographique, 18
- Films rapides, 141
- Filtres, 108
- Fonction indicatrice, 186
- Germes, 31, 34
 - Population, 37
- Hémisphérisation des bulles, 162
- Hydroélectricité
 - Contexte, 5
- Hypothèses
 - Synthèse, 248
- Implantation
 - Choix, 3
- Injection de germes
 - Description, 77
 - Plate-formes, 85
- Instrumentation, 101
- Limites d'apparition de la cavitation, 10
- Maillage
 - Profil, 178
 - Roue, 180
- Mesures
 - Régime instationnaire, 141
 - Régime permanent, 126, 132
- Modèle
 - Flux de germes actifs, 189
 - potentiel, 184
 - Surface de contact, 192
 - Taux de vide, 197
- Nombres adimensionnels, 50
- Normes CEI, 57
- Perspectives, 257
- Pertes énergétiques, 12
- Phénoménologie physique
 - Synthèse, 245
- Phénomène physique
 - Cavitation, 29
- Plate-formes d'essai, 67, 70
- Point de fonctionnement, 9
- Portance
 - Calculs, 201
 - Mesures, 92, 94
- Prédiction
 - Conclusion, 255
- Pression
 - Coefficient de, 44
 - statique dans une roue, 43
- Pression de vapeur, 30
- Problématique, 17
- Profil
 - instrumenté, 102, 142
 - NACA 009, 93
- Réhabilitation, 7, 91
- Roue instrumentée, 104
- Saturation, 40
- Similitudes, 55
- Surface de contact
 - Mesure, 167
 - Modèle, 192
- Susceptibilité, 37
- Tension des liquides, 31
- Torche
 - Effets, 87
- Transfert d'énergie, 12
- Tunnel de cavitation, 72
- Turbine
 - Calculs, 182
- Visualisations, 118
 - Vidéo, 77

Table des figures

I.1.1	Influence de l'implantation sur le rendement η d'une turbine Francis	4
I.1.2	Valeurs statistiques du nombre σ en fonction de la vitesse spécifique ν d'une turbine Francis	5
I.2.1	Limite d'apparition des différents types de cavitation sur une turbine Francis	11
I.2.2	Cavitation de sortie à bulles séparées au point de meilleur rendement	11
I.2.3	Transfert d'énergie dans une turbine	13
I.2.4	Rendements du transfert d'énergie dans une turbine	14
II.1.1	Diagramme des états d'un corps et courbes de changement de phase	31
II.1.2	Equilibre du germe sphérique	33
II.1.3	Activation d'un germe de cavitation	35
II.1.4	Histogramme cumulé de germes mesuré par la méthode dynamique	39
II.1.5	Condition d'apparition de cavitation par bulles	40
II.2.1	Ligne de courant relative moyenne dans la vue méridienne d'une roue Francis	44
II.2.2	Définition de l'implantation d'une turbomachine hydraulique selon la <i>CEI</i>	45
II.2.3	Influence de l'énergie de référence sur le développement de la cavitation à bulles	52
II.3.1	Valeurs remarquables du nombre de Thoma	58
III.1.1	Installations d'essai de modèles réduits de turbomachines du <i>LMH</i>	68

III.1.2	Montage d'un système de visualisation du développement de cavitation à la sortie d'un modèle réduit	71
III.1.3	Vue générale schématisée de la plate-forme 3	71
III.1.4	Vue générale du tunnel de cavitation à grande vitesse du <i>LMH</i>	73
III.1.5	Architecture du système d'acquisition et de contrôle des paramètres de fonctionnement du tunnel de cavitation	75
III.1.6	Balance hydrodynamique à 5 composantes et dispositif d'éta- lonnage	75
III.1.7	Système de contrôle vidéo du tunnel de cavitation	77
III.1.8	Schéma d'installation du système d'injection de germes de cavitation sur un modèle réduit	78
III.1.9	Schéma d'un module d'injection de germes de cavitation	79
III.1.10	Schéma d'installation du système de comptage de germes de cavitation sur un modèle réduit	80
III.1.11	Vue en coupe du compteur de germes NNC du <i>LMH</i>	81
III.1.12	Rayon d'une bulle générée par un tube capillaire en fonction du diamètre de celui-ci. La pression p_0 est celle du milieu d'injection	82
III.1.13	Pression critique des bulles injectées en fonction du diamètre du tube capillaire. La pression p_0 est celle du milieu d'injection	83
III.1.14	Coefficients de correction pour le calcul de la pression au col du Venturi du compteur de germes de cavitation.	83
III.2.1	Courbes de rendement obtenues pour trois conditions d'in- jection différentes	86
III.2.2	Distribution de germes de cavitation contenue dans le circuit de la <i>PF1</i> pour trois conditions d'injection différentes	86
III.2.3	Evolution du débit Q^* et du rendement η^* normalisés en fonc- tion du nombre de Thoma σ_{1c} à pleine charge	87
III.2.4	Evolution du débit Q^* et du rendement η^* normalisés en fonc- tion du nombre de Thoma σ_{1c} au point de fonctionnement nominal	88
III.2.5	Courbes de rendement de la roue A pour plusieurs conditions d'engazage	90
III.2.6	Courbes de rendement de la roue B pour plusieurs conditions d'engazage	90
III.2.7	Comparaison entre les courbes de rendement des deux roues	91

III.2.8	Comparaison des courbes de rendement dans le cas d'un essai de réhabilitation. Les deux courbes sont mesurées avec injection de germes à la chute de Froude.	92
III.2.9	Géométrie du profil bidimensionnel NACA 009	93
III.2.10	Evolutions du coefficient de portance normalisé corrigé c'_z en fonction de σ pour les trois conditions d'essai.	95
III.2.11	Evolution du coefficient de portance normalisé en fonction de σ . $C_{ref}=15$ m/s. L'écoulement va de gauche à droite	97
III.2.12	Evolution du coefficient de portance normalisé en fonction de σ . $C_{ref}=20$ m/s. L'écoulement va de gauche à droite	98
III.2.13	Evolution du coefficient de portance normalisé en fonction de σ . $C_{ref}=25$ m/s. L'écoulement va de gauche à droite	99
III.3.1	Disposition des capteurs de pression sur le profil expérimental	102
III.3.2	Dessin de détail d'un capteur <i>Keller</i> [®]	103
III.3.3	Vue du profil en cours de réalisation	104
III.3.4	Montage d'un capteur <i>Keller</i> [®] dans le profil expérimental	104
III.3.5	Dispositif de connexion des capteurs à la chaîne d'acquisition sur le tunnel de cavitation	105
III.3.6	Position des capteurs de pression instationnaire à l'extrados de l'aubage de la roue Francis	106
III.3.7	Vue d'une des aubes instrumentées pendant le montage des capteurs instationnaires	106
III.3.8	Electronique de conditionnement des signaux des capteurs de pression montés dans le roue Francis	107
III.3.9	Chaîne d'acquisition des signaux des capteurs de pression. Sur le rack de droite de haut en bas : Filtres passe-bande, alimentation et amplification des capteurs, oscilloscope numérique, panier <i>CAMAC</i> . Sur la table de gauche : <i>PC</i> pilote et panier <i>CAMAC</i> avec module <i>LeCroy</i> [®] 8212A.	109
III.3.10	Droite d'étalonnage statique et écarts de linéarité d'un capteur de pression instationnaire <i>Keller</i> [®] monté dans le profil bidimensionnel	111
III.3.11	Cuve d'étalonnage du <i>LMH</i> utilisée pour l'étalonnage statique et dynamique des capteurs de pression instationnaires montés sur les aubes de la roue Francis	112
III.3.12	Dispositif expérimental pour l'étalonnage dynamique des capteurs <i>Keller</i> [®] montés sur le profil bidimensionnel dans la veine d'essai	114

III.3.13	Résultat de l'étalonnage dynamique d'un capteur <i>Keller</i> ® monté dans le profil bidimensionnel : Signaux temporels, densités spectrales de puissance, fonction de transfert et fonction de cohérence	116
III.3.14	Résultat de l'étalonnage dynamique d'un capteur <i>Keller</i> ® monté dans le modèle de roue Francis : Signaux temporels, densités spectrales de puissance, fonction de transfert et fonction de cohérence	117
III.3.15	Schéma optique de la caméra à tambour tournant <i>Cordin</i> ®	119
III.3.16	Description de l'expérience de visualisation rapide avec la caméra <i>Cordin</i> ® sur le tunnel de cavitation	120
III.3.17	Signal numérisé de la photodiode lors de l'exposition aux sources flash de la caméra <i>Cordin</i> ®. Le temps d'exposition réglé est de 11 ms correspondant à une cadence de prise de vues de 40'000 images/s.	121
III.3.18	Schéma de fonctionnement de la caméra <i>QUICK 05A</i> ®	123
III.3.19	Description et photographie du montage de l'expérience de visualisation rapide au moyen de la caméra <i>QUICK 05A</i> ®	124
III.3.20	Schéma de l'éclairage au moyen du faisceau laser divergent	125
III.3.21	Disposition initiale des capteurs de pression sur le profil expérimental	126
III.3.22	Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=15$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Eau dégazée	128
III.3.23	Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=20$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Eau dégazée	129
III.3.24	Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=15$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Injection de germes	130
III.3.25	Distributions de pression à l'extrados du profil NACA009 instrumenté. $C_{ref}=20$ m/s. Les valeurs de σ sont de haut en bas : 0,4 ; 0,375 ; 0,35 ; 0,325 ; 0,3. Injection de germes	131
III.3.26	Colline de rendement normalisée par rapport au point de fonctionnement optimum de la roue Francis instrumentée. $H_{ref}=20$ m	133
III.3.27	Courbes de rendement de la turbine Francis mesurées avec et sans injection pour trois chutes d'essai différentes. De haut en bas, $H_{ref}=20$ m, 15m, 10m	134

III.3.28	Courbes de couple de la turbine Francis mesurées avec et sans injection pour trois chutes d'essai différentes. De haut en bas, $H_{ref}=20\text{m}$, 15m , 10m	135
III.3.29	Montage du capteur de pression absolue <i>Keller</i> [®] sur le modèle 136	
III.3.30	Distributions de pression sur la roue instrumentée avec et sans injection . $H_{ref}=10\text{ m}$ (Chute de Froude). Les valeurs de σ sont de haut en bas : $0,95$; $0,07$; $0,05$	138
III.3.31	Distributions de pression sur la roue instrumentée avec et sans injection. $H_{ref}=15\text{ m}$. Les valeurs de σ sont de haut en bas : $0,6$; $0,06$; $0,05$	139
III.3.32	Distributions de pression sur la roue instrumentée sans et avec injection. $H_{ref}=20\text{ m}$. Les valeurs de σ sont de haut en bas : $0,43$; $0,07$; $0,05$	140
III.3.33	Représentation de la répartition des capteurs <i>Keller</i> [®] sur le profil bidimensionnel	142
III.3.34	Représentation des images du premier film <i>Cordin</i> [®] sur toute la durée d'éclairage. Cadence : $40'000\text{ images/s}$. $\sigma = -0,35$. $C_{ref}=20\text{ m/s}$. La première image représente la position des capteurs	144
III.3.35	Représentation des images du film <i>Cordin</i> [®] n° 1. Cadence : $40'000\text{ images/s}$. $\sigma = -0,35$. $C_{ref}=20\text{ m/s}$	145
III.3.36	Enregistrements des signaux de pression en simultané avec le film n° 1. $\sigma = 0,35$. $C_{ref}=20\text{ m/s}$	146
III.3.37	Représentation des images du film n° 3. Cadence : $40'000\text{ images/s}$. $\sigma = -0,37$. $C_{ref}=20\text{ m/s}$	147
III.3.38	Enregistrements des signaux de pression en simultané avec le film n° 3. $\sigma = 0,38$. $C_{ref}=20\text{ m/s}$	148
III.3.39	Image de la tranche laser au centre de la veine utilisée pour le réglage de la focalisation et le positionnement des bulles	150
III.3.40	Position des capteurs <i>Keller</i> [®] et de la bande d'injection de germes sur le profil bidimensionnel	151
III.3.41	Multiples expositions sur une image de la caméra <i>QUICK 05A</i> [®] . Acquisition du contour de l'interface	152
III.3.42	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> [®] . $\sigma = 0,4$. $C_{ref}=15\text{ m/s}$	153
III.3.43	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> [®] . $\sigma = -0,35$. $C_{ref}=15\text{ m/s}$	154

III.3.44	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> ®. $\sigma = 0,4$. $C_{ref} = 20$ m/s.	155
III.3.45	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> ®. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 20$ m/s.	156
III.3.46	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> ®. $\sigma = 0,4$. $C_{ref} = 25$ m/s.	157
III.3.47	Pressions instantanées mesurées sur le profil bidimensionnel et prise de vue multiple simultanée avec la caméra <i>QUICK 05A</i> ®. $\sigma = 0,35$. $C_{ref} = 25$ m/s.	158
III.4.1	Dimensions caractéristiques des bulles mesurées dans le plan de focalisation	160
III.4.2	Rayons maximum en fonction de la position sur le profil. Comparaisons avec des calculs Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25$ m/s	161
III.4.3	Exemples de visualisations servant à la numérisation des contours de bulles. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25$ m/s. $\sigma = 0, 3$	163
III.4.4	Position des centres de gravité des aires des contours numérisés sur le profil. Comparaisons avec la position d'une bulle calculée par Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25$ m/s	164
III.4.5	Aire des surfaces numérisées. Comparaisons avec l'aire d'une hémisphère de rayon calculé par Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25$ m/s	165
III.4.6	Épaisseur de déplacement de la couche limite calculée à l'extrados du profil bidimensionnel pour $C_{ref} = 15$ m/s	166
III.4.7	Surface de contact en fonction de la position sur le profil. Comparaisons avec les surfaces des hémisphères déterminées par calculs Rayleigh-Plesset. De haut en bas : $C_{ref} = 15, 20, 25$ m/s	168
IV.1.1	Maillage de calcul du profil bidimensionnel. Maillage complet dans la configuration de la veine du tunnel de cavitation	179
IV.1.2	Maillage de calcul du profil bidimensionnel. Définition du maillage autour du profil	179

IV.1.3	Pression adimensionnelle p^* calculée par le code <i>FIDAP</i> ® pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et un angle d'incidence de 1°	180
IV.1.4	Evolution du coefficient de pression sur le profil bidimensionnel pour une vitesse de référence C_{ref} de 20 m/s et un angle d'incidence de 1°	180
IV.1.5	Maillage du canal interaube de la roue Francis	181
IV.1.6	Répartition de la pression sur l'extrados de la roue Francis. Représentation de la vue méridienne $H_{ref} = 10$ m. Pression relative en Pa	182
IV.1.7	Evolution du coefficient de pression sur les lignes de maillage de l'extrados de l'aubage (k constant) pour une chute de référence H_{ref} de 15 m au point de meilleur fonctionnement.	182
IV.1.8	Définition de la fonction indicatrice $\beta(x, t)$	187
IV.1.9	Fonction indicatrice $\beta(x, t)$ en créneau	188
IV.1.10	Fonction indicatrice $\beta(x, t)$ en créneaux constants a périodiques	188
IV.1.11	Valeurs des flux Φ en fonction de σ pour une vitesse de 15 m/s et pour les distributions de germes présentées au dessus ($n=15$)	191
IV.1.12	Schéma hexagonal de répartition des germes	192
IV.1.13	Répartition hexagonale des bulles actives sur le profil bidimensionnel	193
IV.1.14	Valeurs des flux Φ en fonction de σ pour une vitesse de 15 m/s et pour les distributions de germes présentées au dessus ($n=15$)	195
IV.1.15	Distribution de germes utilisée pour le calcul de la répartition hexagonale de l'exemple donné à la figure IV.1.16	196
IV.1.16	Répartition hexagonale comparée avec les conditions expérimentales. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	198
IV.1.17	Evolution du coefficient β_v pour l'approche surfacique et l'approche par taux de vide en fonction du taux de remplissage de la maille R/R_{hex}	200
IV.2.1	Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation. Distributions utilisées pour les calculs.	202
IV.2.2	Variation de pression en fonction du temps pendant le passage de la grille de bulles à l'abscisse $x/L = 0,75$	203
IV.2.3	Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=15$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	204
IV.2.4	Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=20$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	205

IV.2.5	Calcul de la portance par l'approche potentielle. $C_{ref}=25$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	206
IV.2.6	Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs. $C_{ref}=15$ m/s.	208
IV.2.7	Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs. $C_{ref}=20$ m/s.	208
IV.2.8	Calcul de la portance par l'approche du flux de germes actifs. $C_{ref}=25$ m/s.	208
IV.2.9	Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=15$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	210
IV.2.10	Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=20$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	211
IV.2.11	Calcul de la portance par l'approche surfacique. $C_{ref}=25$ m/s. De haut en bas : $\sigma = 0,4; 0,375; 0,35; 0,325; 0,3$	212
IV.2.12	Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref}=$ 15 m/s.	213
IV.2.13	Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref}=$ 20 m/s.	213
IV.2.14	Calcul de la portance par l'approche du taux de vide. $C_{ref}=$ 25 m/s.	213
IV.2.15	Calcul de la baisse de portance pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et pour plusieurs concentrations de germes de $N_{c,0}$ différents.	214
IV.2.16	Calcul de la portance par l'approche surfacique. $N_{c,0}= 50$ cm^{-3} . $C_{ref}=20$ m/s.	215
IV.2.17	Calcul de la baisse de portance pour une vitesse C_{ref} de 20 m/s et pour plusieurs concentrations de germes de $R_{c,0}$ différents.	216
IV.2.18	Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref}=$ 15 m/s.	220
IV.2.19	Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref}=$ 20 m/s.	220
IV.2.20	Calcul de la modification de portance pour une vitesse $C_{ref}=$ 25 m/s.	221
IV.2.21	Distributions de germes mesurées sur le tunnel de cavitation. Distributions de calcul.	221
IV.2.22	Organigramme de la procédure de calcul de la modification du rendement dans la roue Francis	223

IV.2.23	Composantes normalisées périphériques et méridiennes de la vitesse à la sortie du domaine de calcul. $\varphi_{1e} = \varphi_{\Lambda} = 0,29$. . .	224
IV.2.24	Composantes normalisées périphériques et méridiennes de la vitesse à la sortie du domaine de calcul. $\varphi_{1e} = \varphi_0 = 0,27$. . .	225
IV.2.25	Lignes de courant à l'amont d'une ligne de maillage localisée près du bord de fuite. $H_{ref} = 15$ m. Pression relative en Pa . . .	226
IV.2.26	Evolution de la pression en fonction du temps le long d'une ligne de courant aboutissant au point de calcul sur l'extrados. Point ($i=65, j=2, k=12$).	226
IV.2.27	Exemple de correction du champ de pression sur une ligne de maillage ($k=12$). $\sigma = 0,05$	227
IV.2.28	Etapas successives du calcul représentées dans la vue méridienne : 1 ° Calcul du champ de pression subcavitant. 2 ° Calcul de la dimension des bulles sur chaque point du maillage. 3 ° Calcul du coefficient de pondération $\overline{\beta(x,t)}$. 4 ° Calcul du champ de pression modifié. $H_{ref}=10$ m, $\sigma = 0,03$	228
IV.2.29	Distributions de germes mesurées sur la PF3 avec 10 injecteurs.	229
IV.2.30	Courbes de rendement calculées comparées avec les mesures. De haut en bas, $H_{ref}=20$ m, 15m, 10m	231
IV.2.31	Représentation en vue méridienne du coefficient $\overline{\beta(x,t)}$	232
IV.2.32	Représentation en vue méridienne du champ de pression corrigé.	233
IV.2.33	Courbes de rendement calculées par seuillage simple et activation des bulles. Comparaisons avec les mesures. De haut en bas, $H_{ref}=20$ m, 15m, 10m	235
IV.2.34	Comparaison en vue méridienne du coefficient $\overline{\beta(x,t)}$ pour une chute H_{ref} de 10 m.	236

Liste des tableaux

I.1.1	Potentiel de production d'énergie d'origine hydroélectrique (<i>Hydropower & Dams, World Atlas, 1997</i>)	6
III.1.1	Erreurs systématiques sur les grandeurs principales mesurées sur les plates-formes <i>PF1</i> et <i>PF2</i> du <i>LMH</i>	69
IV.1.1	Calcul du nombre de bulles en évolution sur le profil	196
IV.2.1	Paramètres des distributions de germes utilisées pour les calculs sur le profil bidimensionnel	202
IV.2.2	Analyse des méthodes numériques de prédiction utilisées	219
IV.2.3	Paramètres des distributions de germes utilisées pour les calculs finaux sur le profil bidimensionnel	221
IV.2.4	Grandeurs caractéristiques de la germination correspondant à l'apparition de cavitation à la sortie du modèle de la roue <i>Francis</i>	229
IV.2.5	Distributions de germes utilisées pour les calculs de baisse de rendement dans le roue <i>Francis</i>	230
IV.2.6	Nombres de Thoma caractéristiques. Comparaison entre les calculs et les mesures	230

Curriculum vitae

Christophe Arn
Né le 7 février 1969 à Genève
Nationalité Suisse
Originaire de Genève



Informations personnelles

Etat civil : Célibataire
Adresse : 8, Route de Chardonne
1605 Chexbres
Téléphone privé : (+41) 21 946 46 75
Téléphone portable : (+41) 79 607 63 24

Formation

1989-1993 Diplôme d'Ingénieur EPFL obtenu à l'Ecole Polytechnique
Fédérale de Lausanne (EPFL) en section de Génie Mécanique.
1984-1989 Diplôme d'Ingénieur ETS obtenu à l'Ecole d'Ingénieurs de
Genève (EIG) en section de Génie Mécanique.

Expérience professionnelle

1993-1998 Assistant scientifique dans le groupe de recherche en Ca-
vitation au Laboratoire de Machines Hydrauliques (LMH)
de l'Institut de Machines Hydrauliques et de Mécanique des
Fluides (IMHEF) de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lau-
sanne (EPFL).

– Activités de recherche

- Etude expérimentale du phénomène de cavitation à bulles sur les turbines Francis. Mesure de pression instationnaire en paroi de profil isolé et sur des aubes de modèle réduit de turbine Francis. Visualisations ultrarapides d'évolutions de bulles sur un profil en veine. Mesure des efforts hydrodynamiques sur un profil en régime cavitant.
- Calculs numériques d'écoulement dans des roues de turbine Francis. Développement d'un code numérique de calcul de bulles par résolution de l'équation de Rayleigh-Plesset. Développement d'une méthode de post-traitement des résultats de code numérique dans le but de quantifier l'effet de la cavitation à bulles. Calculs numériques de déformations de bulles en utilisant une méthode VOF.
- Essais d'érosion de cavitation sur des profils en veine du tunnel de cavitation. Essais d'érosion de cavitation dans le Générateur de tourbillons cavitants (*Cavitation Vortex Generator*). Mesures de pression instationnaire dans un auget de turbine Pelton.
- Mesures de développement de cavitation à poche par acquisition vidéo de tranches lumière laser.
- Etude de la stabilité d'un trimaran à plans porteurs actifs.

– Activités de développement

- Réalisation d'un nouveau logiciel d'acquisition pour le système de contrôle de germes. Réalisation de l'automatisation et de la régulation du tunnel de cavitation du *LMH*. Réalisation de systèmes semblables sur le tunnel de cavitation du Laboratoire d'Hydrodynamique Navale de l'Ecole Navale (LHEN) et sur celui du laboratoire du Groupe des Phénomènes d'Interface (GPI) de l'Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées.
- Participation à la réalisation du nouveau système de commande et de régulation des plates-formes d'essai de turbines hydrauliques *PF1* et *PF2* du *LMH*.

– Expérience informatique

- Connaissance approfondies des systèmes d'exploitation suivants : *UNIX (IBM-AIX, HP-UX, SGI-IRIX), MS-DOS, MS-WINDOWS, MAC-OS*.
- Langages de programmation : *C, FORTRAN, HTML*.
- Calculs numériques d'écoulements : *FIDAP*® , *TASCflow*® .
- Outils d'analyse : *Matlab*® , *Labview*® , *VeeTest*® , *NAC*® .
- Outils du domaine public : *L^AT_EX 2_ε, XMgr, ImageMagick*.

-
- 1992 Stage Ingénieur (1 mois) au bureau technique de la société Matisa S.A.
- 1991 Stage Ingénieur (4 mois) au bureau de développement de la société Raskin Machines S.A.. Participation au développement des nouvelles poinçonneuses-grignoteuses. Développement d'un système de sécurité de charge sur une poinçonneuse.

Langues

- Français : Parlé et écrit
Anglais : Parlé (moyen), écrit
Allemand : Parlé (moyen), écrit (moyen)
Italien : Parlé (moyen)

Intérêts personnels

- Littérature, cinéma
Musique : Batterie et percussions
Football, hockey sur glace, ski
Gastronomie

“Voilà, c’est tout, tant pour le moment que pour l’instant et réciproquement, en ce qui concerne et intéresse l’art et la manière d’accomoder une thèse.”

Pierre Dac

“Il a su concilier l’art avec un grand A, la discipline avec un grand D, et la qualité avec... avec tout ce qu’elle comporte !”

Francis Blanche



*La vie n'est faite que d'une multitude de défis,
d'incestes,
et d'indépendance des codes...*