



Étude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants

Sobhi Frikha

► To cite this version:

Sobhi Frikha. Étude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Arts et Métiers ParisTech, 2010. Français. NNT : . pastel-00544746

HAL Id: pastel-00544746

<https://pastel.hal.science/pastel-00544746>

Submitted on 8 Dec 2010

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

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

École doctorale n°432 : Sciences des Métiers de l'Ingénieur

Doctorat ParisTech

THÈSE

pour obtenir le grade de docteur délivré par

l'École Nationale Supérieure d'Arts et Métiers

Spécialité “ Mécanique ”

présentée et soutenue publiquement par

Sobhi FRIKHA

le 26 Novembre 2010

Etude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants

Directeur de thèse : **Jacques-André ASTOLFI**

Co-directeur de la thèse : **Olivier COUTIER-DELGOSHA**

Jury

M. Jean-Pierre FONTAINE, professeur, Polytech'Clermont-Ferrand, Université Blaise Pascal

M. Christophe CORRE, professeur, LEGI, ENSE3, Grenoble

M. Farid BAKIR, professeur, DynFluid, Arts et Métiers ParisTech, Paris

Mme. Catherine COLIN, professeur, IMFT, INP, ENSEEIHT, Toulouse

M. Jacques-André ASTOLFI, maître de conférences HDR, IRENav, Ecole Navale

M. Olivier COUTIER-DELGOSHA, maître de conférences HDR, LML, Arts et Métiers ParisTech, Lille

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Examineur

T
H
È
S
E

Remerciements

L'ensemble des travaux de cette thèse a été réalisé à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale et au laboratoire de mécanique de l'ENSAM de Lille.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur de thèse Jacques André Astolfi pour ses conseils scientifiques et la grande confiance qu'il m'a accordée.

Je remercie également Olivier Coutier-Delgosha qui a codirigé ce travail pour son aide et sa disponibilité quotidienne.

Je remercie le directeur de l'IRENAV Christophe Claramunt qui m'a accueilli au sein du laboratoire et je remercie l'ensemble du personnel de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale pour m'avoir offert de bonnes conditions de travail et pour leurs encouragements.

Mes remerciements vont aussi au personnel du laboratoire de mécanique de l'ENSAM de Lille pour leur accueil et je pense particulièrement à Guy Caignaert, à Gérard Bois et à Antoine Dazin.

Je tiens aussi à remercier le service informatique de l'IRENav qui m'a fourni les moyens informatiques pour réaliser la partie numérique de ce travail.

Je remercie Mustapha Benaouicha, Antoine Ducoin et Marie Laure Gobert avec qui j'ai eu l'occasion de collaborer pour réaliser ce travail. Je remercie également Abdelkhalek Bouchikhi et à Salem Ben ramdane à qui j'ai eu recours pour comprendre certains aspects du traitement du signal. Je remercie mes collègues thésards de l'IRENav et de l'ENSAM de Lille pour leurs soutiens et leurs en-

couragements. Je pense particulièrement à Seifeddine Ben Elghali, Kais Khaldi, Karim Ouertani et El Hadji Diop.

Je remercie vivement mes parents, mes frères et ma fiancée qui ont été toujours à mes côtés et pour tout l'amour qu'ils m'ont donné tout au long de cette thèse.

Table des matières

1	LE PHÉNOMÈNE DE CAVITATION	25
1.1	Aspects fondamentaux	25
1.2	Cavitation par poche attachée	30
1.2.1	Interactions couche limite-cavitation	30
1.2.2	Instabilité de la cavitation	32
1.2.3	Modélisation de la cavitation par poche	35
2	MODÉLISATION DE LA CAVITATION	39
2.1	Equations du mouvement :	41
2.1.1	Bilan de masse dans un volume V :	41
2.1.2	Bilan de quantité de mouvement dans le volume V :	41
2.2	Représentation 1-fluide de la cavitation :	42
2.3	Modèles de cavitation :	43
2.3.1	Introduction :	43
2.3.2	Modèles à suivi d'interface :	44
2.3.3	Modèles à loi d'état :	49
2.3.4	Modèles à équation de transport :	53

2.3.5	Modèle basé sur la différence $P - P_v$:	55
2.3.6	Modèles basé sur l'équation de Rayleigh Plesset	61
3	MOYENS NUMÉRIQUES ET EXPÉRIMENTAUX	67
3.1	Moyens numériques	67
3.1.1	Description du code de calcul	67
3.2	Moyens expérimentaux	76
3.3	Tunnel de cavitation de l'Ecole Navale :	76
3.3.1	Description :	76
3.3.2	Description du foil :	78
3.4	Système de mesures Rayons X de l'ENSTA :	80
3.5	Conclusion :	82
4	COMPARAISON DES MODÈLES DE CAVITATION	83
4.1	Comparaison analytique des modèles de cavitation	83
4.2	Etude de la dynamique de la poche de cavitation	86
4.2.1	Etude du comportement de la poche instable sur le foil NACA 66	86
4.2.2	Etude de la Convergence des modèles de cavitation	90
4.2.3	Temps de calcul	97
4.2.4	Modèles de transport de taux de vide	99
4.2.5	Distributions des profils de taux de vide moyens sur le foil convexe	126
4.2.6	Analyse fréquentielle de la dynamique de la poche de cavi- tation : traitement spécifique en nombre d'onde-fréquence .	136

4.3	Etude de la dynamique de l'écoulement	140
4.3.1	Analyse conditionnelle des taux de vide	140
4.3.2	Etude du jet rentrant	148
4.4	Etude numérique et expérimentale des déformations du foil Naca 66 dans un écoulement cavitant	155
4.4.1	Etude Fluide :	156
4.4.2	Etude Structure :	156
4.4.3	Etude expérimentale et comparaison des résultats numé- riques et expérimentaux :	162
4.4.4	Conclusion :	167
4.5	Traitement par décomposition en modes empiriques	168
4.5.1	Principe de l'algorithme de l'EMD :	168
4.5.2	Application de l'EMD sur les données expérimentales : . .	169
4.5.3	Application de l'EMD sur les résultats numériques :	172
4.5.4	Conclusion :	174

Liste des figures

1.1	Carte de cavitation sur le foil NACA66, $Re = 800000$	27
1.2	Cavitation par poche attachée obtenue sur un foil convexe (ENSTA)	28
1.3	Cavitation de filaments tourbillonnaires cavitants.	29
1.4	Différents type de cavitation sur un hydrofoil, écoulement de bas en haut, NACA66, $\alpha = 4.5^\circ$, $Re = 800000$ (IRENav, [Leroux et al., 2003]).	29
1.5	États de la couche limite en fonction de l'incidence du profil, $Re=750000$. (d'après les travaux de [Ducoin, 2008]).	31
1.6	Evolution expérimentale de la poche de cavitation sur un profil NACA66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$, $\Delta t = 5 * 10^{-3}s$, écoulement du haut vers le bas.	33
2.1	Foil test du congrès CAV2003	40
2.2	Exemples de forme d'interface pour le calcul VOF [Mejri, 2006] .	46
2.3	Exemple de simulation avec la méthode Marker and Cell [Li, 2006].	48
2.4	Loi d'état barotrope, $c_{min} = 1.5m/s$	50
2.5	Loi d'état de Schmidt, $c_v = 340/s$, $c_l = 1500m/s$	52
2.6	Représentation de la cavité	56

3.1	Vue générale du maillage.	68
3.2	Maillage non collocatif.	70
3.3	Tunnel Hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale.	77
3.4	Veine du tunnel.	77
3.5	Modèle CAO du foil Naca 66, arrangement des capteurs et photo du Profil NACA 66 instrumenté	78
3.6	Droites d'étalonnage des capteurs de pression.	79
3.7	Schéma du système de mesure Rayons X	81
4.1	Termes sources pour le processus de vaporisation.	84
4.2	Termes sources pour le processus condensation.	84
4.3	Champ de vitesse durant le détachement de la poche de cavitation montrant la présence d'un jet rentrant (image (6)). Loi barotrope avec $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha=8^\circ$	87
4.4	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle. Calcul avec la loi barotrope : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha=8^\circ$. expérimentation : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$	88
4.5	Densité spectrale de puissance de la somme des coefficients de pres- sions des capteurs sur l'extrados	89
4.6	Evolution temporelle de la somme des coefficients de pression sur l'extrados. Calcul avec la loi barotrope : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t =$ $0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha=8^\circ$. expérimentation : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$	89

4.7	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenu avec le modèle de kunz avec un terme source dix fois plus petit que l'original. $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.014$ s, $Re = 800000$	91
4.8	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenu avec le modèle de kunz avec un terme source dix fois plus petit que l'original. $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1$, $\Delta t = 0.014$ s, $Re = 800000$	92
4.9	Rampe polynomiale pour $n = 0.3$ et $\alpha_{min} = 0.01$	94
4.10	Rampe polynomiale pour $m = 20$ et $\alpha_{min} = 0.01$	96
4.11	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	99
4.12	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	100
4.13	Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Singhal ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	100
4.14	Evolutions des coefficients de pressions numériques et expérimentaux	102
4.15	Evolution temporelle des coefficients de portance obtenus avec les différents modèles ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	102
4.16	Evolution temporelle des coefficients de traînée obtenus avec les différents modèles ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	103
4.17	Comparaison des valeurs RMS des pressions numériques et expérimentales	104
4.18	Comparaison des vitesses numériques moyennes à $x/c = 0.7$	105
4.19	Comparaison des valeurs RMS des vitesses numériques à $x/c = 0.7$	105
4.20	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.1$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	106

4.21	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.2$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	107
4.22	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.3$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	107
4.23	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.4$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	108
4.24	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.5$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	108
4.25	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.6$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	109
4.26	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.7$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	109
4.27	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.8$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	110
4.28	Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales à $x/c = 0.9$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$	110
4.29	Fréquences des oscillations des poches et nombres de strouhal fonctions de la longueur maximale de la poche, $Re=800000$, $\alpha=8^\circ$. . .	111
4.30	Evolution expérimentale de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec une caméra rapide; $\alpha = 8^\circ$, $V_{ref} = 5.33m/s$, $\Delta t = 0.0025s$	112
4.31	Spectre du signal de pression au niveau du capteur C3, $V_{Ref} = 5; 33m/s$, $\alpha=8^\circ$	113
4.32	Evolution expérimentale de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec une caméra rapide; $\alpha = 8^\circ$, $V_{ref} = 5.33m/s$, $\Delta t = 0.0025s$	114

4.33 Spectre du signal de pression au niveau du capteur C4, $V_{Ref} = 5; 33m/s$, $\alpha=8^\circ$	115
4.34 Spectres des signaux de pressions, $V_{Ref} = 5; 33m/s$, $\alpha=8^\circ$	115
4.35 Position des points de mesure des vitesses	117
4.36 Evolution de $(C_{Pmoyen} + \sigma)$ en fonction de $\frac{x}{c}$ obtenu expérimentalement et numériquement, $\alpha = 6^\circ$, $U_\infty = 8m.s^{-1}$, $Re = 800000$	118
4.37 Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.123	
4.38 Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.125	
4.39 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec la loi d'état ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	126
4.40 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	127
4.41 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	127
4.42 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	128
4.43 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec la loi d'état ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	128
4.44 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	129
4.45 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	129
4.46 Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Singhal ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$	129
4.47 Position des mesures expérimentales des taux de vide ($V_{ref} = 6 m/s$, $L / c = 90\%$).	130

4.48	Comparaison des profils de taux de vide numériques et expérimentaux ($L/c = 0.9$, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$).	132
4.49	Comparaison des profils de taux de vide numériques et expérimentaux ($L/c = 0.5$, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$).	134
4.50	Comparaison des valeurs RMS des taux de vide numériques et expérimentales ($V_{ref} = 6 \text{ m/s}$, $L/c = 90\%$).	135
4.51	Comparaison des valeurs RMS des taux de vide numériques et expérimentales ($V_{ref} = 6 \text{ m/s}$, $L/c = 50\%$).	135
4.52	Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales expérimentales pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $Re = 800000$	137
4.53	Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales expérimentales pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 2$, $Re = 800000$	138
4.54	Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales obtenues avec une loi d'état barotrope pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re=800000$	139
4.55	Traitement du signal de taux de vide du capteur N°2 à $y=14\text{mm}$ et détection des événements à hautes variances locales, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$ et $L/c = 0.9$	144
4.56	Représentation temps-espace de la moyenne conditionnelle des signaux de taux de vide expérimentaux à $Y=14\text{mm}$, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$ et $L/c = 0.9$	145
4.57	Traitement du signal de taux de vide expérimental du capteur N°1 à $y=29\text{mm}$ et détection des événements à hautes variances locales, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$ and $L/c = 0.9$	146
4.58	Représentation temps-espace de la moyenne conditionnelle des signaux de taux de vide expérimentaux $Y=29\text{mm}$, $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$ and $L/c = 0.9$	147

4.59	Profils de vitesse U sur l'extrados du foil convexe, $V_{ref} = 6m/s$ and $L/c = 0.9$	149
4.60	Maillage de la structure	157
4.61	Influence du maillage sur les déformations du foil	159
4.62	Déformation de l'hydrofoil et tension de von-Mises	160
4.63	Variations temporelles du coefficient de portance et du déplacement du bord d'attaque et du bord de fuite de l'hydrofoil et leurs densités spectrales.	161
4.64	Protocole expérimental	163
4.65	Mesure des déplacements de la section du foil	163
4.66	Déplacements du bord d'attaque et du bord de fuite. Résultats numériques (bleu) et expérimentaux (rouge)	165
4.67	Densité spectrale du déplacement du bord d'attaque. Numérique (à gauche) et expérimentale (à droite)	166
4.68	Décomposition en modes empiriques du coefficient de pression. . .	170
4.69	Spectre des IMFs.	171
4.70	Evolution de la valeur RMS des IMF en fonction du numéro de l'IMF.	171
4.71	Reconstruction du signal par séparation des composantes.	172
4.72	Evolution de la valeur RMS des IMF en fonction du numéro de l'IMF.	173
4.73	Reconstruction du signal par séparation des composantes.	173

Liste des tableaux

1.1	Récapitulatif de quelques résultats du congrès CAV 2009	38
4.1	Aperçu de quelques modèles de cavitation existant dans la littérature	85
4.2	Récapitulatif des tests de convergence	95
4.3	Temps de calcul des différents modèles	98
4.4	Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques obtenus avec différents modèle de cavitation($\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$). . . .	101
4.5	Portances, traînées et finesses obtenus avec les différents modèles .	103
4.6	Fréquences des oscillations des poches et nombres de strouhal fonc- tions de la longueur maximale de la poche, $V_{ref} = 8m/s$, $\alpha=8^\circ$. .	114
4.7	Influence des constantes empiriques sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA 66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$	120
4.8	Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.	121
4.9	Influence de l'exposant de $P - P_v$ sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA 66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$	122

4.10	Influence de l'exposant de α_l sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA 66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$	124
4.11	Comparaison des caractéristiques obtenues avec différents modèles ; $\alpha = 4^\circ$; $V_{ref} = 6m/s$, $\sigma = 0.8$	130
4.12	Comparaison des caractéristiques obtenues avec différents modèles ; $\alpha = 4^\circ$; $V_{ref} = 6m/s$, $\sigma = 1$	130
4.13	Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales obtenues avec différent modèles de cavitation at $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$	141
4.14	Résultats de la moyenne conditionnelle des taux de vides numériques ; $V_{ref} = 6m/s$ and $L/c = 0.9$	148
4.15	Comparaison des profils de vitesses numériques ($L/c = 0.9$, $V_{ref} = 6m/s$).	150
4.16	Comparaison des épaisseurs de jet rentrant numériques adimensionnelles ($L/c = 0.9$, $V_{ref} = 6m/s$).	150

Nomenclature

c	Corde du foil
C_{min}	Célérité minimale du son dans le mélange
C_{dest}	Constante empirique dans le terme source de condensation
C_{prod}	Constante empirique dans le terme source de vaporisation
C_p	Coefficient de pression, $C_p = \frac{P - P_{ref}}{\frac{1}{2}\rho_{ref} * V_{ref}^2}$
f	Fréquence des oscillations de la poche de cavitation
f_v	fraction massique de la vapeur
L	Longueur maximale de la poche attachée
L_{ref}	Longueur de référence, $L_{ref} = c$
$\dot{m}^+$	Taux de vaporisation
$\dot{m}^-$	Taux de Condensation
V_v	Volume de la phase vapeur dans une cellule
P	Pression statique
P_{ref}	Pression de référence (Pression en sortie)

P_v	Pression de vapeur saturante
R_b	Rayon initial de la bulle
Str	Nombre de Strouhal, $Str = f * L/V_{ref}$
t_∞, θ	Temps caractéristiques de l'écoulement
T_s	Température de Saturation
$\vec{u}$	Vitesse locale
V	Volume Total d'une cellule
V_{ref}	Vitesse de référence (Vitesse à l'entrée)
X	Abscisse le long de la corde
α	Fraction volumique de vapeur appelée abusivement taux de vide par la suite $\alpha = V_v/V$
α_l	Fraction volumique du liquide, $\alpha_l = 1 - \alpha$
γ	Tension de surface
ρ	Densité du mélange
ρ_v	Densité de la vapeur
ρ_l	Densité du liquide
ρ_{ref}	Densité de référence (Densité du liquide à la sortie)
C_μ	Constante du modèle de turbulence
σ	Nombre de cavitation, $\sigma = \frac{P_{ref} - P_v}{\frac{1}{2}\rho_{ref}V_{ref}^2}$.

Introduction

Le phénomène de cavitation a une importance considérable dans la conception et le fonctionnement de nombreux composants industriels tels que les turbines, les pompes et les propulseurs. Ce phénomène apparaît chaque fois qu'un écoulement liquide traverse des zones où la pression locale instantanée s'abaisse jusqu'au voisinage de la pression de vapeur. La cavitation se manifeste le plus souvent par des effets négatifs (chute de rendement, érosion des parois, bruit, etc.) qui affectent plus ou moins gravement les performances attendues des systèmes industriels. De plus, la cavitation est souvent responsable d'instabilités qui affectent ces systèmes. Ces instabilités ont été étudiées expérimentalement par plusieurs auteurs dans différentes configurations ([Leroux et al., 2004], [Coutier-Delgosha et al., 2007], [Callenaere et al., 2001]), et numériquement ([Saito et al., 2003], [Coutier-Delgosha et al., 2003a], [Kubota et al., 1992]), [Chen et Heister, 1995a].

Les écoulements cavitants sont multiphasiques et sont de ce fait complexes. De nombreuses études numériques ont été menées sur ce phénomène et il est souvent difficile de prévoir et de modéliser de tels écoulements. On peut distinguer deux grandes familles de modèles : les méthodes de suivis d'interface ([Shen et Dimotakis, 1989]) et les modèles d'écoulements homogènes ([Merkle et al., 1998], [Delannoy et al., 1990], [Singhal et al., 2001], [Mejri et al., 2006]). On s'intéresse particulièrement à cette deuxième catégorie

de modèles. L'approche " 1 fluide " est alors adoptée. Cette approche assimile les deux phases du mélange à un fluide homogène, constitué en partie de liquide et en partie de gaz. Il en résulte pour ce fluide des propriétés très particulières, et notamment une densité souvent fortement variable. La difficulté consiste dans ce cas à modéliser correctement ces propriétés. Les équations de Navier Stokes sont résolues pour ce fluide et sont couplées soit à une équation d'état qui relie la densité à la pression soit à une équation de transport de taux de vide.

Le travail de thèse s'inscrit dans le cadre des travaux de recherche appliquée qui ont lieu au Laboratoire de Mécanique de Lille et à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale à Lanvéoc dans deux domaines : celui des machines tournantes de type turbomachines et celui des hélices marines et appendices de type surfaces portantes équipant les navires (stabilisateurs, safrans...). Cette activité fait suite aux travaux récents (2002-2003) réalisés à l'ENSTA par O. Coutier-Delgosha dans le cadre de son post-doctorat, et à l'IRENav par Jacques André Astolfi. Ces travaux ont permis sur le plan expérimental d'améliorer la connaissance des instabilités associées à la cavitation sur des profils en incidence, et de mieux appréhender la structure de ce type d'écoulement diphasique. Une collaboration a permis d'étudier par une approche conjointe expérimentale / numérique ce type d'écoulement. Certains mécanismes d'instabilité ont ainsi pu être mieux compris. Des lacunes dans la modélisation physique mise en oeuvre ont également été détectées, malgré le bon accord général entre expériences et simulations.

L'objectif de ce travail est d'implémenter et de confronter différents modèles de cavitation entre eux et par rapport à des résultats expérimentaux issus de travaux antérieurs ou réalisés pendant la thèse dans le but d'étudier de façon détaillée les caractéristiques physiques liées aux instabilités de cavitation. Pour cela, des simulations numériques basées des modèles de cavitation déjà existants

sont mises en oeuvre et une comparaison de ces modèles est effectuée. En parallèle, des mesures expérimentales basées sur la mesure de pression pariétale et l'acquisition vidéo sont menées dans le Tunnel de cavitation de l'Ecole Navale. Cette étude expérimentale est complétée par l'étude menée par O. Coutier-Delgosha à l'Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées à Paris et qui a permis d'obtenir les profils de taux de vide instantanées par des mesures Rayon X. Enfin, une analyse des résultats expérimentaux et numériques par des techniques originales de traitement du signal de type traitement spécifique en nombre d'onde-fréquence, analyse conditionnelle et à titre exploratoire la décomposition en modes empiriques (EMD) est faite.

Le premier chapitre est consacré à la définition du phénomène de cavitation, ses effets et les conditions d'apparition de ce phénomène. Nous présentons notamment les différentes formes de cavitation et on s'intéresse particulièrement à la cavitation par poche qui fait l'objet de toute notre étude. Suivant sa taille, la poche attachée peut être stable ou instable. La cavitation instable est marquée par des pulsations de la poche attachée et des lâchés périodiques de nuages de vapeur. Ces nuages sont convectés puis implosent en induisant des pics de pressions de grande intensité qui sont souvent responsables de la déstabilisation des cavités. D'autres mécanismes de déstabilisation existent tels que la formation d'un jet rentrant qui remonte l'écoulement et entraîne la rupture de la poche attachée.

Le deuxième chapitre traite la modélisation de la cavitation. Une revue bibliographique des modèles de cavitation existants dans la littérature est présentée. Une attention particulière est portée aux modèles de cavitation homogènes pour lesquels le mélange liquide/vapeur est considéré comme un fluide unique à densité variable. Le transfert de masse entre les deux phases est

contrôlé soit par une loi d'état barotrope qui relie la densité à la pression soit par une équation de transport de taux de vide avec des termes sources appropriés.

Dans le troisième chapitre, nous présentons les moyens numériques et expérimentaux mis en oeuvre dans notre étude. Les simulations numériques ont été faites avec le code volumes finis "IZ", propriété du CNES et les mesures ont été menées dans le tunnel de cavitation de l'Ecole Navale. L'étude a été complétée par les résultats expérimentaux obtenus à l'ENSTA par [Coutier-Delgosha et al., 2006].

Le quatrième chapitre est consacré à la comparaison des modèles de cavitation homogènes. La dynamique complexe de la poche de cavitation est étudiée numériquement sur la base de différents modèles de cavitation et pour différentes conditions d'écoulement. Deux profils sont utilisés pour cette étude : un foil NACA 66012 et un foil convexe. Les résultats obtenus numériquement avec le foil NACA 66 sont comparés aux données expérimentales issues des essais menés dans le tunnel de cavitation de l'Ecole Navale en terme de comportement de la poche de cavitation, de longueur maximale de la poche attachée, de fréquences d'oscillations des poches et de pressions pariétales. L'étude sur le foil convexe de l'ENSTA est basée sur la distribution des profils de taux de vide ; ces profils ont été obtenus expérimentalement avec des mesures Rayons X effectuées à l'ENSTA par [Coutier-Delgosha et al., 2006].

Dans ce chapitre, des techniques originales de traitement des signaux sont présentées et appliquées aux signaux (de pression, de taux de vide,...) obtenus numériquement et expérimentalement. Une première technique consiste à faire un traitement en nombre d'onde fréquence des signaux spatio-temporels (pressions, taux de vide moyens). Cette technique est basé sur la transformée de fourrier spatio-temporelle et permet une représentation 2D du spectre. Cette technique

permet retrouver les fréquences caractéristiques des oscillations des poches et de donner une caractérisation spatiale des poches de cavitation. La deuxième technique consiste à faire une moyenne conditionnelle des signaux étudiés (moyenne de phase) dans le but de caractériser le comportement instable de la poche de cavitation. Les vitesses de développement de la poche, des lâchés de nuage de vapeur et de jet rentrant ont été ainsi calculées et comparées aux valeurs obtenues expérimentalement par Coutier-Delgosha et al. à l'ENSTA. Une autre technique, basée sur la décomposition modale des signaux (Décomposition en Modes Empiriques ou EMD) est présentée en annexe. Cette technique permet d'extraire les fréquences caractéristiques des oscillations des poches de cavitation.

En annexe, une étude de l'interaction fluide-structure est présentée. Les chargements en pression obtenus numériquement avec le code de calcul fluide ont été appliqués à la structure et un calcul solide a été fait avec CASTEM et les déformations numériques de la structure ont été comparées aux résultats obtenus expérimentalement dans le tunnel de cavitation de l'Ecole Navale. La prise en compte du couplage fluide-structure pourra apporter une amélioration dans la modélisation des écoulements cavitants.

LE PHÉNOMÈNE DE CAVITATION

La cavitation est un phénomène qui apparaît souvent dans les installations industrielles ou navales comme les turbomachines hydrauliques et les hélices marines. Il s'agit de l'apparition et du développement d'une phase vapeur dans les zones d'un écoulement où la pression est faible, en dessous d'une pression critique.

1.1 Aspects fondamentaux

Dans les écoulements liquides, la cavitation se produit généralement lorsque la pression descend en dessous de la pression de vapeur saturante ; elle peut être observée dans une grande variété de systèmes hydraulique comme les pompes, les injecteurs et les propulseurs marins.

L'intensité de la cavitation est déterminée par le nombre de cavitation qui représente l'écart entre la pression de référence et la pression de vapeur saturante. L'apparition de la cavitation est toujours liée à une dépression locale d'un liquide, celle-ci peut résulter d'une augmentation de vitesse lors d'un contournement d'obstacle ou du rétrécissement de la section de passage du fluide (venturi). La cavitation peut aussi se produire lorsqu'un jet liquide pénètre dans un liquide au repos avec une vitesse élevée (c'est le cas dans des injecteurs de chambre de

combustion) : cavitation de jet. Le fort cisaillement que subit la partie latérale du jet engendre la formation de micro-tourbillons au sein desquels la pression est très faible, et peut donner lieu à la cavitation. Dans le cas des pompes, la cavitation peut apparaître entre le sommet des aubes et le carter extérieur fixe, l'écoulement de fuite qui passe par ce jeu de la face en pression vers la face en dépression décolle sur les arêtes vives des pales, ce qui peut provoquer l'apparition de vapeur dans cette zone : cavitation d'entrefer. La cavitation peut aussi apparaître lorsque le fluide est soumis à une rotation sur lui-même, il en résulte une forte dépression dans le centre du tourbillon et peut aboutir à la vaporisation du liquide : cavitation de tourbillon.

La cavitation peut être bénéfique dans certaines applications, comme la génération de micro-bulles pour le nettoyage d'objets ou en tant que catalyseur de certaines réactions chimiques. Cependant, dans les installations industrielles ou navales, la cavitation engendre une baisse des performances et entraîne des effets indésirables comme l'érosion, le bruit et les vibrations. L'implosion des bulles est responsable de l'érosion des installations. Ces implosions engendrent des températures et des pressions localement très élevées et elle est accompagnée d'une génération de bruit très caractéristique. La cavitation peut faire chuter brutalement les performances d'une pompe : hauteur énergétique et rendement.

Le type de cavitation est déterminé par plusieurs paramètres : le nombre de cavitation σ , l'état de la couche limite, l'état de surface et la teneur en germes. La figure 1.1 obtenue par [Leroux, 2003] montre l'influence de l'incidence et du nombre de cavitation σ sur le type de cavitation observé : aux faibles incidences et à faible σ , la cavitation est de type bulles, et aux fortes incidences et à plus haut σ , la cavitation est de type poches. Pour des σ un peu plus faible, des poches pulsantes peuvent apparaître. Ces conditions sont caractérisées par la formation et le développement d'une poche attachée qui se détache sous l'effet de la présence

d'un jet rentrant qui remonte l'écoulement et qui est responsable de la formation d'un nuage de vapeur qui est convecté par l'écoulement.

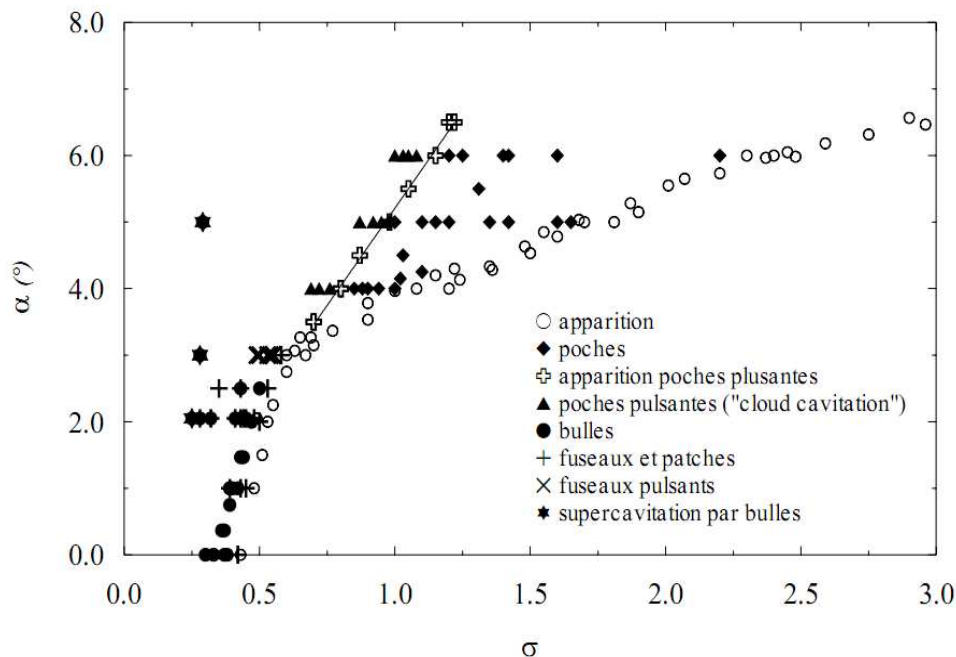


Figure 1.1 — Carte de cavitation sur le foil NACA66, $Re = 800000$

Dans le cas des surfaces portantes comme les hydrofoils, les inducteurs, les pales d'hélices ou de pompes, la cavitation peut apparaître sous forme de poches attachées ; ce type de cavitation se produit généralement au bord d'attaque à des incidences pour lesquelles un pic de dépression apparaît sur l'extrados. (Figure 1.2).

Elle peut aussi apparaître sous forme de filaments tourbillonnaires cavitants. Ces filaments résultent des basses pressions engendrées dans les zones où la vorticité est fortement concentrée : zones de cisaillement entre deux écoulements de vitesses d'ensemble différentes (sillage de corps épais ou de poches de cavitation, jets noyés, tourbillons d'extrémité d'ailes portantes ou de pales d'hélices) (Figure



Figure 1.2 — Cavitation par poche attachée obtenue sur un foil convexe (ENSTA)

1.3), [Franc, 1995].

La cavitation peut apparaître sous forme de bulles isolées ; ces bulles sont issues de germes microscopiques contenus dans le liquide. Ces bulles explosent dans les régions de basse pression et implosent ensuite lorsqu'elles rencontrent un gradient de pression adverse. La figure (1.4) montre différentes formes de cavitation obtenues à deux instants sur l'extrados d'une aile. Sur cette figure coexistent des bulles isolées, des bulles qui s'organisent à partir d'un pic de rugosité pour donner un fuseau et des fuseaux qui se regroupent pour former des patches, ces patches sont instables et donnent naissance à des lâchés de nuages [Leroux, 2003].

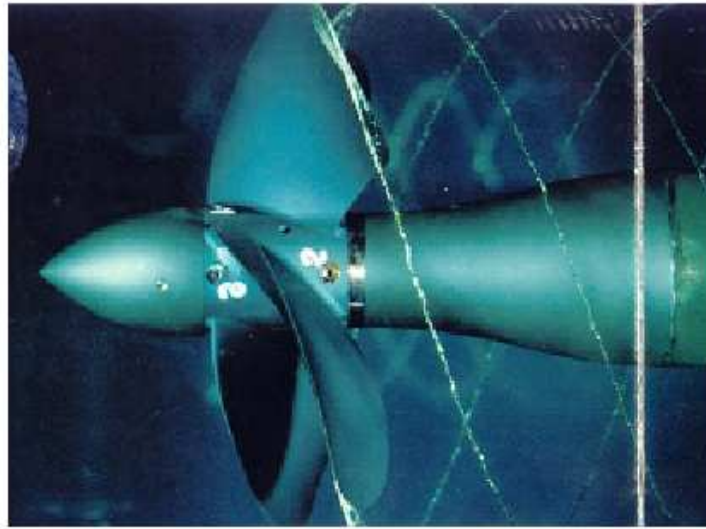


Figure 1.3 — Cavitation de filaments tourbillonnaires cavitants.

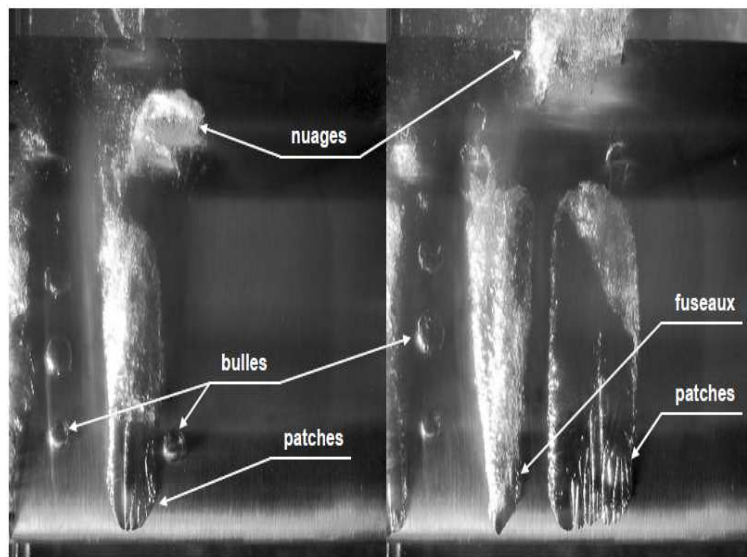


Figure 1.4 — Différents type de cavitation sur un hydrofoil, écoulement de bas en haut, NACA66, $\alpha = 4.5^\circ$, $Re = 800000$ (IRENav, [Leroux et al., 2003]).

1.2 Cavitation par poche attachée

1.2.1 Interactions couche limite-cavitation

La cavitation attachée est couramment rencontrée sur les surfaces portantes comme les hydrofoils, les inducteurs, les pales d'hélices ou de pompes. Le type de cavitation est déterminé par l'état de couche limite. Pour un profil portant dont on fait varier l'incidence et à Reynolds de l'ordre de 10^5 à 10^6 , la structure de la couche limite évolue en fonction de l'incidence (Figure 1.5). A faible incidence (ici inférieure à 5°), la couche limite est laminaire. Plus en aval, la couche limite laminaire décolle ; un bulbe de décollement se forme, suivi d'un recollement turbulent puis d'un décollement turbulent au niveau du bord de fuite. on observe ici souvent une cavitation par bulles, ces bulles font souvent transiter la couche limite turbulente et font disparaître le bulbe de décollement. on peut aussi observer pour des petits germes de cavitation une cavitation attachée de bord de fuite. Lorsque l'incidence du profil augmente, le point de décollement laminaire remonte vers le bord d'attaque, il se forme un bulbe de décollement laminaire. On a dans ce cas une poche attachée. On peut aussi obtenir une poche attachée en couche limite toute turbulente, c'est le cas des poches attachées observées dans notre étude. En présence d'une couche limite turbulente, la cavitation peut apparaître sous forme de spots isolés qui s'amalgament entre eux pour former une poche attachée [Ducoin, 2008]. Pour des incidences plus élevées, le bulbe de décollement diminue en taille progressivement, jusqu'à ce que le décollement turbulent se produise au voisinage du bord d'attaque : c'est le décrochage.

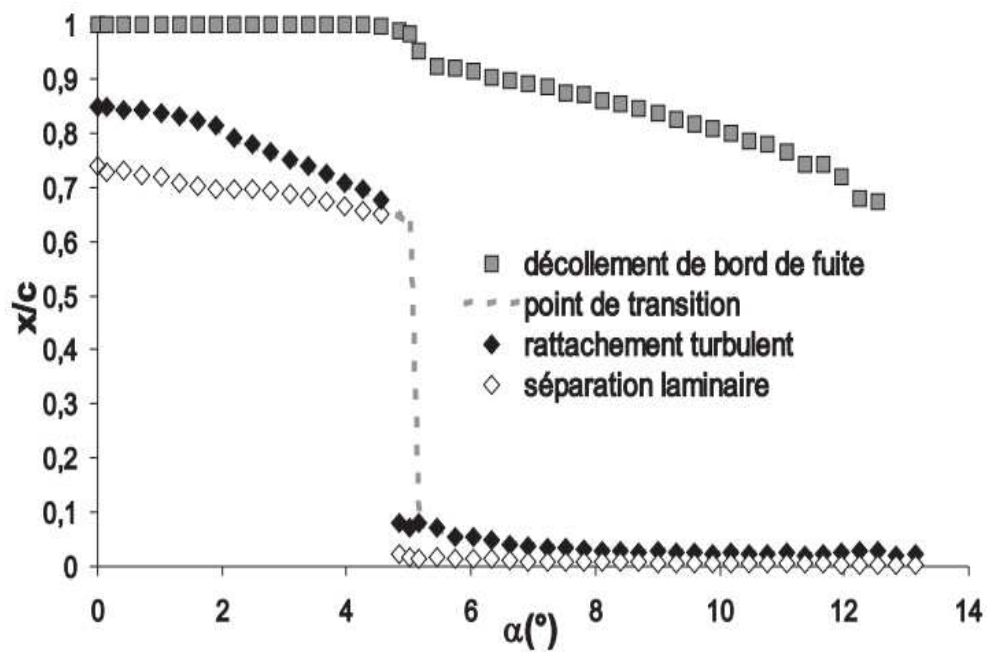


Figure 1.5 — États de la couche limite en fonction de l'incidence du profil, $Re=750000$. (d'après les travaux de [Ducoin, 2008]).

1.2.2 Instabilité de la cavitation

Dans les premières phases du développement de la poche de cavitation, la position du point de fermeture varie peu et la cavité est souvent considérée comme stationnaire. En revanche, quand la cavité s'allonge, les variations de la zone de fermeture augmentent progressivement conduisant à des instationnarités et souvent à une déstabilisation de la cavité. La poche instable oscille entre une petite et une grande cavité et le processus de déstabilisation est accompagné d'un lâché périodique de nuages de vapeur. L'implosion de ces nuages induit des pics de pression de haute intensité. Ces pics sont souvent responsables de l'érosion du profil.

Différents mécanismes de déstabilisation des cavités ont été cités dans la littérature : la génération d'ondes de choc lors de l'implosion des nuages de vapeur, la formation et l'amplification d'instabilités au sein de la couche de cisaillement se développant à la surface de la cavité, la transition entre cavitation partielle et supercavitation, et la formation d'un jet-retrant qui remonte vers le bord d'attaque et entraîne la rupture de la poche et la formation de poches de vapeur ([Jousselin et al., 1991], [Stutz et al., 1997], [Callenaere et al., 1998]).

La figure (1.6) montre l'évolution temporelle de la poche de cavitation sur un profil NACA66. Ces images sont obtenues avec une caméra rapide à 2000 images par secondes. On observe un comportement instable caractérisé par la formation et le développement de la poche (photos 1 à 5) jusqu'à une longueur de 50% de la corde suivie par le développement d'un jet rentrant (photos 6 et 7) responsable du détachement de la poche et de la formation d'un nuage de vapeur (photos 8 et 9).

La variété de ces mécanismes possibles vient du fait que le comportement dynamique de la cavitation partielle fait appel à des caractères plus ou moins complexes comme la présence de couche limite laminaire ou turbulente, la présence

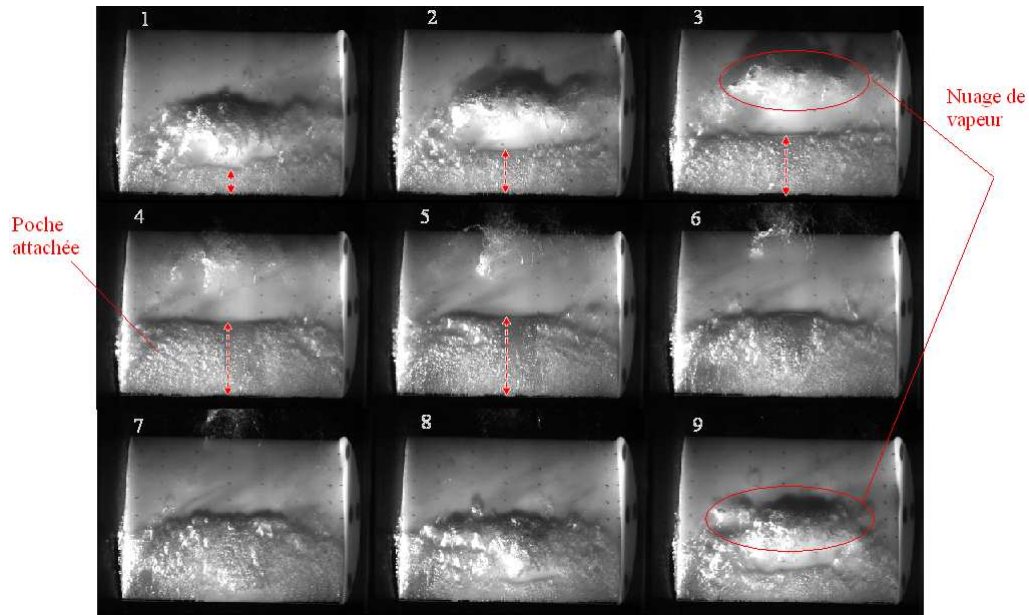


Figure 1.6 — Evolution expérimentale de la poche de cavitation sur un profil NACA66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$, $\Delta t = 5 * 10^{-3}s$, écoulement du haut vers le bas.

de zones de transition, la présence de zones de décollement et de recollement, la présence de structures tourbillonnaires ou la présence de surface déformable.

[Kubota et al., 1992] montrent que la cavitation de type nuage peut provenir du décollement et de l'enroulement de la couche limite au bord d'attaque de la cavité. Ce phénomène conduit à une instabilité de la couche de cisaillement se développant à la surface de la cavité, instabilité qui coupe la cavité en deux donnant naissance à la formation d'un nuage de vapeur convecté par l'écoulement. [Le et al., 1993] ont constaté que l'instabilité d'une cavité est liée à son épaisseur. Pour une cavité épaisse, un jet rentrant peut apparaître à une certaine longueur de cavité et contribuer au détachement d'une grande poche de vapeur. Dans le cas d'une cavité mince, le contre écoulement est réduit à une petite région près de la fermeture de cavité et l'instabilité d'écoulement ne s'étend pas de manière

significative. [Kawanami et al., 1997] se sont intéressés au nuage de vapeur et ont démontré qu'il existe un lien entre le jet rentrant et le nuage convecté. La vitesse du jet rentrant est du même ordre de grandeur que celle de l'écoulement. Un petit obstacle placé au niveau de la fin de la cavité de poche était capable de bloquer le jet rentrant empêchant de ce fait la formation du nuage de vapeur. [Pahm et al., 1999] ont montré que les fréquences du jet rentrant sont égales aux fréquences du lâcher de nuage déterminées par les mesures de pression ce qui montre que le lâcher de nuage est réellement conduit par le jet rentrant. [Arndt et al., 2000] se sont intéressés à la transition de la cavitation par poche au nuage de vapeur à l'aide d'une approche expérimentale /numérique. Ils ont constaté que les oscillations de portance induites par la cavitation sont fortement périodiques et les caractéristiques du spectre changent considérablement sur une gamme de $1 < \frac{\sigma}{2\alpha} < 8.5$. Trois types de comportement oscillant sont notés. Pour $1 < \frac{\sigma}{2\alpha} < 4$, un pic spectral de forte amplitude existe à un nombre de Strouhal de 0.15 environ et il est indépendant du nombre de cavitation. Pour $4 < \frac{\sigma}{2\alpha} < 6$, il obtient une fréquence plus élevée, mais un pic spectral plus faible. La fréquence de ce pic est presque une fonction linéaire du nombre de cavitation et correspond à un nombre de Strouhal constant, basé sur la longueur de cavité égal à de 0.3. Pour $6 < \frac{\sigma}{2\alpha} < 8.5$, la cavitation de bulles peut se produire. Ils ont aussi remarqué que pour les valeurs élevées de $\frac{\sigma}{2\alpha}$, la physique du jet rentrant domine, alors que pour les valeurs basses de $\frac{\sigma}{2\alpha}$, les phénomènes d'onde choc dominant. [Sakoda et al., 2001] ont utilisé un foil transparent et une caméra haute vitesse et ont observé que le jet rentrant peut démarrer à un point quelconque de la poche. Deux jets rentrant peuvent apparaître dans un cycle. Si le jet rentrant est produit en amont, sa vitesse est plus basse que s'il est produit en aval. [Leroux, 2003] ont effectué une recherche numérique et expérimentale, dont l'objectif principal est de comprendre les mécanismes des instabilités dans des écoulements cavitants partiels. Deux comportements très différents de cavitation de nuage sont obtenus aux angles d'attaque 6° et 8° , pour un hydrofoil bidimensionnel de type NACA 66.

Un grand lâcher périodique de nuage de vapeur à un nombre de Strouhal de 0.3 a été observé pour l'angle d'attaque 8° , alors que le processus est plus complexe et le nombre de Strouhal est sensiblement inférieur 0.08 pour l'angle d'attaque 6° . Cette baisse de fréquence est due à l'importance de l'onde de pression due au collapse de nuage dans le cas à 6° , et qui est responsable de la disparition soudaine de la cavité résiduelle attachée.

1.2.3 Modélisation de la cavitation par poche

Les écoulements cavitants sont des écoulements complexes qui font intervenir deux phases : le liquide et le gaz. La modélisation de tels écoulements doit tenir compte de plusieurs paramètres comme la compressibilité des fluides, la turbulence, les transferts de masse... Il paraît donc très difficile de trouver une modélisation de manière appropriée qui prend en compte tous ces facteurs. Le type de modélisation dépend de la nature de la poche de cavitation. Celle-ci peut être soit stable soit instable. Dans le premier cas, la longueur de la poche attachée reste pratiquement constante au cours du temps et les fluctuations apparaissent seulement dans la zone de fermeture de la poche. Les poches instables sont caractérisées par des longueurs de poche variables au cours du temps. Ces poches instables se détachent périodiquement et donnent naissance à des nuages de vapeur qui sont convectés dans le sillage des poches. La supercavitation apparaît lorsque la longueur de la poche dépasse la longueur du profil. Dans le cas d'une poche stable, celle-ci a souvent été assimilée à une grosse bulle avec une interface liquide/vapeur et la pression à l'intérieur de la bulle est considéré comme constante et elle est égale à la pression de vapeur. Ce type de modélisation inclut les modèles basés sur des écoulements potentiels ([Brennen, 1969], [Furness et Hutton, 1975], [Kinnas et Fine, 1993], [Lemonnier et Rowe, 1988]). Ces modèles sont capables de prédire la forme de la poche de cavitation et de déterminer les profils de pression pariétale. Cependant, ils restent valables uni-

quement dans le cas de poche quasi-stationnaire et à des calculs 2D.

Une stratégie alternative est de traiter les écoulements cavitants comme un mélange homogène. On néglige le glissement possible entre le liquide et la vapeur et on considère le mélange comme un fluide unique qui satisfait aux équations de Navier-Stokes. Un modèle de turbulence peut être facilement inclus. Avec ce type de modélisation, on est capable de reproduire le comportement instable des poches de cavitation. Le congrès CAV 2009 qui a eu lieu à Ann Arbor dans le Michigan montre quelques résultats obtenus avec différents modèles de cavitation homogènes et avec différents modèles de turbulence. Un récapitulatif des différentes études de ce congrès est représenté par le tableau 1.1. [Wang et al., 2009] ont mené une étude numérique et expérimentale de la cavitation instable. Ils ont utilisé le modèle de cavitation de Saito [Saito et al., 2003] et le modèle de turbulence $k\epsilon RNG$. Ils ont montré que la présence d'un gradient adverse de pression donne naissance à un jet rentrant responsable du détachement de la poche attachée et la formation d'un nuage de vapeur. [Hoekstar et Vaz, 2009] ont étudié numériquement la cavitation partielle sur un foil NACA 15 incliné à 6° . Ils ont utilisé le modèle de cavitation de Sauer [Sauer et al., 2001]. Ils ont montré que dès l'apparition de la cavitation, une poche attachée mince est formée au niveau du bord d'attaque et elle est transportée par l'écoulement jusqu'au bord de fuite. Lorsqu'on diminue le nombre de cavitation, la cavité se développe et une zone de recirculation apparaît au niveau du bord de fuite. Si on continue à baisser le nombre de cavitation, la zone de recirculation devient plus importante et le point de réattachement se déplace en amont à cause de l'augmentation de la taille de la poche. [Kim, 2009] a utilisé le modèle de Sauer et a comparé différents modèles de turbulence sur le foil NACA 15. Le comportement instable de la poche instable a été correctement prédit par les approches RANS, LES et DES (présence d'un jet rentrant, détachement de la poche attachée et formation d'un nuage de vapeur). Cependant, les calculs RANS manquaient de précision dans le calcul fréquentiel et dans la prédiction des valeurs moyennes des coefficients de

portance et de traînée. [Seo et al., 2009] ont étudié numériquement la cavitation partielle sur un profil NACA66. Le modèle de Saito a été utilisé et les résultats numériques ont été comparés aux résultats obtenus par [Leroux, 2003]. Deux comportements différents de la cavitation ont été obtenus numériquement aux angles d'attaque 6° et 8° conformément à l'étude de J. B. Leroux et le jet rentrant, responsable du détachement de la poche a été observé. [Hejranfar et Hesary, 2009] ont utilisé le modèle de Kunz [Kunz et al., 2003] pour étudier numériquement la cavitation attachée sur deux profils : un profil NACA0012 et un profil NACA66. Les résultats obtenus avec le premier profil ont été comparés à ceux obtenus par [Deshpande et al., 1994] et ceux obtenus avec le profil NACA66 ont été confrontés aux résultats numériques de [Deshpande et al., 1994] et aux données expérimentales de [Shen et Dimotakis, 1989]. Un accord entre les différents résultats a été obtenu en terme de distribution des pressions pariétales. [Li et al., 2009] ont utilisé le modèle de Sauer et ont introduit un modèle $SSTK-\omega$ modifié pour étudier la cavitation autour un foil NACA0015. Ce modèle de turbulence fait intervenir une viscosité turbulente μ_t fonction de la densité ρ par analogie à la formulation de [Coutier-Delgosha et al., 2003b] : $\mu_t = f(\rho)C_\omega \frac{k}{\omega}$ où $f(\rho) = \rho_v + \frac{(\rho - \rho_v)^n}{(\rho_l - \rho_v)(n - 1)}$. Le modèle $SSTk_\omega$ standard était incapable de reproduire le comportement instable de la poche de cavitation. Les résultats numériques ont été comparés aux données expérimentales et un accord a été obtenu entre ces résultats en terme de fréquence et d'évolution de la portance et la traînée. [Peng et al., 2009] ont étudié numériquement et expérimentalement la cavitation instable autour d'un foil NACA0012 et d'un foil NACA16012. Le modèle de cavitation de Merkle a été adopté pour les simulations et un système PIV résolu dans le temps a été utilisé pour les mesures. Le comportement instable de la poche a été bien prédit numériquement, les fréquences d'oscillation de la poche étaient en accord avec l'expérimentation et le jet rentrant a été mis en oeuvre. Il a été observé que le jet rentrant n'est pas constitué uniquement de liquide mais d'un mélange liquide/vapeur et qu'il est responsable du détachement de la poche de cavitation.

Auteur	Profil étudié	Modèle de cavitation	Objet de l'étude
Wang	Clark -Y	Modèle de Saito	Le jet rentrant
Hoeskstra	NACA15	Modèle de Sauer	La zone de recirculation
Kim	NACA15	Modèle de Sauer	Comparaison de différents modèles de turbulence
Seo	NACA66	Modèle de Saito	Instabilité de cavitation à 2 incidences 6° et 8°
Hejranfar	NACA66 NACA0012	Modèle de Kunz	La cavitation attachée
Li	NACA0015	Modèle de Sauer	Instabilité de cavitation
Peng	NACA0012 NACA16012	Modèle de Merkle	Instabilité de cavitation

Tableau 1.1 — Récapitulatif de quelques résultats du congrès CAV 2009

MODÉLISATION DE LA CAVITATION

Des études numériques de la cavitation ont été poursuivies depuis plusieurs décennies, mais il est toujours très difficile de prévoir les écoulements cavitants instables et complexes. Ces études peuvent être réparties principalement en deux catégories : les méthodes de suivis d'interface ([Shen et Dimotakis, 1989]) et les modèles d'écoulements homogènes ([Merkle et al., 1998], [Delannoy et al., 1990], [Singhal et al., 2001]). Dans la première catégorie, on considère que la pression dans la cavité est constante et égale à la pression de vapeur du liquide correspondant, les calculs sont faits uniquement pour la phase liquide. Dans la deuxième catégorie, l'approche 1-fluide est utilisée. Les transferts de la masse et de quantité de mouvement entre les deux phases sont contrôlés soit par une loi d'état barotrope soit par une équation de transport de taux de vide. Dans la présente étude, l'attention est concentrée sur les modèles homogènes, cette catégorie a démontré pendant les 20 dernières années ses capacités à reproduire les caractéristiques principales des écoulements cavitants instables. Différents termes sources de l'équation de transport de taux de vide ont été proposés dans la littérature, mais souvent, ils ont été appliqués à différentes configurations d'écoulement. Il est donc difficile de faire des comparaisons directes entre les modèles. Néanmoins, le cinquième colloque international sur la cavitation (CAV2003) à Osaka a montré quelques similitudes entre les résultats obtenus avec

différents modèles ([Saito et al., 2003], [Qin et al., 2003], [Frobenius et al., 2003], [Coutier-Delgosha et al., 2003a]) appliqués au profil test (Figure 2.1). Ce foil est défini par : $\frac{y}{c} = a_0\sqrt{\frac{x}{c}} + a_1\frac{x}{c} + a_2(\frac{x}{c})^2 + a_3(\frac{x}{c})^3 + a_4(\frac{x}{c})^4$ avec $a_0 = 0.11858$, $a_1 = -0.02972$, $a_2 = 0.00593$, $a_3 = -0.07272$, $a_4 = -0.02207$, sa corde est de $0.10m$ et l'angle d'attaque est de 7° . L'épaisseur maximale du foil est 12% de la corde et le rayon de courbure au bord d'attaque est de 0.703 de la corde.

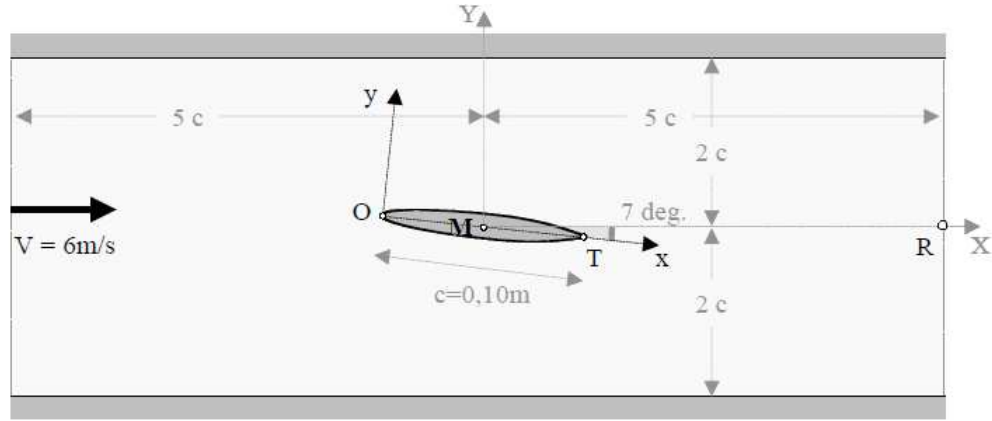


Figure 2.1 — Foil test du congrès CAV2003

L'étude est basée sur l'approche 1-fluide associé aux équations RANS (Reynolds Averaged Navier-Stokes) : le mélange liquide/vapeur est considéré comme un fluide unique à densité variable.

2.1 Equations du mouvement :

Les équations de cette approche sont récapitulées dans [Coutier-Delgosha et al., 2007] et sont présentées succinctement ci-dessous.

2.1.1 Bilan de masse dans un volume V :

On considère un volume V au sein d'un écoulement diphasique. Ce volume contient un mélange de liquide et de vapeur qui évolue au cours du temps. On appelle V_v et ρ_v respectivement le volume de vapeur et sa densité, V_l et ρ_l le volume de liquide et sa densité.

L'équation de conservation de la masse de vapeur sur le volume V s'écrit :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{U}_v) = \frac{A}{V \cdot \rho_v} \quad (2.1)$$

Où A est un terme d'apport ou de disparition de masse de vapeur lié aux phénomènes de vaporisation et de condensation à l'intérieur de V. C'est un flux de masse.

Et de la même manière, on peut écrire l'équation de conservation de la masse de liquide sur le volume V :

$$\frac{\partial}{\partial t}(1 - \alpha) + \nabla \cdot ((1 - \alpha) \vec{U}_l) = -\frac{A}{V \cdot \rho_l} \quad (2.2)$$

2.1.2 Bilan de quantité de mouvement dans le volume V :

Le bilan de Qdm pour la phase vapeur s'écrit :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\alpha \vec{U}_v) + \vec{\nabla} \cdot (\alpha \vec{U}_v \otimes \vec{U}_v) = \frac{\alpha}{\rho_v} \vec{\nabla} \pi_v + \frac{\vec{B}}{V \rho_v} \quad (2.3)$$

$\vec{B}$ est le terme de transfert de Qdm entre phases à l'intérieur de V et π_v le tenseur des contraintes extérieures relatif à la phase vapeur.

Et de la même manière, on écrit le bilan de Qdm pour la phase liquide :

$$\frac{\partial}{\partial t}((1 - \alpha)\vec{U}_l) + \vec{\nabla}((1 - \alpha)\vec{U}_l \otimes \vec{U}_l) = \frac{1 - \alpha}{\rho_l} \vec{\nabla} \pi_l - \frac{\vec{B}}{V \rho_l} \quad (2.4)$$

Le terme $\vec{B}$ est composé d'une part des échanges de quantité de mouvement directement liés aux transferts de masse dans le cas de la cavitation, et d'autres part des échanges liés aux efforts exercés par chacun des deux fluides sur l'autre.

2.2 Représentation 1-fluide de la cavitation :

On définit une densité et une vitesse moyenne du mélange diphasique contenu dans le volume V respectivement par $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$ et $\rho \vec{U} = \alpha \rho_v \vec{U}_v + (1 - \alpha) \rho_l \vec{U}_l$.

L'écoulement diphasique est donc considéré comme un fluide unique que l'on modélise à l'échelle du volume V par sa densité ρ , sa vitesse $\vec{U}$ et la vitesse de glissement $\vec{\Delta U} = \vec{U}_v - \vec{U}_l$. En supposant qu'il n'y a pas de glissement entre la phase vapeur et la phase liquide, ce qui implique $U_v = U_l = U$ et $\pi = \pi_v = \pi_l$, on aboutit à un système de 4 équations à 4 inconnues.

Equations du bilan de masse :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{U}) = \frac{A}{\rho_v V} = A' \quad (2.6)$$

Equations du bilan de quantité de mouvement :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \vec{U}) + \nabla \cdot (\rho \vec{U} \otimes \vec{U}) = \vec{\nabla} \pi \quad (2.7)$$

$$\frac{\partial(\rho\vec{U})}{\partial t} + \nabla(\rho\vec{U} \otimes \vec{U}) = \frac{\rho}{\rho_v}(\vec{\nabla}\pi - \frac{\vec{U}A}{V_\alpha} + \frac{\vec{B}}{V_\alpha}) \quad (2.8)$$

Cette équation est redondante avec l'équation 2.7 si

$$\frac{\rho}{\rho_v}(\vec{\nabla}\pi - \frac{\vec{U}A}{V_\alpha} + \frac{\vec{B}}{V_\alpha}) = \nabla\pi \quad (2.9)$$

En pratique, les équations 2.5 et 2.7 (équations classique RANS pour un écoulement à 1 fluide) sont couplées soit à une équation supplémentaire de transport de taux de vide 2.6 soit simplement à une loi d'état barotrope qui relie la densité à la pression locale.

2.3 Modèles de cavitation :

2.3.1 Introduction :

Deux grandes familles de modèles sont utilisées en cavitation : une première famille comporte les modèles monophasiques à suivi d'interface, ces modèles permettent un calcul externe de la poche considérée comme un volume de gaz pur, son utilisation est de ce fait limitée à de simples problèmes.

La deuxième grande famille comporte les modèles de mélange, le mélange est supposé homogène avec une masse volumique équivalente : $\rho_m = \alpha_l \rho_l + \alpha_v \rho_v$.

Cette famille est composée de deux sous-familles de modèles : les modèles à loi d'état et les modèles basés sur les équations de transport. L'ensemble de ces modèles est de type 1-fluide ; Les modèles 2-fluides sont rarement utilisés ; ces modèles considèrent la phase liquide et la phase vapeur non miscibles et les équations de continuité et de quantité de mouvements sont écrites pour chaque phase.

2.3.2 Modèles à suivi d'interface :

Ces modèles ne s'intéressent qu'à l'écoulement externe et ignorent la structure interne de la poche. Ils sont peu adaptés aux écoulements instables avec lâchés de nuage et sont utilisés en général dans le cas de poches attachées. Ils permettent de prévoir, en fonction du gradient de pression, la forme moyenne de poche.

La plupart des modèles emploient un procédé itératif basé sur la condition d'équilibre statique de l'interface liquide-vapeur pour une bulle : [Ait Bouziad, 2005]

$$p_l = p_g + p_v - \frac{2S}{R_0} \quad (2.10)$$

S étant la tension de surface et R_0 le rayon initial de la bulle.

Le domaine est divisé en deux régions et l'interface est déformée de manière itérative jusqu'à convergence ($p = p_v$ à l'interface liquide-vapeur si on néglige la tension superficielle et les contributions du gaz inerte). A chaque itération la forme du profil est modifiée et domaine est ainsi remaillé. Pour un nombre de cavitation donné, l'épaisseur modifiée de la cavité au temps $t' = t + 1$ correspondant à l'abscisse ξ le long de la ligne de courant (streamline) η est donné par :

$$\vec{e}(\xi, \eta, t') = \vec{e}(\xi, \eta, t) + \lambda C_2 [C_p(\xi, \eta, t) + \sigma] \cdot \vec{n}(\xi, \eta, t) \quad (2.11)$$

où $\vec{n}$ est le vecteur normal à l'interface de cavité au point (ξ, η, t) et λ est une fonction de confinement de l'écoulement (flow confining), C_2 est un facteur qui dépend du coefficient de relaxation C_1 donné par $[C_p(\xi, \eta, t) + \sigma]$ et la courbure locale R .

$$C_2 = \frac{[2 - 2^{(1-C_1)}]}{1 + R(\xi, \eta, t)} [0 \leq C_2 \leq 1]$$

$$C_1 = 1 \text{ si } |C_p(\xi, \eta, t) + \sigma| > S_{cp}$$

(2.12)

$$C_2 = \frac{[2 - 2^{(1-C_1)}]}{1 + R(\xi, \eta, t)} [0 \leq C_2 \leq 1]$$

$$C_1 = \frac{|C_p(\xi, \eta, t) + \sigma|}{S_{cp}} \text{ si } |C_p(\xi, \eta, t) + \sigma| \leq S_{cp}$$

$$\text{où } S_{cp} = \sqrt{\frac{1}{L_c} \int_0^{L_c} [\delta(\xi, \eta, t) - \bar{\delta}(\xi, \eta, t)]^2 d\xi}$$

$$\text{avec } \delta(\xi, \eta, t) = C_p(\xi, \eta, t) + \sigma \text{ et } \bar{\delta}(\eta, t) = \frac{1}{L_c} \int_0^{L_c} \delta(\xi, \eta, t) d\xi$$

Le critère de convergence peut être défini en fixant une valeur ε tel que : $S_{cp} < \varepsilon$. Il existe différentes méthode de calcul d'interface, on peut citer la méthode VOF (volume of fluid), la méthode Level Set Marker Particles, la méthode Marker and Cell (MAC) et la méthode Surface-Fitting [Sauer et Schnerr 2000].

La méthode VOF :

Considérons un écoulement contenant deux fluides non miscibles, de densités différentes constantes. La méthode VOF consiste à définir une fonction caractéristique convectée par l'écoulement. Cette fonction est singulière à l'interface et représente pour chaque cellule la fraction volumique occupée par un des deux fluides :

$$c(t, x) = 1 \text{ dans le fluide 1}$$

$$c(t, x) = 0 \text{ dans le fluide 2} \quad (2.13)$$

$$[\rho(t, x) = c(t, x) \rho_1 + (1 - c(t, x)) \rho_2]$$

On calcule les équations de Navier-Stokes dans tout le domaine et on écrit l'équation d'advection de c :

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \vec{u} \nabla c = 0 \quad (2.14)$$

Après advection de c , il faut reconstruire l'interface dans les mailles où $0 < c < 1$. Il existe différents types d'algorithmes de reconstruction et la différence entre ces algorithmes consiste dans la façon de calculer la forme géométrique de l'interface dans une cellule :

- le VOF SLIC (Simple Line Interface calculation) : la reconstruction de l'interface se fait par des segments horizontaux ou verticaux)

- le VOF PLIC (Piecewise Linear Interface Segments) : la reconstitution de l'interface se fait par des lignes droites d'inclinaisons arbitraires déduites de la distribution du liquide dans les cellules avoisinantes.

- le VOF LSM (Least Squares Methods) : la reconstitution de l'interface se fait par la méthode des moindres carrés.

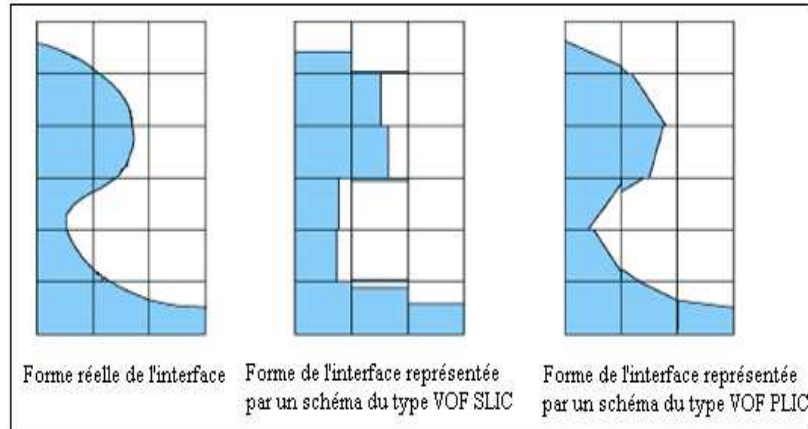


Figure 2.2 — Exemples de forme d'interface pour le calcul VOF [Mejri, 2006]

La méthode Level Set Marker :

Le principe de cette méthode est de définir une fonction distance à l'interface qui est advectée par l'écoulement :

$$\phi(t, x) < 0 \text{ dans le fluide 1}$$

$$\phi(t, x) > 0 \text{ dans le fluide 2} \quad (2.15)$$

$$\phi(t, x) = 0 \text{ à l'interface}$$

L'interface se déplace avec les particules fluides et l'évolution de ϕ est donnée par :

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \vec{u} \nabla \phi = 0 \quad (2.16)$$

La masse volumique et la viscosité sont supposées constantes dans les deux fluides, et donc prennent deux valeurs dépendant du signe de Φ :

$$\rho(\phi) = \rho_g + (\rho_l - \rho_g) H(\phi) \text{ et } \mu(\phi) = \mu_g + (\mu_l - \mu_g) H(\phi) \quad (2.17)$$

$H(\phi)$ étant la fonction de Heaviside, définie par :

$$H(\phi) = 0 \text{ si } \phi < 0$$

$$H(\phi) = \frac{1}{2} \text{ si } \phi = 0 \quad (2.18)$$

$$H(\phi) = 1 \text{ si } \phi > 0$$

Et on écrit les équations de Navier-Stokes pour les deux fluides.

La méthode Marker and Cell (MAC) : [Li, 2006]

Elle a été initialement développée par [Harlow et al., 1965] en tant que combinaison entre une résolution eulérienne de l'écoulement et le suivi de particules marqueurs lagrangiennes au sein du liquide afin de le distinguer du gaz. Elle a été peu utilisée à cause de son coût (numériquement) élevé. Un des avantages de cette méthode est sa capacité à détecter des formes extérieures très complexes. La position du fluide est déterminée par un ensemble de particules marqueurs qui se déplacent avec le fluide. L'évolution des surfaces est calculée en déplaçant les marqueurs selon des vitesses locales du fluide. La figure 2.3 montre un problème typique qui peut être résolu avec la méthode MAC.

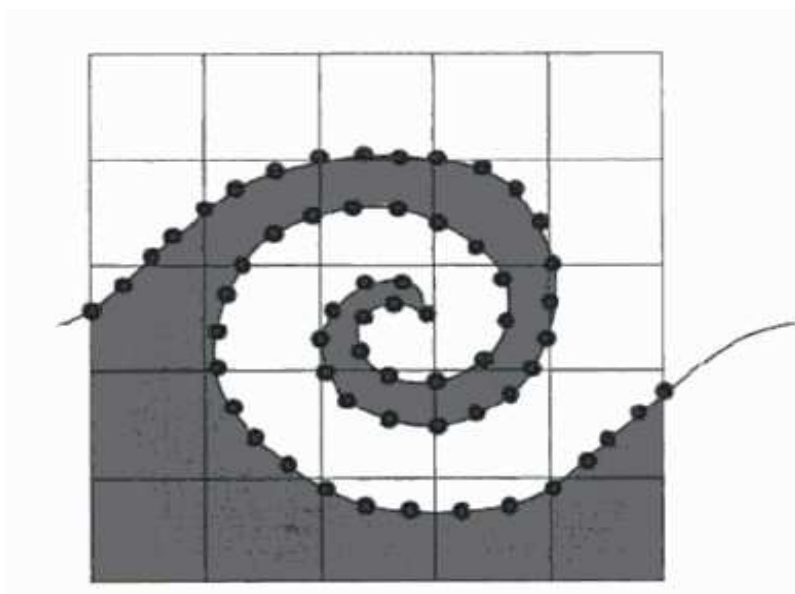


Figure 2.3 — Exemple de simulation avec la méthode Marker and Cell [Li, 2006].

2.3.3 Modèles à loi d'état :

Ce modèle considère le fluide comme un mélange homogène à densité variable ρ reliée souvent à la pression par une relation d'état ou par un diagramme d'état. On néglige les effets thermiques et le comportement du milieu diphasique est considéré comme isotherme (les variations de température sont très faibles).

La densité de mélange est définie par : $\rho = \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l$

où ρ_l et ρ_v sont respectivement la fraction volumique de liquide et de vapeur.

La fraction volumique de vapeur est reliée à la densité par : $\alpha_v = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_v - \rho_l}$

Le système est alors représenté par les équations de Navier-Stokes pour un mélange homogène auxquelles on ajoute une équation d'état reliant la pression à la densité.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla (\rho U) = 0 \text{ (Équation de masse du fluide)}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho U) + \nabla (\rho U^2) = \nabla \pi \text{ (Équation de quantité de mouvement du fluide)}$$

$$\rho = \rho(p) \text{ (Loi d'état du fluide)} \tag{2.19}$$

Le fluide est supposé monophasique avec une densité variable selon une équation d'état barotrope basé sur la vitesse de son du mélange, elle relie les variations de la densité du fluide aux fluctuations de pression.

Loi d'état incompressible : (Figure 2.4)

Elle a été initialement proposée par [Delannoy et al., 1990] et consiste à considérer les zones de vapeur pure et de liquide pur (régions de l'écoulement où la pression est très grande ou très faible devant la pression de vapeur) comme des

zones incompressibles et sont représentées par des droites horizontales sur la courbe (P, ρ) . La zone centrale est représentée par une fonction sinus.

$$\rho = \rho_v + \Delta\rho \left[1 + \sin \left(\frac{P - P_v}{\Delta\rho c_{min}^2} \right) \right] \text{ avec } \Delta\rho = \frac{\rho_l - \rho_v}{2} \quad (2.20)$$

Cette équation est valable pour des valeurs de pression comprises entre $P_v - \Delta P$ et $P_v + \Delta P$, avec $\Delta P = \frac{\pi}{2} \Delta\rho c_{min}^2$

La pente maximale de la loi barotrope est égale à, $\frac{1}{c_{min}^2}$ où c_{min} est la célérité minimale du son pour un taux de vide $\alpha = 0,5$. Elle est donc caractéristique de la compressibilité maximale du fluide.

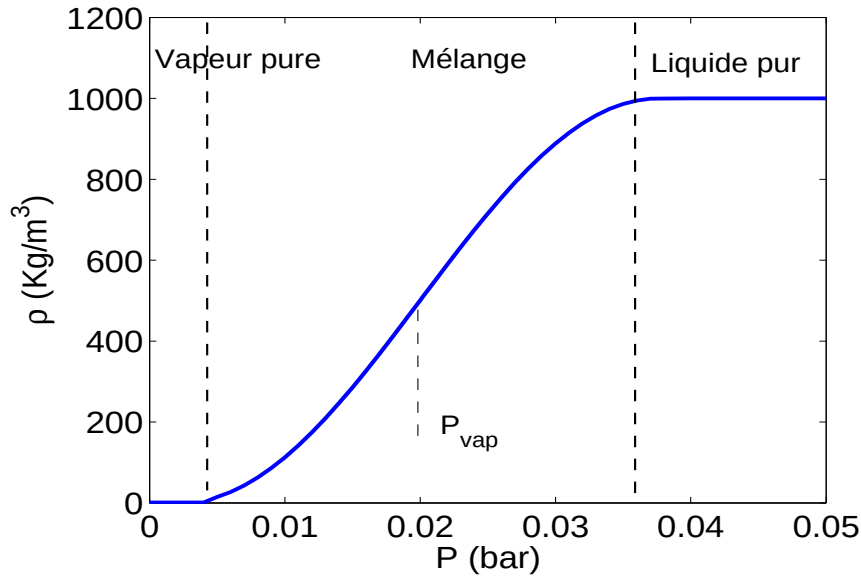


Figure 2.4 — Loi d'état barotrope, $c_{min} = 1.5 \text{ m/s}$.

La difficulté majeure de l'utilisation de cette loi consiste à gérer simultanément dans l'écoulement des zones incompressibles (vitesse très faibles, vitesse du son infinie) et des zones fortement compressibles qui peuvent correspondre localement à un écoulement transonique (vitesses toujours faibles, vitesse du son de l'ordre de quelques m/s).

Loi entièrement compressible :

La loi initiale a été légèrement modifiée, de manière à reproduire la faible compressibilité de la vapeur et du liquide. Les vitesses du son ne sont plus infinies dans ces milieux mais plus réalistes. On applique la loi des gaz parfait pour la vapeur et la loi de Tait ([Knapp et al., 1970]) pour le liquide :

$$\begin{aligned} \frac{P}{\rho} &= Cste \text{ (Loi des gaz parfait)} \\ \frac{\rho}{\rho_{ref}} &= \sqrt[n]{\frac{P + P_0}{P_{ref} + P_0}} \text{ (Loi de Tait)} \end{aligned} \quad (2.21)$$

où P_{ref} et ρ_{ref} sont une pression et une densité de référence.

Pour l'eau, $P_0 = 3.108$ et $n=7$ (Knapp et al., 1970).

Autres modèles à loi d'état :

- Modèle proposé par [Schmidt et al., 1999] (Figure 2.5)

La célérité du son peut être exprimée par l'expression donnée par [Wallis, 1969] :

$$C = \sqrt{\frac{1}{(\alpha \cdot \rho_v + (1 - \alpha) \cdot \rho_l) \cdot \left(\frac{\alpha}{\rho_v \cdot C_v^2} + \frac{(1 - \alpha)}{\rho_l \cdot C_l^2} \right)}} \quad (2.22)$$

C_v et C_l sont les vitesses de son dans les phases pures, α est le taux de vide.

En supposant que les vitesses de son sont constantes dans la vapeur et le liquide saturé, on peut exprimer la pression en fonction du taux de vide :

$$P = P_l^{sat} + P_{vl} \log \left[\frac{\rho_v C_v^2 (\rho_l + \alpha (\rho_v - \rho_l))}{\rho_l (\rho_v C_v^2 - \alpha (\rho_v C_v^2 - \rho_l C_l^2))} \right] \quad (2.23)$$

P_{vL} est une fonction des propriétés du fluide :

$$P_{vl} = \frac{\rho_v \cdot C_v^2 \cdot \rho_l \cdot C_l^2 (\rho_v - \rho_l)}{\rho_v^2 \cdot C_v^2 - \rho_l^2 \cdot C_l^2} \quad (2.24)$$

P_l^{sat} est tel que

$$P_l^{sat} = P_v^{sat} - P_{vl} \log\left(\frac{\rho_v^2 C_v^2}{\rho_l^2 C_l^2}\right) \quad (2.25)$$

Avec $P_v^{sat} = \rho_v c_v^2$. Plus de détails peuvent être trouvés dans la thèse de [Moreau, 2005].

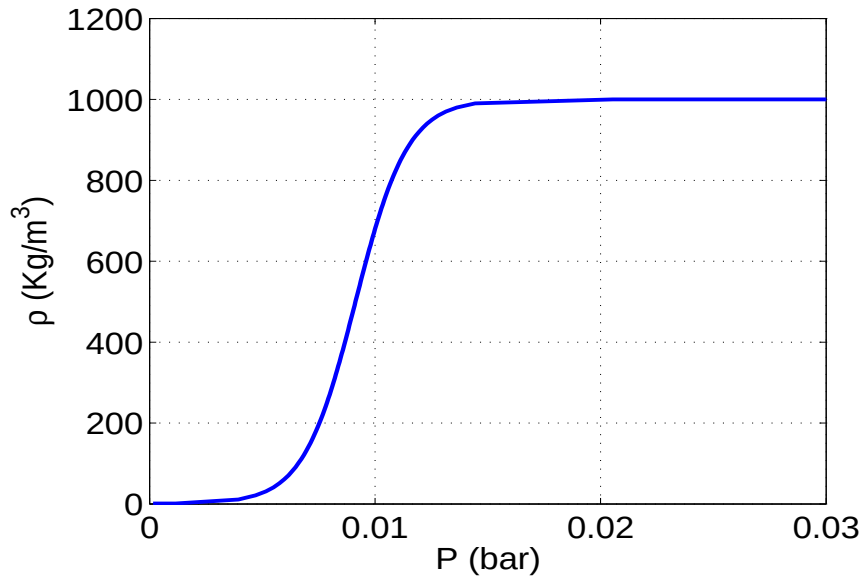


Figure 2.5 — Loi d'état de Schmidt, $c_v = 340/s$, $c_l = 1500m/s$

- Modèle proposé par [Iga et al., 2001] :

L'équation d'état du mélange est exprimée en utilisant la fraction massique de gaz Y :

$$\rho = \frac{P(P + P_c)}{K(1 - Y)P(T + T_0) + YR(P + P_c)T} \quad (2.26)$$

où P_c et T_0 sont la pression et la température critique du liquide, R et K sont respectivement les constantes de gaz et de liquide.

Le taux de vide α et la fraction massique Y sont relié par : $\rho(1 - Y) = (1 - \alpha) \rho_l$ et $\rho Y = \alpha \rho_v$.

Si on néglige les changements de température, on peut supposer des conditions isothermes et exprimer la célérité du son par :

$$c^2 = \frac{P(P + P_c)}{\rho} \times \frac{Y R(P + P_c) + (1 - Y) K P}{Y (R(P + P_c)^2 - K P^2) - \rho K R Y (1 - Y) P_c T_0 + K P^2} \quad (2.27)$$

-Modèle proposé par [Qin et al., 2003] :

Song et He ont mis au point une relation polynomiale d'ordre 5 afin de simuler les processus cavitants :

$$\rho = \sum_{i=0}^5 C_i P^i \quad (2.28)$$

Les coefficients C_i sont choisis de telle sorte que la densité baisse considérablement dès que la pression devient inférieure à la valeur critique P_V .

2.3.4 Modèles à équation de transport :

Ces modèles comprennent, une équation de transport de taux de vide qui modélise le changement de phase liquide-vapeur avec des termes sources appropriés pour régler le transfert de masse entre les phases.

L'avantage principal de ce type de modèles est sa capacité de modéliser le changement de phase par l'intermédiaire d'une équation de transport qui décrit les phénomènes de vaporisation et de condensation. Ces modèles prennent aussi en compte le retard possible à la vaporisation observé dans les études expérimentales ([Franc, 1995]). De plus, il a été démontré que la production de vorticité représente un aspect important des écoulements cavitants, particulièrement dans la région de fermeture ([Gopalan et Katz, 2000]). Cette production de vorticité

apparaît par l'intermédiaire du terme $\nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla P$. Dans le cas d'une loi barotrope $\rho = f(P)$, le gradient de la densité et le gradient de la pression sont toujours parallèles, le terme $\nabla \frac{1}{\rho} \times \nabla P$ s'annule. Dans le cas des équations de transport de taux de vide, la densité est une fonction du processus de transport ; par conséquent le gradient de la densité et le gradient de la pression ne sont pas nécessairement parallèles et le terme de production de vorticité n'est pas nul.

Les auteurs ont proposé différentes formes d'équation de transport et de termes sources. La plupart de ces modèles contiennent des facteurs empiriques pour régler le transfert de masse, ces facteurs sont déterminés de manière à avoir un accord entre les résultats expérimentaux et numériques.

Equations du modèle :

  quation de masse du fluide :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \cdot U) = 0 \quad (2.29)$$

  quation de quantité de mouvement du fluide :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla (\rho \vec{u}^2) = \vec{\nabla} \pi \quad (2.30)$$

  quation de transport du taux de vide :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{u}) = A \quad (2.31)$$

2.3.5 Modèle basé sur la différence $P - P_v$:

Modèle de [Chen et Heister, 1995b] :

La densité est la variable dans l'équation de transport. L'équation de transport de densité ci dessous est ajoutée au système de Navier-Stokes et la différence de pression régit la croissance et le collapse de cavité :

$$\frac{D\rho}{Dt} = C(p - p_v) \quad (2.32)$$

C est une constante empirique.

Modèle de [Senocak, 2002] :

Les termes sources de ce modèle sont déterminés par l'application de la conservation de masse et du moment à l'interface de la cavité.

Ce modèle considère une cavité de vapeur avec une interface biphasée mince la séparant de la région liquide pure.

$$\rho_l(V_{L,n} - V_{I,n}) = \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n}) \quad (2.33)$$

$$P_v - P_L = \gamma \left(\frac{1}{R_1 + R_2} \right) + 2\mu_v \frac{\partial V_{v,n}}{\partial n} - 2\mu_l \frac{\partial V_{L,n}}{\partial n} + \rho_l(V_{L,n} - V_{I,n})^2 - \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n})^2 \quad (2.34)$$

R_1 et R_2 sont les rayons de courbure de l'interface et γ est la tension de surface. P_v et P_l sont respectivement la pression de la vapeur et du liquide. μ_v et μ_l sont respectivement la viscosité absolue dynamique de la vapeur et du liquide. $V_{L,n}, V_{I,n}, V_{v,n}$ sont respectivement la vitesse normale de la phase liquide, la vitesse normale à l'interface et la vitesse normale de la phase vapeur.

La densité du mélange est défini par : $\rho = \rho_l \alpha_l + \rho_v(1 - \alpha_l)$.

On suppose donc l'existence d'une interface dans la région de mélange de liquide-vapeur, comme illustré dans la figure 2.6. On peut aussi supposer que le

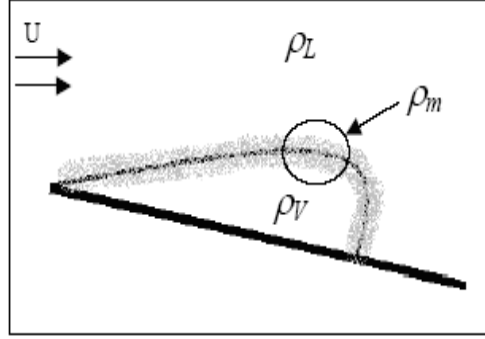


Figure 2.6 — Représentation de la cavité

changement de phase a lieu entre la vapeur et le mélange. Dans cette formulation, la phase liquide est représentée par la phase de mélange. En négligeant les effets de la tension superficielle et de la viscosité, la conservation de la masse et du moment se réduisent aux formes suivantes.

$$\rho(V_{m,n} - V_{I,n}) = \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n}) \quad (2.35)$$

$$P_v - P_L = \rho(V_{m,n} - V_{I,n})^2 - \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n})^2 \quad (2.36)$$

De l'équation de la conservation de la masse, on peut obtenir l'équation suivante :

$$(V_{m,n} - V_{I,n}) = \frac{\rho_v(V_{V,n} - V_{I,n})}{\rho} \quad (2.37)$$

L'équation de conservation du moment peut se réarranger de manière à tenir compte de l'équation de conservation de la masse :

$$P_v - P_L = \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n})^2 \left(\frac{\rho_v}{\rho} - 1 \right) \quad (2.38)$$

D'où, en remplaçant la densité du mélange, par son expression :

$$P_v - P_L = \rho_v (V_{V,n} - V_{I,n})^2 \left(\frac{\rho_v}{\rho_l \alpha_l + \rho_v (1 - \alpha_l)} - 1 \right) \quad (2.39)$$

$$(\rho_v - \rho_L) \alpha_l = \frac{(P_v - P_l) \rho_l \alpha_l + (P_v - P_l) \rho_v (1 - \alpha_l)}{\rho_v (V_{V,n} - V_{I,n})^2} \quad (2.40)$$

D'où l'expression de la fraction volumique du liquide :

$$\alpha_l = \frac{(P_v - P_l) \rho_l \alpha_l}{\rho_v (\rho_v - \rho_l) (V_{V,n} - V_{I,n})^2} + \frac{(P_v - P_l) \rho_v (1 - \alpha_l)}{\rho_v (\rho_v - \rho_l) (V_{V,n} - V_{I,n})^2} \quad (2.41)$$

Cette équation est normalisée avec une échelle de temps caractéristique :

$$\frac{\alpha_l}{t_\infty} = \frac{(P_v - P_l) \rho_l \alpha_l}{\rho_v (\rho_v - \rho_l) (V_{V,n} - V_{I,n})^2 t_\infty} + \frac{(P_v - P_l) \rho_v (1 - \alpha_l)}{\rho_v (\rho_v - \rho_l) (V_{V,n} - V_{I,n})^2 t_\infty} \quad (2.42)$$

Ce terme source est couplé à l'équation de transport de α_L :

$$\frac{\partial \alpha_l}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha_l \vec{u}) = \frac{(P_l - P_v) \rho_l \alpha_l}{\rho_v (\rho_l - \rho_v) (V_{V,n} - V_{I,n})^2 t_\infty} + \frac{(P_l - P_v) (1 - \alpha_l)}{(\rho_l - \rho_v) (V_{V,n} - V_{I,n})^2 t_\infty} \quad (2.43)$$

Les termes sources sont définis par :

$$\dot{m}^+ = \frac{\rho_l \text{Min}(0, p - p_v) \alpha_l}{\rho_v (V_{V,n} - V_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \quad (2.44)$$

$$\dot{m}^- = \frac{\text{Max}(0, p - p_v) (1 - \alpha_l)}{(V_{V,n} - V_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \quad (2.45)$$

Où $\dot{m}^-$ représente le terme de condensation et $\dot{m}^+$ celui de la vaporisation. Lorsque la pression est inférieure à la pression saturante de vaporisation ($P - P_v < 0$), il y a vaporisation et le terme de condensation s'annule et lorsque la pression est supérieure à la pression saturante de vaporisation ($P - P_v > 0$), il y a condensation et le terme de vaporisation s'annule.

Comme mentionné ci-dessus, la connaissance de la vitesse d'interface est nécessaire, des techniques additionnelles sont donc nécessaires pour le suivi du mouvement de l'interface. La difficulté principale de cette méthode consiste en l'approximation de $(V_{V,n} - V_{I,n})^2$. C'est pourquoi beaucoup d'auteurs (Kunz, Merkle...) ont proposé des modèles semi-empiriques ne faisant pas intervenir le terme $(V_{V,n} - V_{I,n})^2$.

De l'équation $\rho_l(V_{L,n} - V_{I,n}) = \rho_v(V_{V,n} - V_{I,n})$ on déduit

$$V_{I,n} = \frac{V_{V,n} - \frac{\rho_l}{\rho_v} V_{L,n}}{1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}} \quad (2.46)$$

([Senocak, 2002]) propose une simplification de la modélisation en considérant que $V_{v,n} = \vec{u} \cdot \vec{n}$ avec $\vec{n} = \frac{\nabla \alpha_l}{|\nabla \alpha_l|}$ et que $V_{L,n} = f \cdot V_{V,n}$ avec $f = -0.90$.

D'où

$$V_{I,n} = \frac{1 - f \cdot \frac{\rho_l}{\rho_v}}{1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}} V_{V,n}. \quad (2.47)$$

Ainsi,

$$V_{V,n} - V_{I,n} = V_{V,n} \left[\frac{\frac{\rho_l}{\rho_v} (f - 1)}{1 - \frac{\rho_l}{\rho_v}} \right] \quad (2.48)$$

Comme $\frac{\rho_l}{\rho_v} \gg 1$, $V_{V,n} - V_{I,n} = V_{V,n}(1 - f) = \vec{u} \cdot \vec{n}(1 - f)$

Les termes sources s'écrivent alors :

$$\begin{aligned} \dot{m}^+ &= \frac{\rho_l \text{Min}(0, p - p_v) \alpha_l}{\rho_v (V_{V,n} - V_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} = \frac{\rho_l \text{Min}(0, p - p_v) \alpha_l}{\rho_v u_n^2 (1 - f)^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \\ \dot{m}^- &= \frac{\text{Max}(0, p - p_v) (1 - \alpha_l)}{(V_{V,n} - V_{I,n})^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} = \frac{\text{Max}(0, p - p_v) (1 - \alpha_l)}{u_n^2 (1 - f)^2 (\rho_l - \rho_v) t_\infty} \end{aligned} \quad (2.49)$$

Où $u_n = \vec{u} \cdot \vec{n}$

Modèle de [Merkle et al., 1998] :

L'équation de transport du taux de vide s'écrit :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\alpha \vec{u}) = \dot{m}^+ + \dot{m}^- \quad (2.50)$$

Et les termes de vaporisation et de condensation sont donnés par :

$$\begin{aligned} \dot{m}^+ &= \frac{C_{prod} \rho_l \text{Min}(0, p - p_v) \alpha_l}{\rho_v (0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty} \text{ (vaporisation)} \\ \dot{m}^- &= \frac{C_{dest} \text{Max}(0, p - p_v) (1 - \alpha_l)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty} \text{ (Condensation)} \end{aligned} \quad (2.51)$$

C_{dest} et C_{prod} sont des constantes empiriques et sont déterminées à partir des résultats expérimentaux et numériques .

Dans la littérature elles souvent sont fixées à $C_{dest} = 80$ et $C_{prod} = 1$ [Senocak, 2002].

[Dauby et al., 2006] utilise un modèle similaire au modèle de Merkle et al : les pressions sont adimensionnalisés dans le modèle de Merkle et le terme $1/t$ est absent. Les termes sources s'écrivent :

$$\begin{aligned} \dot{m}^+ &= C_p \alpha_l \text{Min}(P - P_v, 0) \text{ (vaporisation)} \\ \dot{m}^- &= C_d (1 - \alpha_l) \text{Max}(P - P_v, 0) \text{ (Condensation)} \end{aligned} \quad (2.52)$$

Modèle de Kunz et al. ([Kunz et al., 2003], [Kunz et al., 2000])

L'équation de transport du taux de vide s'écrit de la même manière que dans le modèle de Merkle et les termes de vaporisation et de condensation sont donnés par :

$$\begin{aligned}
\dot{m}^+ &= \frac{C_{prod} \rho_v \alpha_l \text{Min}(0, p - p_v)}{\left(\frac{1}{2} \rho_l U_\infty^2\right) t_\infty} \text{ (vaporisation)} \\
\dot{m}^- &= \frac{C_{dest} \rho_v \alpha_l^2 (1 - \alpha_l)}{t_\infty} \text{ (Condensation)}
\end{aligned} \tag{2.53}$$

Dans la littérature, on trouve souvent $C_{dest} = 3.10^4$ et $C_{prod} = 9.10^5$ (valeurs prises par [Wu et al., 2003] et [Senocak et Shyy, 2002]); d'autres valeurs de ces constantes existent comme $C_{dest} = 6 * 10^3$ et $C_{prod} = 1.8 * 10^4$ ([Senocak et Shyy, 2002]) ou $C_{dest} = C_{prod} = 1000$ ([Persson et al., 2006]).

Modèle de [Reboud et Stutz, 2003]

Ils utilisent une modélisation associée à un terme de retard :

$$A = \text{Min}(\alpha_{min}, \alpha, 1 - \alpha) (-\sigma_{cav} - C_p) \frac{1}{\theta} \frac{\rho_v^2}{\rho_l} V \tag{2.54}$$

où θ est un retard au changement de phase, $\text{min}(\alpha_{min}, \alpha, 1 - \alpha)$ est caractéristique de la surface d'échange liquide/vapeur, au moins égale à α_{min} , σ_{cav} est le nombre de cavitation, i.e $P_v - P_{ref}$ adimensionnalisé ; C_p est le coefficient de pression local $P - P_{ref}$ adimensionnalisé.

Modèle de [Saito et al., 2003] :

Les termes sources s'écrivent :

$$\begin{aligned}
\dot{m}^+ &= C_e A \alpha (1 - \alpha) \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi R T_S}} \text{ (vaporisation)} \\
\dot{m}^- &= C_c A \alpha (1 - \alpha) \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi R T_S}} \text{ (Condensation)}
\end{aligned} \tag{2.55}$$

avec $A = C_a \alpha (1 - \alpha)$

T_S est la température de saturation, A est la concentration dans l'interface du mélange liquide vapeur. T_S peut être calculée en utilisant l'équation de Clausius-Clapeyron : $T_s = (\frac{R \ln(p_v)}{\Delta H_{vap}} + \frac{1}{T})^{-1}$; où ΔH_{vap} est l'enthalpie de vaporisation du liquide.

$C^* = C_e C_a = C_c C_a$ est une constante empirique du modèle, sa valeur est prise égale à 0.1 par Saito.

2.3.6 Modèles basé sur l'équation de Rayleigh Plesset

Modèle de [Sauer et al., 2001] :

Ce modèle est basé sur la dynamique de bulle et décrit la croissance et le collapse des bulles. Les bulles proviennent des particules ou des bulles d'air, qui existent dans l'écoulement. Quand ces bulles atteignent la région de basse pression, elles deviennent des bulles de vapeur et sont convectées en aval. Les bulles collapseront quand elles atteignent la région de plus haute pression.

Le modèle calcule la production (croissance de la bulle), la destruction (le collapse de la bulle) et la convection de la phase de vapeur. L'écoulement vapeur-liquide, décrit par un modèle de 1-fluide, est traité comme un mélange homogène vapeur-liquide :

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (\rho) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \vec{u}_i) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}_i) + \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \vec{u}_j \vec{u}_i) &= -\frac{\partial}{\partial x_i} (p) + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} \end{aligned} \tag{2.56}$$

La densité et la viscosité du mélange sont définis par :

$$\rho = \alpha \cdot \rho_v + (1 - \alpha) \cdot \rho_l \text{ et } \mu = \alpha \cdot \mu_v + (1 - \alpha) \cdot \mu_l$$

De plus, une équation de transport pour le taux de vide est nécessaire :

On part de :

$$\alpha = \frac{V_v}{V_{cell}} = \frac{n_{cell} \cdot \frac{4}{3}\pi R^3}{V_v + V_l} = \frac{n_0 \frac{4}{3}\pi R^3}{1 + n_0 \frac{4}{3}\pi R^3} \quad (2.57)$$

où V_{cell} est le volume de la cellule de calcul, V_v et V_l sont les volumes occupés par la vapeur et le liquide, n_{cell} est le nombre de bulles dans la cellule, et n_0 est le nombre de bulles par mètre cube, n_0 est un paramètre constant pour le liquide considéré.

En considérant des bulles sphériques et en négligeant l'interaction entre les bulles, l'équation de Rayleigh-Plesset peut être employée pour modéliser le processus de croissance et de collapse de la bulle.

$$R \frac{d^2 R}{dt^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{P_B(T) - P_\infty}{\rho_l} - \frac{2\sigma_0(T)}{\rho_l R} - 4 \frac{\mu_l}{\rho_l R} \frac{dR}{dt} \quad (2.58)$$

Comme $p_B - p_\infty$ est supposé être grand, et la viscosité, la tension superficielle et les effets d'inertie sont négligés, l'équation de Rayleigh peut s'écrire :

$$\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2}{3} \frac{(P_B(T) - P_\infty)}{\rho_l} \quad (2.59)$$

p_B est la pression dans le liquide à la frontière de la bulle, elle est supposée égale à la pression de vapeur p_v qui dépend de la température, p_∞ est la pression ambiante de la cellule

La dérivée du taux de vide s'écrit : $\frac{d\alpha}{dt} = (1 - \alpha) \frac{4\pi n_0 R^2}{1 + \frac{4}{3}\pi n_0 R^3} \frac{dR}{dt}$

L'équation de transport de taux de vide s'écrit : $\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_i)}{\partial x_j} = \frac{d\alpha}{dt} + \alpha \frac{\partial}{\partial x_i} (\vec{u}_i)$

L'équation de continuité s'écrit : $\frac{\partial}{\partial x_i} (\vec{u}_i) = -\frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u}_i \frac{\partial \rho}{\partial x_i} \right) = -\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \approx \frac{\rho_l - \rho_v}{\rho} \frac{d\alpha}{dt}$

Et l'équation de transport de taux de vide devient :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_i)}{\partial x_j} = \frac{n_0}{1 + n_0 \frac{4}{3}\pi R^3} \frac{d}{dt} \left(\frac{4}{3}\pi R^3 \right)$$

qui s'écrit

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_i)}{\partial x_j} = \frac{n_o}{1 + n_o \frac{4}{3} \pi R^3} (4 \Pi R^2) \left(\frac{dR}{dt} \right) \quad (2.60)$$

Comme $\left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{2 (P_v - P_\infty)}{3 \rho_l}$ donc $\frac{dR}{dt} = \sqrt{\frac{2 (P_v - P_\infty)}{3 \rho_l}} \text{signe} (P_v - P)$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \alpha}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha u_i)}{\partial x_j} &= \frac{4 \Pi R^2 n_o}{1 + n_o \frac{4}{3} \pi R^3} \sqrt{\left(\frac{2 (P_v - P)}{3 \rho_l} \right)} \text{signe} (P_v - P) \\ &= 3 \frac{\alpha}{R} \sqrt{\left(\frac{2 (P_v - P)}{3 \rho_l} \right)} \text{signe} (P_v - P) \end{aligned}$$

Le terme source est donc $\dot{m} = 3 \frac{\alpha}{R} \sqrt{\left(\frac{2 (P_v - P)}{3 \rho_l} \right)} \text{signe} (P_v - P)$.

Si on considère que les bulles se développent à partir d'un rayon initial moyen R_b , puis, retournent (condensation) aux bulles de la même taille, les termes sources relatifs à la vaporisation et la condensation s'écrivent :

$$\dot{m}^+ = 3 \frac{\alpha_l}{R} \sqrt{\left(\frac{2 P_v - P}{3 \rho_l} \right)} \text{ (vaporisation)} \quad (2.61)$$

$$\dot{m}^- = -3 \frac{(1 - \alpha_l)}{R} \sqrt{\left(\frac{2 P - P_v}{3 \rho_l} \right)} \text{ (Condensation)}$$

Comme pour les autres modèles, on peut ajouter des constantes empiriques pour les deux termes sources qui deviennent

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{3 \alpha_l}{R} \sqrt{\left(\frac{2 P_v - P}{3 \rho_l} \right)} \text{ (vaporisation)} \quad (2.62)$$

$$\dot{m}^- = -C_{dest} \frac{3 (1 - \alpha)}{R} \sqrt{\left(\frac{2 P - P_v}{3 \rho_l} \right)} \text{ (Condensation)}$$

La valeur de R_b par défaut est $R_b = 10^{-6} \text{m}$.

Modèle de [Singhal et al., 2001] :

La fraction massique de liquide ou de vapeur est la variable dans l'équation de transport. Les termes de changement de phase dépendent de la pression et sont déterminés à partir d'une équation simplifiée de Rayleigh Plesset. Le modèle de Singhal est tel que :

$$\frac{\partial(\rho f_v)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho f_v \vec{u}) = \dot{m}^+ + \dot{m}^- \quad (2.63)$$

$$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right]^{1/2} (1 - f) \text{ (vaporisation)} \quad (2.64)$$

$$\dot{m}^- = C_{dest} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} \right]^{1/2} f \text{ (Condensation)}$$

$$\text{avec } \frac{1}{\rho_m} = \frac{f}{\rho_v} + \frac{(1-f)}{\rho_l}.$$

où γ est la tension superficielle.

Le taux de vide α est relié à f par la relation : $\alpha = f \frac{\rho}{\rho_v}$

Dans la littérature, les valeurs les plus utilisées sont $C_{dest} = 0,01$ et $C_{prod} = 0,02$ (valeurs prises par [Dular et al., 2006], [Kawamura et al., 2006] , [Xiong et al., 2006]) .

[Senocak, 2002] propose une modélisation légèrement modifiée du modèle de Singhal avec des termes sources ne faisant pas intervenir la fraction massique, il propose $\frac{C_{dest}}{\gamma} = 3675$ et $\frac{C_{prod}}{\gamma} = 1225$

Les termes sources des modèles de cavitation proposés par les différents auteurs font intervenir les mêmes paramètres et les modélisations sont de ce fait proches :

- des constantes empiriques que les auteurs ajustent en fonction des résultats expérimentaux. Ces constantes influent sur le taux de vaporisation ou de

condensation.

- la différence $P - P_v$ ou $(P - P_v)^{1/2}$. Cette différence apparaît souvent sous la forme $\min(P - P_v, 0)$; lorsque P est inférieure à P_v , $P - P_v$ est négatif et $\min(P - P_v, 0)$ est égal à $P - P_v$, lorsque P est supérieur à P_v , $P - P_v$ devient positif et $\min(P - P_v, 0)$ est égal à 0, la vaporisation s'arrête et la condensation commence. Le taux de vaporisation (respectivement de condensation) est d'autant plus important que P est inférieur (respectivement supérieur) à P_v .

- des taux de vide α , α_l , $\min(\alpha, \alpha_l)$ ou $\alpha\alpha_l$. $\min(\alpha, \alpha_l)$ est maximal lorsque α est égal à 0.5, ce terme représente l'interface d'échange entre les deux phases. Cette interface est maximale lorsque $\alpha = 0.5$ et l'échange est alors maximal. Ce terme est remplacé dans certaine modélisation par le produit $\alpha\alpha_l$ qui joue le même rôle, il est maximal pour $\alpha = 0.5$.

3.1 Moyens numériques

Deux configurations d'écoulements cavitants sur des foils 2D sont considérées dans notre étude : un foil convexe avec une surface supérieure plane et un foil Naca 6612.

3.1.1 Description du code de calcul

Ce code de calcul qui appartient au CNES, a été développé notamment au LEGI à Grenoble, pour simuler des écoulements cavitants instationnaires. Les équations de Reynolds moyennées sont appliquées au mélange liquide/vapeur, considéré comme un fluide unique à densité variable. La résolution numérique est basée sur une méthode de correction de pression issue de l'algorithme SIMPLE (Semi-Implicit Method for Pressure Linked Equations) proposé par [Patankar, 1981], associée à une discrétisation en volumes finis.

Discrétisation des équations

Maillage :

On utilise un maillage curviligne orthogonal dans tous les cas : le maillage est en "H" dans le cas du foil convexe et en "C" dans le cas du foil Naca 66 (Figure 3.1)

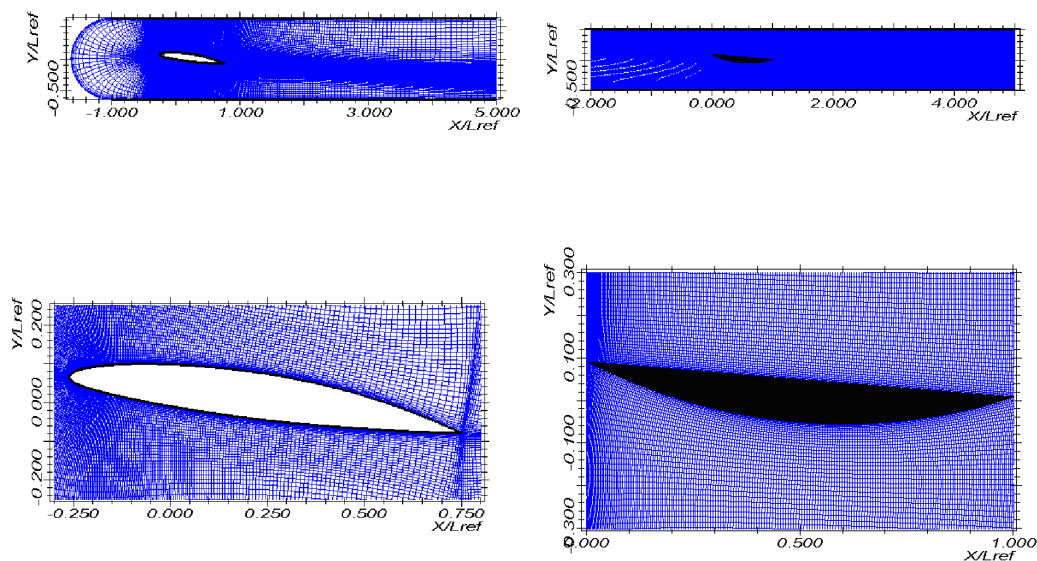


Figure 3.1 — Vue générale du maillage.

Equations :

Compte tenu des équations de Boussinesq, les équations de Reynolds s'écrivent en coordonnées cartésiennes dans un repère stationnaire de référence sous la forme non conservative suivante :

$$\begin{aligned}
\rho \frac{\partial u_x}{\partial t} + \rho u_x \frac{\partial u_x}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial u_x}{\partial y} &= -\frac{\partial P}{\partial x} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_x}{\partial y^2} \right) \\
\rho \frac{\partial u_y}{\partial t} + \rho u_x \frac{\partial u_y}{\partial x} + \rho u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} &= -\frac{\partial P}{\partial y} + \mu \left(\frac{\partial^2 u_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u_y}{\partial y^2} \right) \\
\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u_x) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho u_y) &
\end{aligned} \tag{3.1}$$

$$\rho = F(P, P_{vap})$$

$$\mu = \mu_l + \mu_t$$

Comme les simulations s'effectuent dans le repère orthogonal des coordonnées curvilignes (ξ, η) , nous obtenons finalement par projection dans ce repère les équations suivantes [Pope, 1978] :

$$S \frac{\partial}{\partial t}(\rho \phi) + \nabla_\xi(\rho u \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \xi}) + \nabla_\eta(\rho v \phi - \Gamma_\phi \frac{\partial \phi}{\partial \eta}) = S_\phi \tag{3.2}$$

$$\rho = F(C_P, \sigma)$$

Où Φ vaut 1 dans le cas de l'équation de masse, et vaut u ou v (composantes de la vitesse) dans le cas des équations de quantité de mouvement. Γ_ϕ est le terme de diffusion, ∇_ξ et ∇_η sont les composantes de l'opérateur de divergence dans le repère orthogonal des coordonnées curvilignes, S_ϕ est le terme source.

Discretisation spatiale :

La méthode des volumes finis est appliquée pour la discrétisation spatiale. Chaque équation est intégrée localement sur son propre volume de contrôle suivant le principe de maillage décalé. La pression et la densité sont calculées au centre des mailles et les composantes u et v de la vitesse sont situées respectivement sur les faces ouest et sud de chaque cellule. Le terme de divergence est

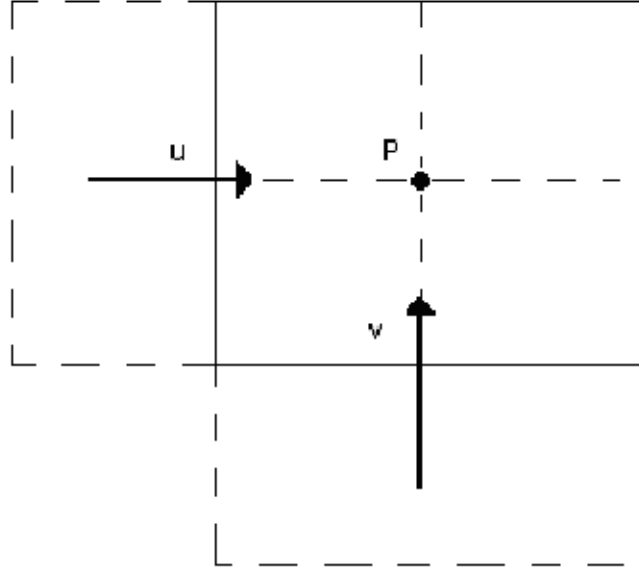


Figure 3.2 — Maillage non collocatif.

tout d'abord converti en une somme de flux à travers les faces du domaine de contrôle. Les termes de diffusion sont alors discrétisés de manière centrée, et les termes de convection sont obtenus par l'intermédiaire du schéma de convection HLPa proposé par [Zu, 1991], 1991. Il s'agit d'un schéma du second ordre, qui repasse localement au premier ordre dans les zones de fort gradient de pression, afin de limiter les oscillations numériques dans ces endroits critiques. Il est écrit comme un schéma amont 1^{er} ordre, complété par des termes au second ordre estimés à l'itération précédente. Ces derniers sont donc exprimés de manière explicite, et sont ajoutés au second membre du système algébrique formé par les équations.

Discretisation temporelle :

Un schéma d'intégration temporelle précis à l'ordre 2 est appliqué :

$$\frac{\partial(\rho\phi)}{\partial t} = \frac{1,5\rho^{n+1}\phi^{n+1} - 2\rho^n\phi^n + 0,5\rho^{n-1}\phi^{n-1}}{\Delta t} \quad (3.3)$$

Algorithme de résolution :

Nous utilisons une méthode de correction de pression proposée par [Patankar, 1981] et modifiée pour inclure le traitement de la vaporisation/condensation du fluide [Coutier-Delgosha et al., 2003c].

L'algorithme est basé sur un processus itératif : la résolution du problème à chaque pas de temps est divisé en un certain nombre d'itérations, qui amènent la solution jusqu'à convergence. Les vitesses sont tout d'abord estimées par une résolution de l'équation de conservation de la quantité de mouvement, sans aucune modification de la pression, dont la valeur est celle de l'itération précédente. Puis ces valeurs de u et v sont corrigées après résolution de l'équation de correction de pression, qui permet de satisfaire le critère de continuité. L'algorithme contient les étapes suivantes :

- Résolution des équations de transport pour les grandeurs turbulentes, et calcul de la viscosité turbulente μ_t .
- Calcul des vitesses $U^*(u^*, v^*)$ à partir de la résolution des équations de bilan de quantité de mouvement.
- Calcul de la densité locale ρ^* et de sa dérivée $\frac{\partial \rho^*}{\partial P}$, à partir du modèle de cavitation.
- Résolution de l'équation de correction de pression, qui est obtenue à partir de l'équation de bilan de masse, discrétisée dans chaque maille suivant l'expression suivante :

$$1.5 \frac{S}{\Delta t} \rho_P^{n+1} = -\rho_e^{n+1} u_e^{n+1} \Delta \xi_e + \rho_w^{n+1} u_w^{n+1} \Delta \xi_w - \rho_n^{n+1} v_n^{n+1} \Delta \eta_n + \rho_s^{n+1} v_s^{n+1} \Delta \eta_s + S_\rho^n \quad (3.4)$$

Où S est l'aire de la maille, "P" indique la cellule courante, et "e", "w", "n", "s" indiquent les cellules adjacentes est, ouest, nord, et sud. S_ρ^n contient les termes sources explicites qui résultent de la discrétisation temporelle. Pour obtenir l'ex-

pression finale de l'équation de correction de pression, les vitesses u et v sont remplacées respectivement par $u * +du$, $v * +dv$, et ρ est remplacé par $\rho * +d\rho$. Par conséquent l'équation de correction de pression inclut non seulement les corrections de vitesse $dU(du,dv)$ mais aussi des termes supplémentaires contenant les corrections de densité $d\rho$. Le terme dU est obtenu à partir d'une différentiation simplifiée de l'équation de bilan de quantité de mouvement, et $d\rho$ est calculé de la façon suivante :

$$d\rho_{i,j} = \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right) dP_{i,j} \quad (3.5)$$

- les vitesses et la pression sont mises à jour, et la densité est également corrigée suivant l'expression :

$$\rho = \rho^* + \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right) dP \quad (3.6)$$

La correction est sous relaxée, et une boucle supplémentaire sur l'étape de correction de pression est alors ajoutée à chaque itération, pour vérifier que le taux de vide est contenu dans l'intervalle de ses valeurs physiques $[0,1]$.

Conditions aux limites :

Des conditions aux limites classiques dans le cadre de simulations d'écoulements incompressibles sont appliquées : vitesses imposées en entrée, et pression statique fixée en sortie.

Traitement instationnaire :

Un calcul stationnaire est mis en oeuvre au début, avec une condition limite de pression en sortie suffisamment élevée pour éviter toute présence de vapeur dans

l'écoulement. Puis nous effectuons une rampe sur cette pression de manière à faire apparaître la vapeur petit à petit. Le nombre de cavitation est ensuite maintenu constant tout au long du calcul instationnaire. Il s'agit d'une procédure analogue à la procédure expérimentale pour atteindre un régime cavitant.

Modélisation de la turbulence :

On peut résoudre les équations de Navier-Stokes de deux manières : - selon une approche numérique directe (DNS) : calcul précis de toutes les échelles d'un écoulement turbulent sur de longs intervalles de temps. Le temps de calcul et la mémoire nécessaires sont alors très grands et des schémas très précis doivent être utilisés. La DNS reste donc limitée à des écoulements en géométries simples, et à des nombres de Reynolds faibles (quelques milliers) comparés aux nombres de Reynolds couramment rencontrés dans les écoulements industriels ou dans l'atmosphère.

- en les moyennant : plusieurs types de modèles de turbulence sont utilisés dont les modèles statistiques, les LES (Large Eddy Simulations), les DES (Detached Eddy Simulation), les méthodes DML (Dynamic MultiLevel method, également appelés schémas multi-niveaux) et les RSM (Reynolds Stress Models). Dans le code, on utilise un modèle de type $k - \epsilon$ *RNG*. Il a été adapté pour limiter une surestimation, par le modèle standard, du taux de dissipation visqueuse de l'énergie cinétique de turbulence, en fermeture de poche (Coutier-Delgosha et al. 2003).

Le modèle $k-\epsilon$ standard

Ce modèle a été initialement développé pour les écoulements incompressibles et stationnaires où les fluctuations de la densité peuvent être négligées, il a ensuite été élargi aux écoulements compressibles.

A l'énergie cinétique turbulente k , on associe un taux de dissipation vis-

C_μ	$C_{\epsilon 1}$	$C_{\epsilon 2}$	σ_k	σ_ϵ
0.09	1.45	1.9	1	1.03

queuse d'énergie cinétique turbulente $\epsilon = -\nu \overline{\frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_i}{\partial x_j}}$, ainsi que son équation de transport. En écoulement compressible, ce taux de dissipation visqueuse s'écrit : $\rho\epsilon = 2\mu \overline{D''_{ij} D''_{ij}} - \frac{2}{3}\mu \overline{D''_{ii} D''_{ii}}$. Afin de pouvoir écrire une équation pour ϵ , Sarkar et Zeman ont proposé de le décomposer ainsi : $\epsilon = \epsilon_{\text{solénoïdal}} + \epsilon_{\text{dilatationnel}} = \epsilon_s + \epsilon_d$. On résout alors une équation standard pour ϵ_s (équation classique de ϵ en incompressible) et on modélise ϵ_d analytiquement en fonction de plusieurs paramètres dont notamment le nombre de Mach turbulent $\left(\frac{\sqrt{k}}{c}\right)$. La viscosité turbulente μ_t est modélisée par : $\mu_t = C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}$.

C_μ étant une constante adimensionnelle. Les valeurs de k et ϵ , dérivent directement de la résolution de leurs équations respectives, simplifiées par l'introduction de constantes empiriques adimensionnelles $C_{\epsilon 1}$, $C_{\epsilon 2}$, σ_k et σ_ϵ :

$$\begin{aligned} \partial \frac{(\bar{\rho}k)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}k\vec{u}) &= \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_k} \right) \nabla k \right] + P_k - \bar{\rho}\epsilon \\ \partial \frac{(\bar{\rho}\epsilon)}{\partial t} + \nabla \cdot (\bar{\rho}\epsilon\vec{u}) &= \nabla \cdot \left[\left(\mu + \frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \right) \nabla \epsilon \right] + \frac{\epsilon}{k} (P_k C_{\epsilon 1} - \bar{\rho}\epsilon C_{\epsilon 2}) \end{aligned}$$

P_k est le terme de production de turbulence due aux forces visqueuses et éventuellement de gravité P_{kb} :

$$P_k = \mu_t \nabla \vec{u} \cdot (\nabla \vec{u} + \nabla \vec{u}^T) - \frac{2}{3} \nabla \cdot \vec{u} (3\mu_t \nabla \cdot \vec{u} + \rho k) + P_{kb} \text{ avec } P_{kb} = -\frac{\mu_t}{\bar{\rho} Pr_t} \vec{g} \cdot \nabla \bar{\rho}$$

Les valeurs des paramètres considérées sont présentées dans le tableau ci-dessus : Cette modélisation en $C_{\epsilon 1}$ et $C_{\epsilon 2}$ a été proposée par [Launder et Spalding 1974]. Ces deux paramètres régulent respectivement la production et la dissipation dans l'équation de ϵ . Quant à σ_ϵ , il permet de modéliser un gradient de diffusion de $\epsilon \left(\frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\mu_t}{\sigma_\epsilon} \frac{\partial \epsilon}{\partial x_j} \right) \right)$. Il suffit donc de modifier ces constantes

empiriques pour obtenir d'autres variantes du modèle $k - \epsilon$ original.

Le modèle $k-\epsilon$ RNG

Ce deuxième modèle de turbulence [Orzag, 1993] est une variante du modèle $k - \epsilon$ classique, basé sur une technique rigoureuse appelée « ReNormalisation Group theory ». On note les avantages suivants par rapport au modèle précédent :

- Le modèle $k - \epsilon RNG$ possède un terme supplémentaire dans l'équation de transport de la dissipation turbulente ce qui améliore la précision pour des écoulements rapidement cisailés.

- Les effets en rotation sont intégrés dans le modèle de turbulence, ce qui améliore les résultats pour les écoulements en rotation.

- Les constantes du modèle de turbulence sont fixées par des fonctions analytiques et non plus par l'utilisateur.

- Les effets dus au faible nombre de Reynolds sont pris en compte.

Pour ce modèle, $C_{\epsilon 2}$ est défini par $C_{\epsilon 2} = C_{\epsilon 2} - \frac{\eta(1 - \frac{\eta}{\eta_0})}{1 + \beta\eta^3}$ avec $\eta_0 = 4,38$, $\beta = 0,012$ et $\eta = \frac{k}{\epsilon} \sqrt{\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i}\right) \frac{\partial \tilde{u}_i}{\partial x_j}}$.

Ce modèle est incapable de simuler correctement le caractère instable de la cavitation, ceci est dû à la prédiction de la viscosité turbulente dans la région de la cavité. Avec ce modèle, il n'y a pas de formation du jet rentrant responsable du lâcher de nuage.

Dans cette étude nous avons utilisé un modèle $k - \epsilon RNG$ modifié défini par : $\mu_t = f(\rho)C_\mu \bar{\rho} \frac{k^2}{\epsilon}$ avec $f(\rho) = \rho_v + \frac{(\rho_m - \rho_v)^n}{(\rho_l - \rho_v)^{n-1}}$ où $n > 0$, $n=7...15$. Cette modification permet de limiter la viscosité turbulente dans la région qui contient principalement de la vapeur ce qui permet la formation d'un jet rentrant et la formation d'un nuage de vapeur. 0. Coutier-Delgosha propose $n=10$ [Coutier-Delgosha et al., 2003b].

3.2 Moyens expérimentaux

L'étude expérimentale s'appuie sur deux installations : le tunnel de cavitation de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale et le tunnel de cavitation de l'Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées de Paris dans lequel avaient été réalisés il y a quelques années des mesures de fractions volumiques locales instantanées en collaboration avec le CEA [Coutier-Delgosha et al., 2006] ; les profils de fractions volumiques de vapeur instantanés obtenues par Coutier-Delgosha O. à l'ENSTA ont été utilisés dans notre étude.

3.3 Tunnel de cavitation de l'Ecole Navale :

3.3.1 Description :

Dans le cadre de la thèse, nous avons réalisé des mesures dans la veine d'essais du tunnel hydrodynamique de l'IRENav [Leroux, 2003]. L'écoulement dans le tunnel est produit par une pompe hélice à 10 pales, entraînée par un moteur électrique de 21kW, commandé par un variateur de type Elvovet XD 37kW 400V. Le tunnel contient une pompe ②, un résorbeur ③, un conduit vertical ④, une section amont ⑤, un convergent ⑤, une veine ①, un pré-divergent ⑦ et un divergent ⑧ en plexiglas et une cuve aval ⑨. La régulation en pression se fait par l'intermédiaire de deux servo-vannes, pilotées par un régulateur de type Yokogawa, avec une précision théorique de 2.5mbar . La régulation est commandée par un automate programmable qui assure un asservissement sur la vitesse et la pression.

La veine d'essais a une section carrée de 192 mm de côté et une longueur de 1 m (Figure 3.4).

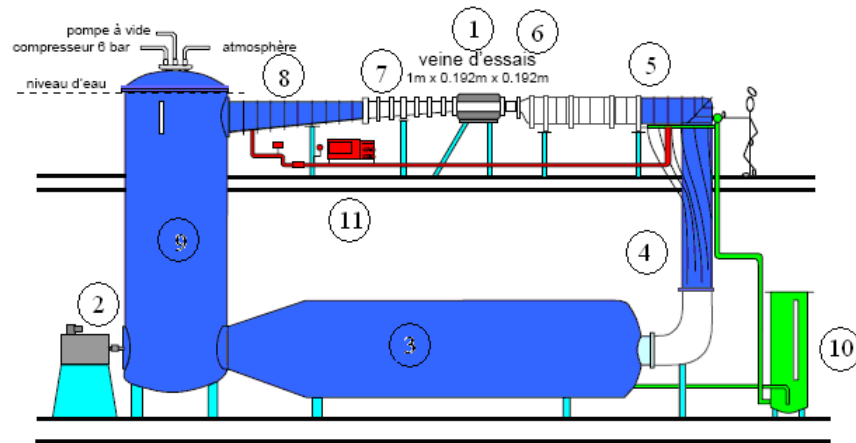


Figure 3.3 — Tunnel Hydrodynamique de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale.

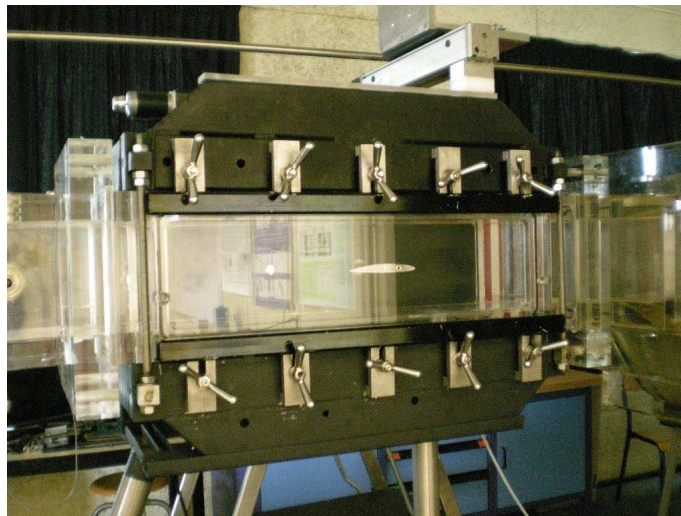


Figure 3.4 — Veine du tunnel.

3.3.2 Description du foil :

Nous avons utilisé pour nos essais un profil NACA 66. L'épaisseur relative vaut 12% et la cambrure vaut 2%. Ce foil est instrumenté de 17 capteurs de pression absolue; les capteurs v1 à v16 sont montés sur l'extrados, le capteur v17 est sur l'intrados. Les capteurs de pression absolue sont piézo-résistifs, de

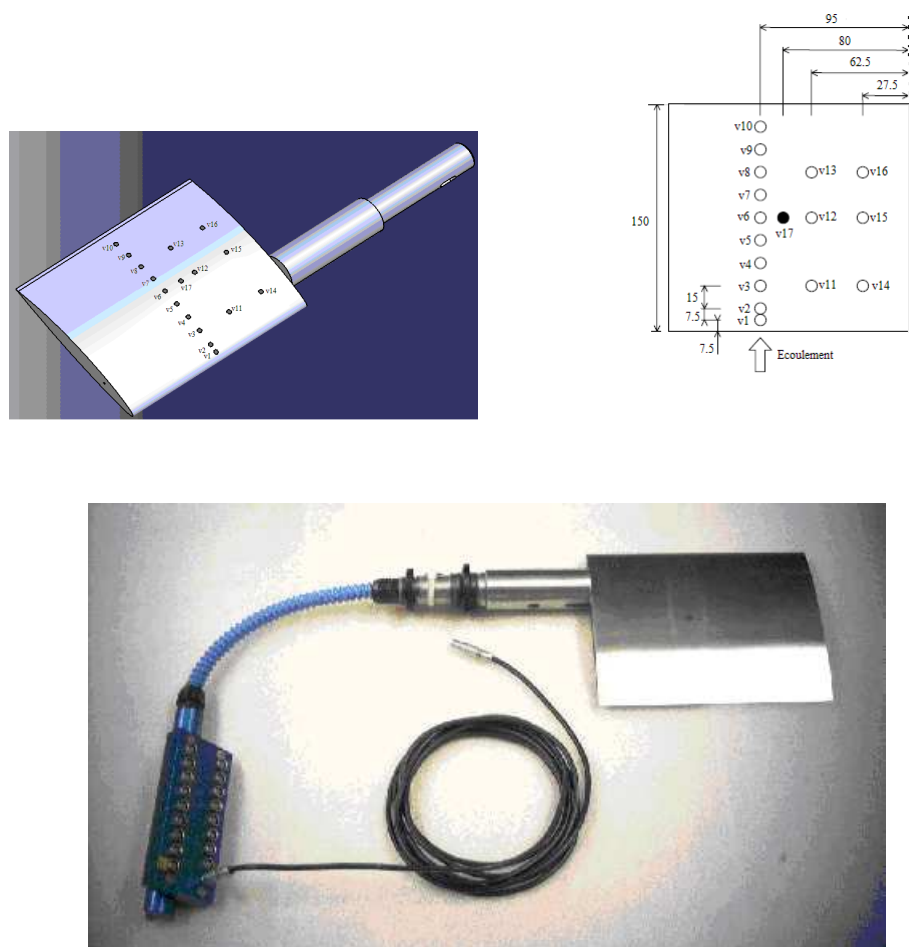


Figure 3.5 — Modèle CAO du foil Naca 66, arrangement des capteurs et photo du Profil NACA 66 instrumenté

référence Keller AG 2 MI PAA100-075-010, alimentés en courant constant 4mA,

et mesurent jusqu'à 10 bar maximum. L'arrangement spatial et la nomenclature des capteurs sont donnés par la figure (3.5). L'intérêt est d'avoir un alignement de 10 capteurs à mi-veine, les alignements transverses permettant la détection des effets 3D. Ils sont montés en cavité avec une prise de pression de 0.5 mm de diamètre. Lors du montage en veine les cavités ont été remplies d'eau à l'aide d'une seringue. L'étalonnage des capteurs de pression a été réalisé en statique sans écoulement, en faisant varier la pression dans la veine d'essais de 1.2 bar à 0.2 bar.

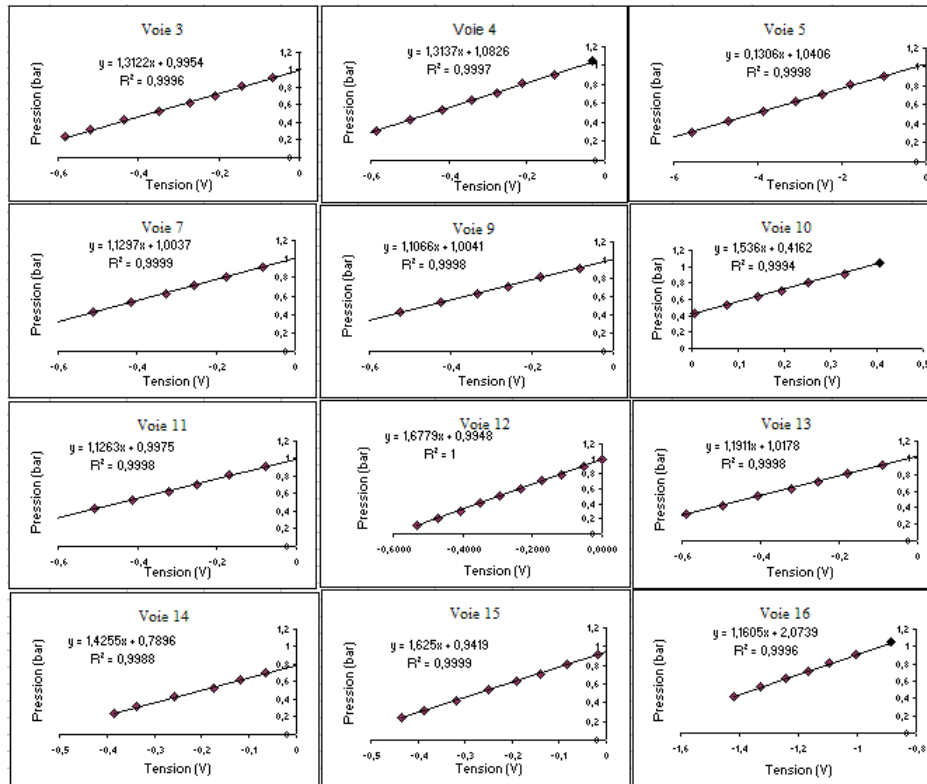


Figure 3.6 — Droites d'étalonnage des capteurs de pression.

Chaque capteur est relié à une voie sur le rack d'acquisition. Ce dernier comprenant les alimentations stabilisée 4 mA, ainsi qu'un circuit de filtrage d'amplifi-

cation des mesures. Il comprend aussi des cartes d'acquisition à 20kHz, pilotables via une liaison RS232.

Les capteurs v1, v2, v6, v8, v12 et v15 sont non fonctionnels, pour les autres capteurs, la linéarité des capteurs est très bonne (Figure 3.6).

L'étude étant bidimensionnelle, le capteur V8 sera remplacé par le capteur 13 et le capteur v6 par v15.

3.4 Système de mesures Rayons X de l'ENSTA :

Un dispositif d'absorption de rayon X a été appliqué précédemment pour étudier la fraction volumique locale de la phase de vapeur à l'intérieur de la poche de cavitation. Les expériences ont été effectuées par [Coutier-Delgosha et al., 2006] dans le cadre de la collaboration entre le laboratoire de mécanique de l'ENSTA et le CEA (Commissariat à l'Energie Atomique). Un générateur (160kv/1mA) a été utilisé pour émettre des radiations d'un côté du foil et 24 détecteurs mesurent l'intensité des rayons X de l'autre côté du foil (du bord d'attaque au bord de fuite)^{3.7}. Cette méthode permet la détermination du taux de vide instantané dans le volume traversé par le rayon X (entre le générateur et chaque détecteur). À partir de ces expériences, la distribution instantanée et la moyenne temporelle des taux de vide à l'intérieur de la cavité ont été obtenus, avec une résolution spatiale de 3 millimètres dans la direction verticale et de 6mm dans la direction horizontale.

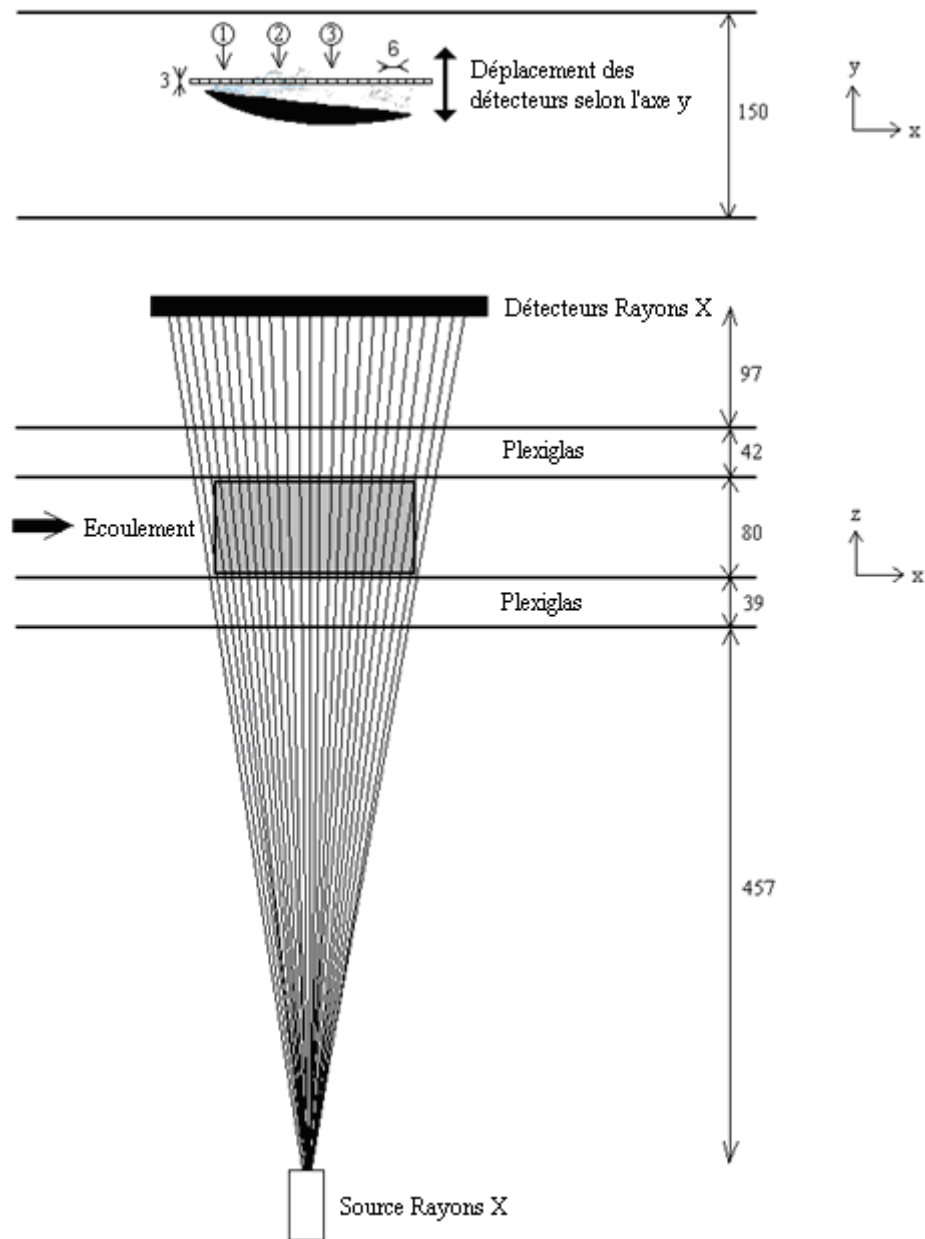


Figure 3.7 — Schéma du système de mesure Rayons X

3.5 Conclusion :

Dans ce chapitre, nous avons présenté les moyens numériques et expérimentaux servant à notre étude. Différents modèles de cavitation seront implémentés dans le code de calcul et testés sur les deux types de foils étudiés. Les résultats obtenus seront comparés aux résultats expérimentaux issus de mesures effectuées à l'IRENAV et de résultats obtenus précédemment à l'ENSTA.

4 COMPARAISON DES MODÈLES DE CAVITATION

4.1 Comparaison analytique des modèles de cavitation

La plupart des termes sources dépendent principalement de la différence entre la pression locale et la pression de vapeur $P - P_v$ (Tableau 4.1). La comparaison entre les modèles sera donc basée sur l'expression des termes sources fonctions de $P - P_v$. Le taux de vide α apparaît aussi dans la plupart des expressions des termes sources. Afin d'exprimer α en fonction de $P - P_v$, la loi d'état barotrope de Delannoy est utilisée. Une telle loi permet de relier α à $P - P_v$, et de supprimer α dans les expressions de $\dot{m}^+$ et $\dot{m}^-$. Le choix de cette loi d'état particulière est arbitraire mais il permet d'obtenir des expressions qui dépendent uniquement de $P - P_v$, ce qui est nécessaire pour la comparaison. Il est à noter que cette transformation a une influence mineure sur les différences entre les modèles, les résultats obtenus avec une autre loi seront légèrement différents mais l'accord ou le désaccord entre les modèles restera globalement le même.

Les constantes empiriques sont ajustées par les auteurs de manière à avoir un

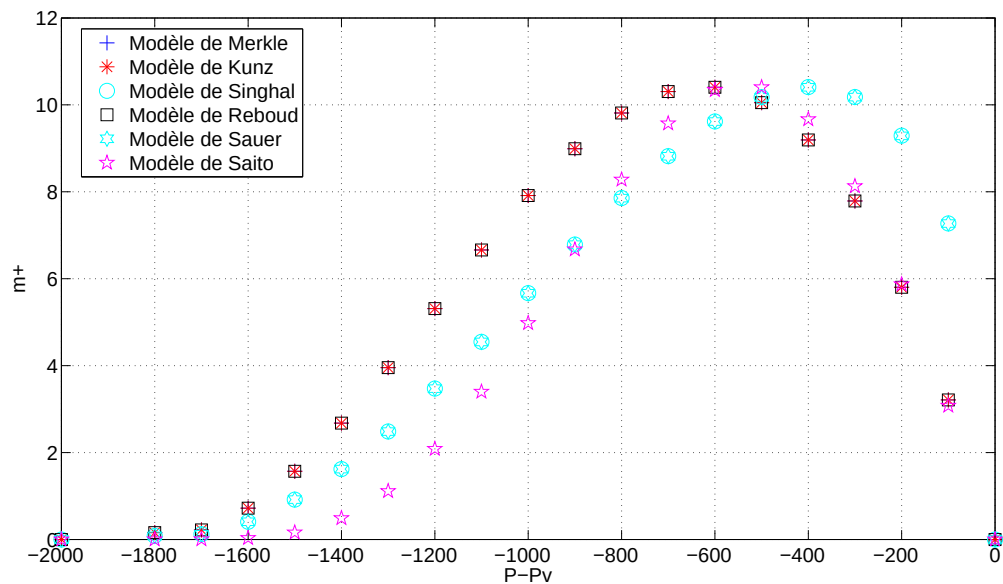


Figure 4.1 — Termes sources pour le processus de vaporisation.

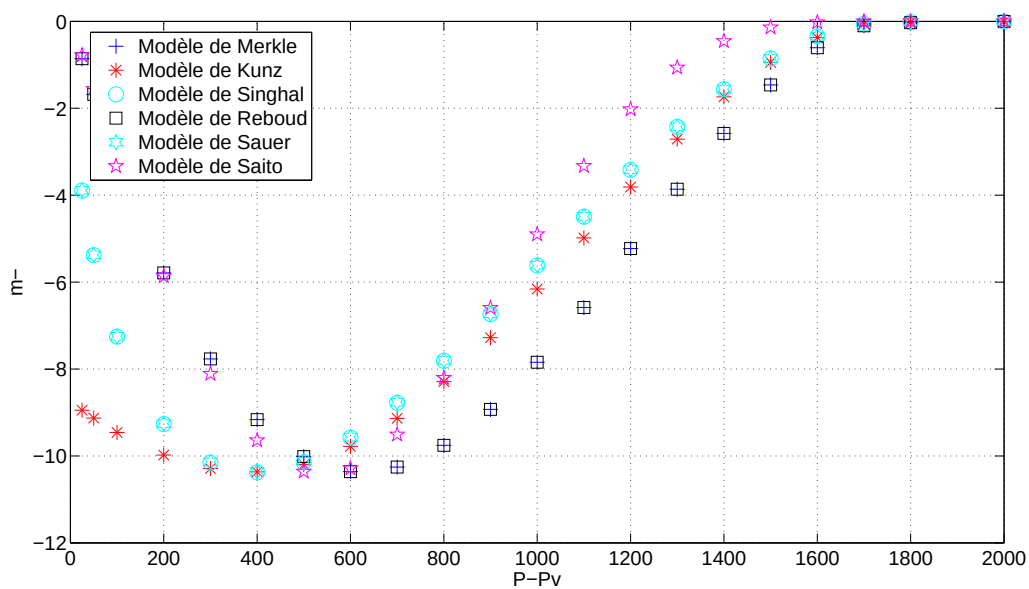


Figure 4.2 — Termes sources pour le processus condensation.

Auteurs	Terme source de vaporisation/condensation($\dot{m}^+/\dot{m}^-$)
Reboud et Stutz	$A = \text{Min}(\alpha_{min}, \alpha, 1 - \alpha) (-\sigma_{cav} - C_p) \frac{1}{\theta} \frac{\rho_v^2}{\rho_l} V$
Kunz et al.	$\dot{m}^+ = \frac{C_{prod} \rho_v \alpha_l \text{Min}(0, p - p_v)}{(\frac{1}{2} \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$ $\dot{m}^- = \frac{C_{dest} \rho_v \alpha_l^2 (1 - \alpha_l)}{t_\infty}$
Merkle et al.	$\dot{m}^+ = \frac{C_{prod} \rho_l \text{Min}(0, p - p_v) \alpha_l}{\rho_v (0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$ $\dot{m}^- = \frac{C_{dest} \text{Max}(0, p - p_v) (1 - \alpha_l)}{(0.5 \rho_l U_\infty^2) t_\infty}$
Visonneau et al.	$\dot{m}^+ = C_p \alpha_l \text{Min}(P - P_v, 0)$ $\dot{m}^- = C_d (1 - \alpha_l) \text{Max}(P - P_v, 0)$
Saito et al.	$\dot{m}^+ = C_e A \alpha (1 - \alpha) \left(\frac{\rho_L}{\rho_V} \right) \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi R T_S}}$ $\dot{m}^- = C_c A \alpha (1 - \alpha) \frac{P_V - P}{\sqrt{2\pi R T_S}}$
Singhal et al.	$\dot{m}^+ = C_{prod} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{p_v - p}{\rho_l} \right]^{1/2} (1 - f)$ $\dot{m}^- = C_{dest} \frac{U_\infty}{\gamma} \rho_l \rho_v \left[\frac{2}{3} \frac{p - p_v}{\rho_l} \right]^{1/2} f$

Tableau 4.1 — Aperçu de quelques modèles de cavitation existant dans la littérature

comportement numérique en accord avec les données expérimentales. Par conséquent, on trouve dans la littérature, plusieurs valeurs différentes de ces constantes pour un même modèle. Dans notre étude, nous avons choisi de d'ajuster ces constantes empiriques de manière à avoir la même valeur maximale pour les termes sources afin de rendre la comparaison plus facile. L'évolution des termes sources en fonction de $P - P_v$ est présentée dans les figures (4.1) et (4.2). De larges ressemblances entre les termes sources (de vaporisation ou de condensation) apparaissent ; en effet, les termes sources des différents modèles font intervenir les mêmes paramètres à savoir les pressions et les fractions volumiques avec des exposants différents d'un modèle à l'autre.

4.2 Etude de la dynamique de la poche de cavitation

4.2.1 Etude du comportement de la poche instable sur le foil NACA 66

La géométrie considérée dans cette section est le NACA66. Sa corde vaut 150 mm et l'angle d'attaque vaut 8° . La vitesse de référence est $V_{ref} = 5.33$ m/s.

Différentes configurations correspondant à différentes longueurs de poches ont été testées numériquement et expérimentalement. Des situations s'étendant d'une poche attachée stable à une poche instable avec détachement de nuages ont été obtenues en variant le nombre de cavitation. Différents modèles de cavitation ont été testés numériquement et les résultats obtenus sont comparés aux données expérimentales.

Des mesures de ont été effectué dans le tunnel de cavitation de l'IRENav pour une longueur de poche de 80% de la corde et un calcul basé sur la loi d'état barotrope de Delannoy est réalisé à $\sigma = 1.3$. Dans ce cas, l'équation de taux de vide n'est pas résolue et sera remplacée par une équation d'état qui relie la densité à la pression locale. Dans cette configuration, on obtient une poche attachée qui fait 80% de la corde. Les résultats obtenus dans cette configuration seront comparés à ceux obtenus expérimentalement.

Un comportement instable et non classique de la poche de cavitation est obtenu expérimentalement : une poche attachée est formée, cette poche se développe jusqu'à atteindre une longueur maximale (80% de la corde) puis se détache en formant un nuage de vapeur. Le détachement de la partie arrière de la cavité est dû à un jet rentrant qui se déplace vers l'amont du profil (Figure 4.3) . Le nuage de vapeur est convecté en aval et implose et une cavité résiduelle se développe instantanément et donne naissance à un lâcher de nuage plus petit que le premier

lâcher. Cette dynamique complexe est caractérisée par deux fréquences : $4.88Hz$ et $9.8Hz$ (Figure 4.5 et Figure 4.6). Cette dynamique est correctement prédite par la loi barotrope (Figure 4.4). La poche attachée atteint une longueur maximale de 80% de la corde et un comportement instable et analogue à celui obtenu expérimentalement est observé.

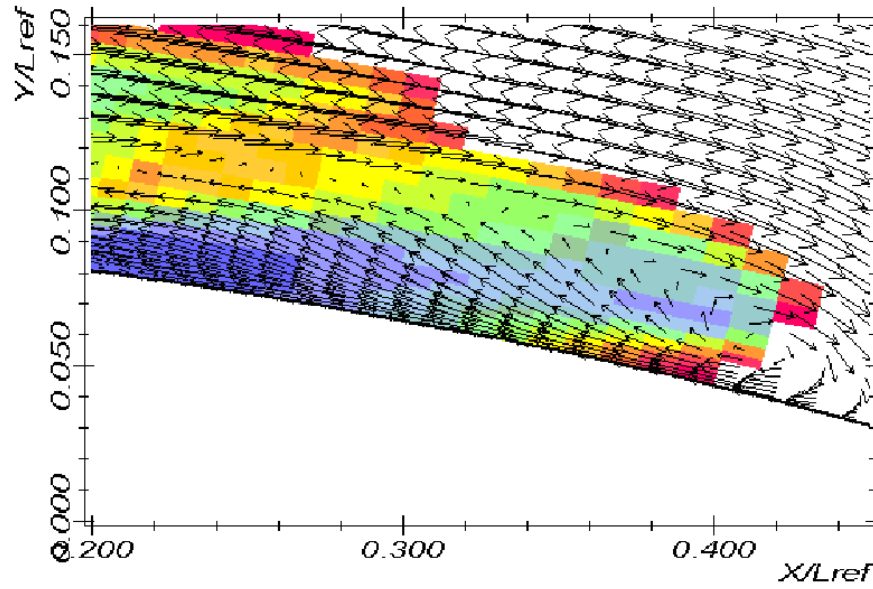


Figure 4.3 — Champ de vitesse durant le détachement de la poche de cavitation montrant la présence d'un jet rentrant (image (6)). Loi barotrope avec $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$.

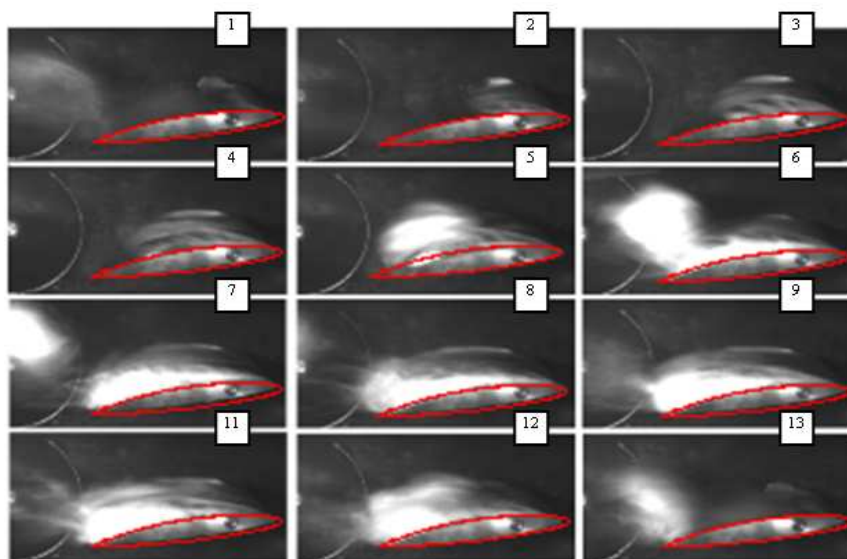
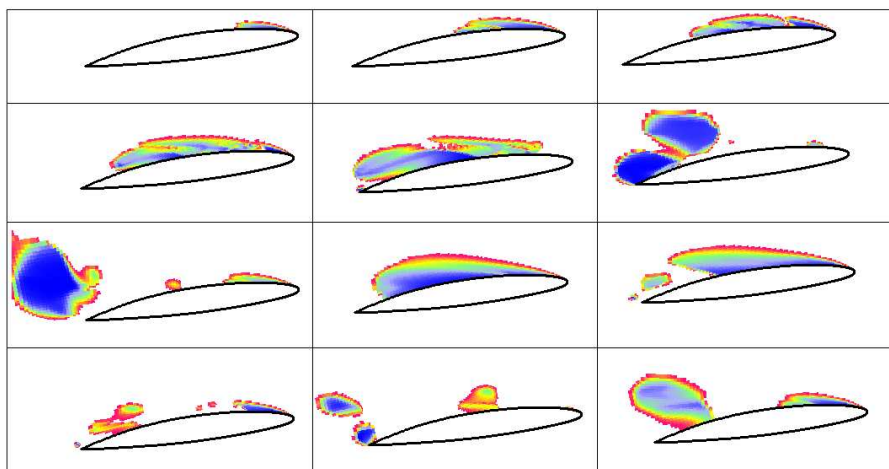


Figure 4.4 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle. Calcul avec la loi barotrope : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha=8^\circ$. expérimentation : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$.

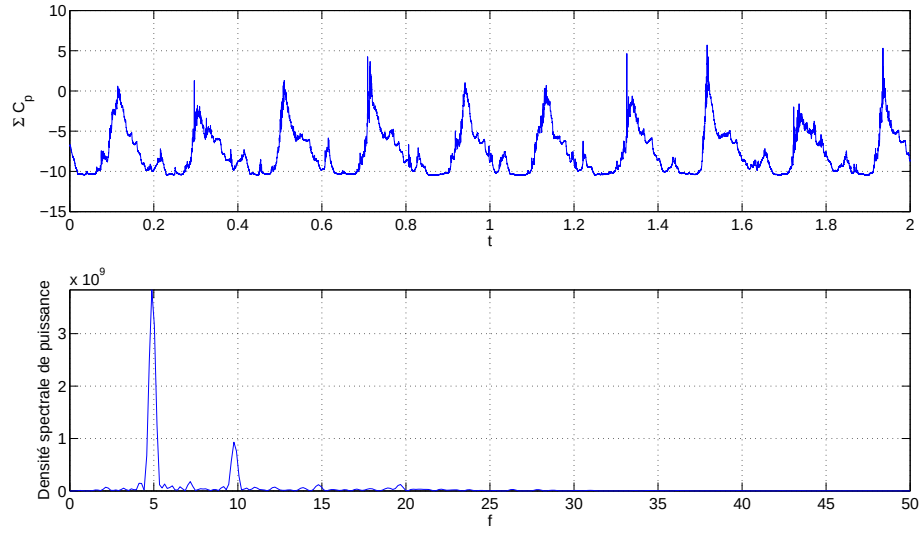


Figure 4.5 — Densité spectrale de puissance de la somme des coefficients de pressions des capteurs sur l'extrados .

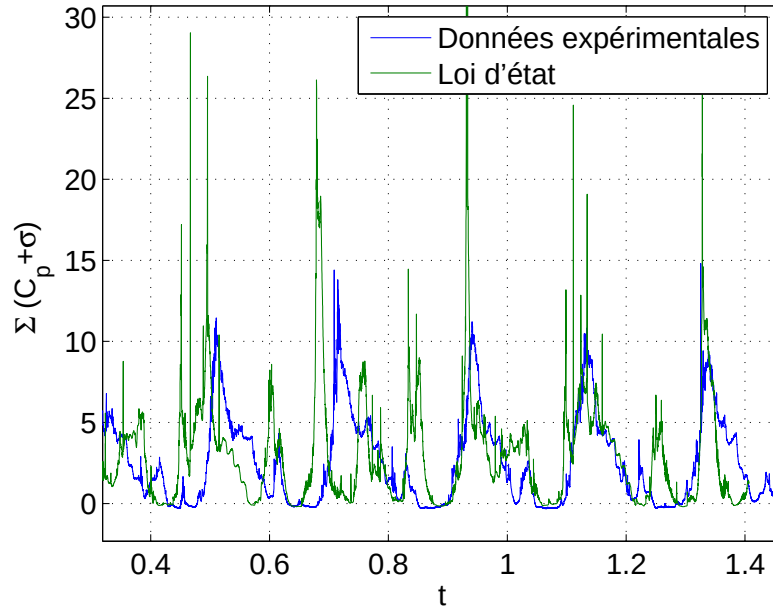


Figure 4.6 — Evolution temporelle de la somme des coefficients de pression sur l'extrados. Calcul avec la loi barotrope : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$. expérimentation : $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $\Delta t = 0.018s$, $Re = 800000$, $\alpha = 8^\circ$.

4.2.2 Etude de la Convergence des modèles de cavitation

Les constantes empiriques ont été ajustées de manière à avoir une même valeur maximale des termes sources des différents modèles de cavitation basés sur l'équation de transport de taux de vide. On dit qu'il y a convergence s'il y a convergence de chaque pas de temps au cours du processus itératif. Les résidus diminuent au cours des itérations et la convergence est obtenue lorsque les résidus atteignent des valeurs définies comme critères de convergences. Ces critères de convergences ont été fixés par les utilisateurs de "IZ" qui, par expérience, considèrent que les calculs convergent si on obtient un résidu de 10^{-4} pour ρ , 10^{-2} pour ϵ et 10^{-3} pour tous autres paramètres.

Les modèles de transport avec les termes sources de Kunz, Reboud et Singhal seront ensuite testés sur le foil NACA 66 pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$ et $V_{ref} = 5.33m/s$.

Pour les premiers pas de temps, il y a une bonne convergence des différentes variables pour les différents modèles de cavitation testés, mais lorsque la poche atteint une longueur importante, des instabilités numériques apparaissent et la convergence, selon les critères définis au départ, n'est plus assurée dans certaines zones du domaine ; particulièrement les taux de vide α et parfois les pressions. On s'est demandé si ces instabilités venaient du calcul de $\frac{d\rho}{dp}$ par dérivation des termes sources, nous avons donc remplacé cette boucle par la loi d'état barotrope, puis l'avons même enlevé et ne plus faire appel à cette boucle, mais les instabilités persistent. Différentes techniques ont été alors testées pour améliorer la convergence de ces calculs et un récapitulatif de ces tests est représenté par le tableau 4.2 :

- Réduire le terme de production de vapeur : on a pris des termes sources dix fois plus faibles que les termes originaux. Dans ce cas, les différentes variables convergent bien ; cependant, on obtient des taux de vide plus faibles que ceux obtenus avec une loi d'état et la poche attachée est de plus petite taille, elle fait environ 60% de la corde. La fréquence des oscillations des poches est de 14.5

ce qui donne un nombre de Strouhal $Str = 0.245$; cette valeur reste néanmoins proche de la valeur obtenue par la loi barotrope $Str = 0.23$.

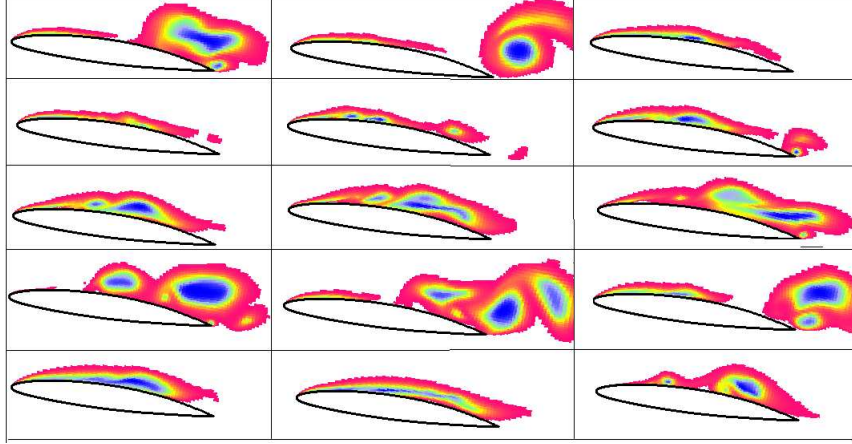


Figure 4.7 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenu avec le modèle de kunz avec un terme source dix fois plus petit que l'original. $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\Delta t = 0.014$ s, $Re = 800000$

- Réduire le terme de production de vapeur et faire baisser σ pour avoir la bonne longueur de poche et la bonne fréquence d'oscillation.

Pour $\sigma = 1$, les paramètres convergent. On obtient une poche de 80% de la corde et une fréquence d'oscillation de $11.8Hz$. Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues avec la loi d'état et les résultats expérimentaux. Cependant, les taux de vide obtenus sont plus faibles que ceux obtenus avec une loi d'état.

Il est donc clair que les termes sources ont une énorme influence sur la structure de la poche; la diminution de ces constantes entraîne une diminution des taux de vides dans la poche de cavitation.

- Prendre une rampe sur les constantes empiriques, on part de valeurs 20 fois plus petites que les valeurs initiales puis on fait augmenter ces valeurs au cours des itérations jusqu'à atteindre les valeurs désirées. Une rampe linéaire et une rampe

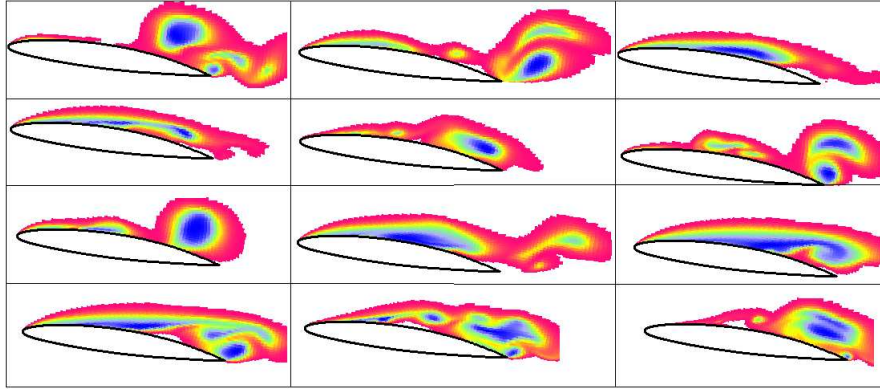


Figure 4.8 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenu avec le modèle de kunz avec un terme source dix fois plus petit que l'original. $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1$, $\Delta t = 0.014$ s, $Re = 800000$

sinusoïdale ont été testées. Cette technique n'a pas apporté une amélioration de la convergence des taux de vide.

- Prendre des sous relaxations variables : on part d'une valeur de 0.1 pour tous les coefficients de relaxation. Entre deux itérations successives, si le résidu augmente, on garde la valeur de 0.1 sinon on multiplie le coefficient de sous relaxation par 1.1 (ou 1.05 ou 1.01) de manière à accélérer la convergence.

- Modifier l'exposant n dans l'expression de la viscosité turbulente. Deux valeurs de n : $n = 7$ et $n = 15$ ont été testées ; on a remarqué que la valeur de n a aucune influence sur la convergence des calculs.

- Utiliser une rampe sur C_p qui part d'une valeur initiale $C_p = 10$ à la place de la valeur 5. On a observé que partir d'une valeur initiale plus grande n'améliorait pas la convergence.

- Diminuer le taux de vide minimal. Ce taux minimal est un seuil au dessous duquel on annule le terme de production. Pour les très faibles taux de vide et les forts taux de vide on impose une production nulle. Différentes valeurs du taux

minimal ont été testées : 10^{-2} , $2 * 10^{-2}$, $5 * 10^{-2}$, 10^{-3} , $5 * 10^{-3}$, 10^{-4} . La valeur 10^{-2} donne les résidus les plus bas. On gardera cette valeur pour la suite.

- Baisser la sous relaxation (urf2) qui agit sur les vitesses et les pressions une fois que les vitesses ont convergé, de manière à accélérer la convergence des taux de vide.

- Après un certain nombre d'itération, baisser la sous relaxation urfh qui agit sur les taux de vide. On a remarqué que faire baisser urfh améliore la convergence de la pression et des vitesses.

- Faire des sous itérations à l'intérieur de chaque itération ; ces sous itération concernent la résolution de l'équation de correction de pression. Ces sous itérations sont activées dès que les vitesses ont bien convergé. Ceci a permit une légère amélioration de la convergence sur quelques pas de temps.

- Baisser le coefficient de sous relaxation urfh aux points où la convergence n'est pas assurée. Ces points sont donnés par un résidu sur le taux de vide local très grand (on a considéré les points où le rapport du résidu local et du résidu global est de 1000 puis de 100).

- Baisser le coefficient de sous relaxation urf2 aux points où la convergence n'est pas assurée.

- Ajouter une sous relaxation de ρ aux points où la convergence n'est pas assurée.

- On a remarqué que les variations brusques des variables entraînent des oscillations de ces dernières ce qui rend difficiles leurs convergences. On a donc ajouté une rampe pour le terme de production afin d'éviter l'annulation brusque de ce terme lorsque le taux de vide devient inférieur au taux de vide minimal α_{min} ou

supérieur à $1 - \alpha_{min}$. Le terme source vérifie

$$A = 0 \quad \text{pour} \quad w < \alpha_{min} \quad (4.1)$$

$$A = A * rampe \quad \text{pour} \quad \alpha_{min} < \alpha < 2 * \alpha_{min}$$

Des rampes polynomiales ont été testées, ces rampes s'écrivent sous la forme $rampe = (\frac{\alpha}{\alpha_{min}} - 1)^n$ pour $\alpha < \alpha_{min}$ (Figure 4.9). Le nombre n qui donne les meilleurs résidus en taux de vide est $n = 0.3$.

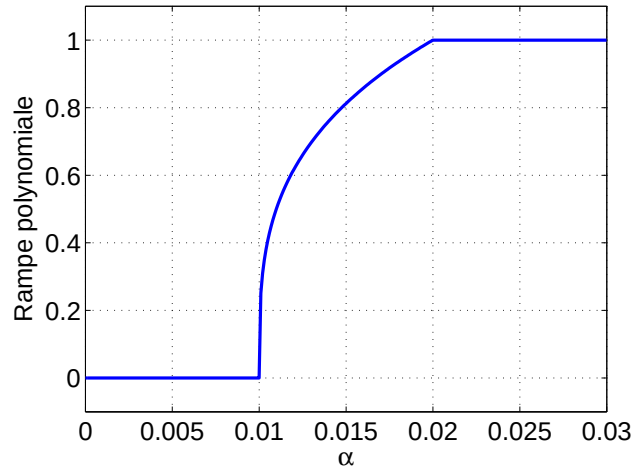


Figure 4.9 — Rampe polynomiale pour $n = 0.3$ et $\alpha_{min} = 0.01$

Des rampes sinusoïdales de la forme $(\sin(\pi \frac{(1 - \alpha)}{2\alpha_{min}}))^m$ ont été aussi testées (Figure 4.10). La meilleure convergence a été obtenue avec $m = 20$ mais il n'y a pas d'amélioration par rapport à la loi polynomiale testée avant.

Les calculs avec la loi barotrope ont systématiquement convergés. Les modèles de Reboud et de Kunz convergent aussi systématiquement sauf pour quelques pas de temps. Pour le modèle de Singhal, la convergence était difficile et on obtenait des résidus de 10^{-2} pour un grand nombre de pas de temps.

- Modèle de Singhal :

Le modèle de Singhal fait intervenir la racine carré de $(P - P_v)$ dans les termes

Techniques	Résultats
Réduire C_{prod}	Bonne convergence Taux de vide plus faible Poche plus petite
Réduire C_{prod} et baisser σ	Bonne convergence Poche de bonne taille Taux de vide plus faible
Rampe sur les constantes empiriques	Pas d'amélioration de la convergence des taux de vide.
Sous relaxations variables	Amélioration sur quelques points
Modification de la viscosité turbulente (exposant n)	Pas d'influence sur la convergence
Varier le taux de vide minimal au dessous duquel on annule le terme de production	La valeur 10^{-2} donne les résidus les plus bas
Varier les coefficients de sous relaxation	Amélioration de la convergence sur quelques points
Sous itérations à l'intérieur de chaque itération concernent (équation de correction de pression).	Amélioration de la convergence sur quelques pas de temps Temps de calcul beaucoup plus important
Rampes sur les termes de production pour éviter l'annulation brusque de ce terme lorsque le taux de vide devient inférieur au taux de vide minimal	La rampe polynomiale avec un exposant $n = 0.3$ donne la meilleure convergence.

Tableau 4.2 — Récapitulatif des tests de convergence

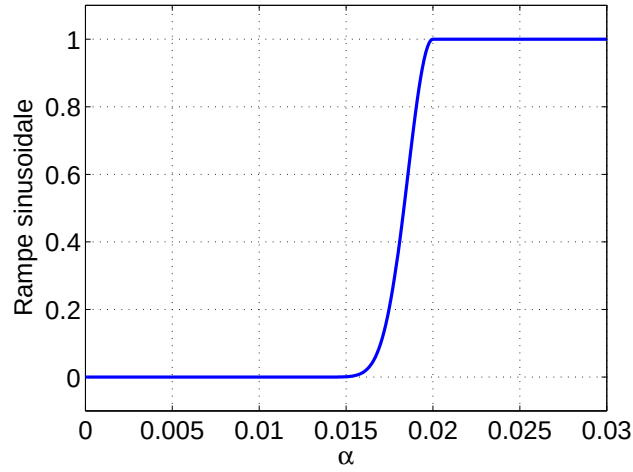


Figure 4.10 — Rampe polynomiale pour $m = 20$ et $\alpha_{min} = 0.01$

sources. Le calcul de $\frac{d\rho}{dp}$ par dérivation des termes sources sera donc fonction de $\frac{1}{(P - P_v)(1/2)}$. Ce terme tend vers l'infini lorsque $P - P_v$ tend vers 0 ce qui entraîne la divergence des calculs dans certaines zones. On a donc essayé d'autres expressions de $\frac{d\rho}{dp}$. Nous avons enlevé le terme $\frac{1}{(P - P_v)(1/2)}$ de $\frac{d\rho}{dp}$ mais aucune amélioration n'a été observé. Nous avons décidé d'utiliser le terme source de Reboud pour le calcul de $\frac{d\rho}{dp}$.

Des calculs ont été lancés avec les modèles de transport de taux de vide avec les termes sources de Kunz et de Reboud et de Singhal. Le coefficient de relaxation $urfh$ a été initialisé à 0.1 et $urf2$ à 0.2; après 120 itérations, $urfh$ est mis à 0.05 de manière à accélérer la convergence de la pression. Lorsque les résidus sur les vitesses atteignent $5 * 10^{-4}$ et le résidu sur la pression atteint $7 * 10^{-4}$, on baisse la valeur de $urf2$ à 0.05 de manière à accélérer la convergence des taux de vide α .

4.2.3 Temps de calcul

Les calculs ont été faits avec un ordinateur intel core 2 Quad (2.83 Hz et 4 G de Ram) et pour les différents calculs, la durée totale DT, le nombre d'itération Ni et la durée des routines principales sont calculés.

- Routine Pastps : c'est la routine principale du code, elle contient l'algorithme SIMPLE et fait appel à toutes les autres routines. On note DP la durée de calcul de Pastps.

- Routine Changew : permet le calcul du terme source des différents modèles de cavitation basés sur l'équation de transport de taux de vide. On note DCh la durée de calcul de Changew.

- Routine Drhowap : permet le calcul de $\frac{dp}{dp}$ par dérivation des termes sources. On note DD la durée de calcul de Drhowap.

- Routine calcw : permet le calcul des taux de vides. On note DC la durée de calcul de Calcw.

Ces données sont rassemblées dans le tableau 4.3 et sont calculées pour 10000 pas de temps :

Dans le calcul avec la loi d'état barotrope, l'équation de transport de taux de vide n'est pas résolue, il n'y a donc pas de passage par les routines changew, drhowap et calcw.

Le calcul par la loi d'état est le plus rapide avec une durée totale de 117200s, suivi par le modèle de Reboud avec 172636s puis de Kunz avec 291174s puis de Singhal avec 833993s . La durée totale dépend étroitement du nombre d'itérations à l'intérieur des pas de temps ; la loi d'état fait le moins d'itérations suivie du modèle de Reboud puis du modèle de Kunz puis du modèle de Singhal. Les modèles de transport nécessitent donc plus d'itérations pour converger et particulièrement le modèle de Singhal qui ne converge pas bien et a tendance à faire beaucoup d'itérations à l'intérieur de chaque pas de temps et le calcul dure plus

Modèle	Loi d'état	Modèle de Kunz	Modèle de Reboud	Modèle de Singhal
Ni	782698	1837061	1047112	4964545
Dt (s)	117200	291174	172636	833993.000
$\frac{Dt}{Ni}$	0.150	0.158	0.165	0.168
DP	115987.210	289666.560	171195.570	832205.330
$\frac{DP}{DT}(\%)$	98.965	99.482	99.166	99.786
DCh	0	1479.220	1324.690	8285.090
$\frac{DCh}{DT}(\%)$	0	0.508	0.767	0.993
DD	0	500.410	468.510	1890.280
$\frac{DD}{DT}(\%)$	0	0.172	0.271	0.227
DC	0	16844.990	9935.250	47003.020
$\frac{DC}{DT}(\%)$	0	0.0092	0.0095	0.0095

Tableau 4.3 — Temps de calcul des différents modèles

longtemps que les autres modèles. Il semble donc plus intéressant de comparer les durées unitaires (durée par pas de temps). Dans ce cas, on remarque que la loi barotrope donne la durée unitaire la plus petite 0.15s et ceci est prévisible vu qu'on ne résout pas l'équation de transport de taux de vide. Le modèle de Kunz vient en deuxième place avec 0.158s suivi du modèle de Reboud avec 0.165s puis de Singhal avec 0.168s. Les durées unitaires obtenues avec les 3 modèles restent néanmoins du même ordre ; les durées de calcul de l'équation de transport, du taux de vide et de $\frac{d\rho}{dp}$ ne représentent qu'un faible pourcentage de la durée totale de calcul qui est pratiquement égale à la durée de calcul de la routine principale Pastps.

4.2.4 Modèles de transport de taux de vide

Les modèles de transport de taux de vides avec les termes sources de Reboud, de Kunz et de Singhal ont été ensuite testés.

Les figures 4.11, 4.12, 4.13 et montre une large ressemblance entre les modèles testés : le comportement global de la poche attachée est similaire dans tous les cas : développement d'une cavité jusqu'à une longueur maximale (environ 80% de la corde) suivi par des lâchers de nuage et par la croissance instantanée d'une cavité résiduelle. Il semble que les modèles reproduisent bien le comportement complexe de la cavité.

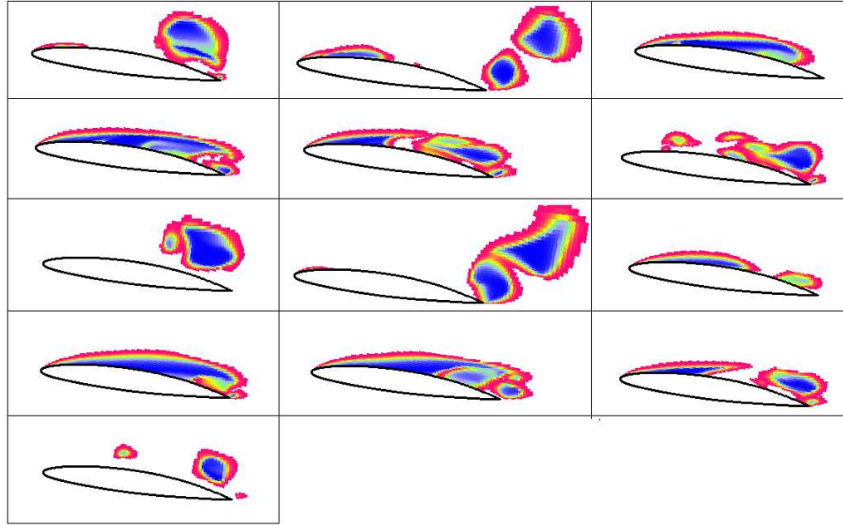


Figure 4.11 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

La longueur maximale de la poche attachée, la fréquence d'oscillation et le nombre de Strouhal sont indiqués pour chaque modèle. Le tableau 4.4 montre une large ressemblance entre les modèles testés : les fréquences d'oscillation des poches sont similaires, ce qui donne des nombres de Strouhal basés sur la longueur maximale de la poche compris entre 0.23 et 0.30. La loi d'état donne la fréquence

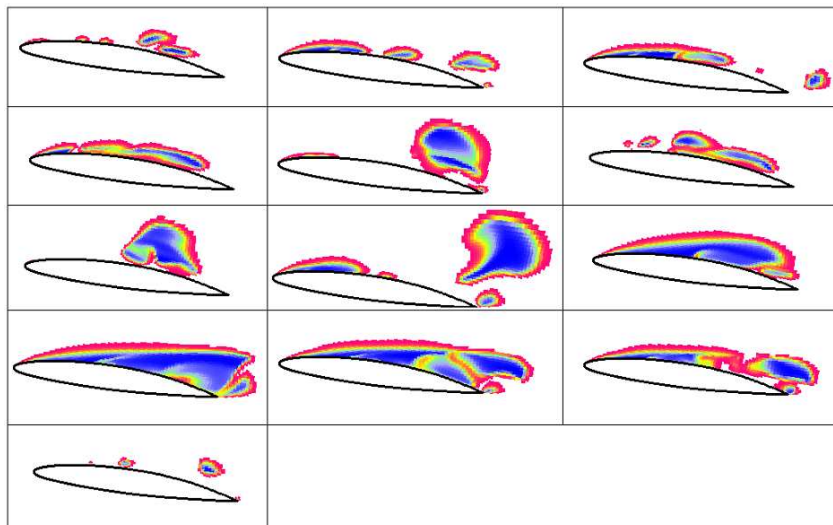


Figure 4.12 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

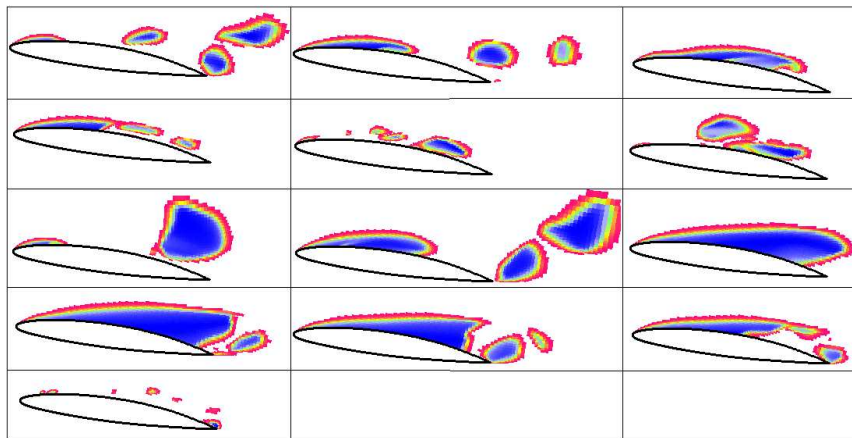


Figure 4.13 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Singhal ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

	L/c	f (Hz)	Str
Experience	0.8	9.8	0.22
Loi d'état	0.8	10.8	0.24
Modèle de Reboud et Stutz	0.8	13.6	0.3
Modèle de Kunz	0.8	11.8	0.26
Modèle de Singhal	0.8	11.79	0.26

Tableau 4.4 — Comparaisons des résultats expérimentaux et numériques obtenus avec différents modèle de cavitation($\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$).

la plus proche de celle obtenue expérimentalement alors que le modèle de Reboud donne la fréquence la plus éloignée de celle obtenue expérimentalement. Les fréquences d'oscillation des poches dépendent étroitement de la longueur de la poche attachée qu'il est souvent très difficile de déterminer avec précision. Ces résultats confirment les similitudes entre les trois modèles basés sur l'équation de transport de taux de vide. Ils suggèrent également que l'utilisation de la loi d'état barotrope à la place de l'équation de transport de taux de vide donne des prévisions très semblables du comportement de la poche.

Les évolutions temporelles de $\Sigma(C_p + \sigma)$ et des coefficients de portance et de traînée sont représentés dans les figures 4.14, 4.15 et 4.16 . Les allures des courbes sont assez proches et confirment de ce fait la ressemblance entre les modèles. Dans le profil expérimental de $\Sigma(C_p + \sigma)$, il y a alternance entre un pic important et un pic de faible amplitude. Dans ce cas, la fréquence de $5Hz$ est dominante. Les pics de pression numériques sont de même ordre.

Les valeurs moyennes des coefficients de portance, de traînée et de finesse sont rassemblées dans e tableau 4.5. Les grandeurs moyennes obtenus avec tous les modèles sont très proches ce qui confirme la ressemblance entre ces modèles. Les modèles de transport de taux de vide sont particulièrement semblables, la loi d'état donne un coefficient de portance légèrement supérieur ce qui donne une

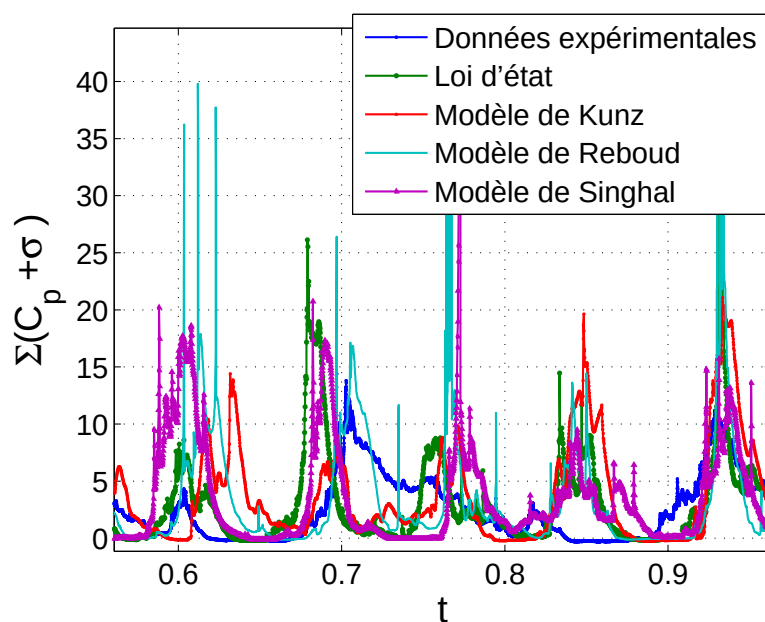


Figure 4.14 — Evolutions des coefficients de pressions numériques et expérimentaux

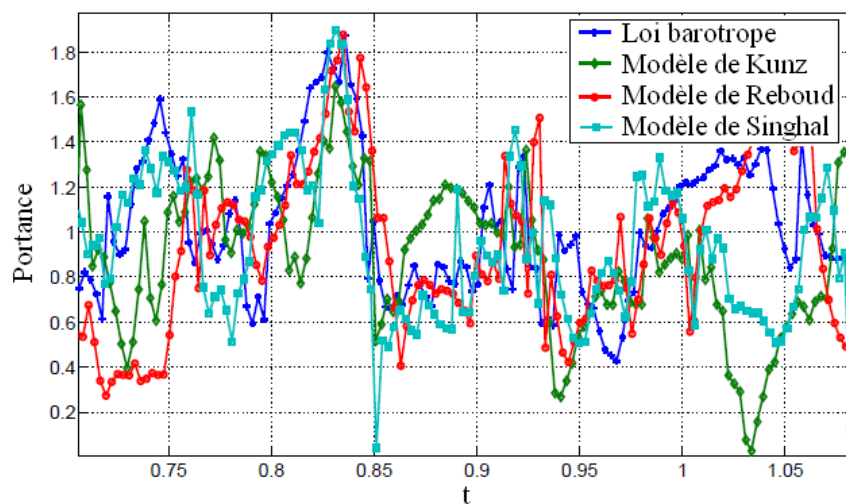


Figure 4.15 — Evolution temporelle des coefficients de portance obtenus avec les différents modèles ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

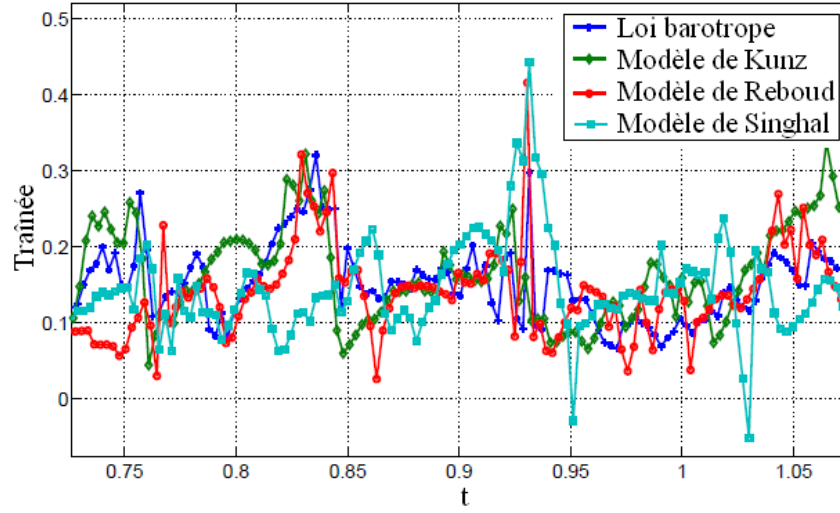


Figure 4.16 — Evolution temporelle des coefficients de traînée obtenus avec les différents modèles ; $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

	Portance	Traînée	Finesse
Loi barotrope	0,9973	0.1486	7.3264
Modèle de Kunz	0.9773	0.1515	6.7995
Modèle de Reboud	0.96	0.1468	6.9143
Modèle de Singhal	0.9608	0.1495	6.7831

Tableau 4.5 — Portances, traînées et finesse obtenus avec les différents modèles

finesse plus grande.

Les valeurs RMS des pressions obtenues avec les différents modèles de cavitation sont également proches (Figure 4.17). La loi d'état et le modèle de Kunz donnent des valeurs RMS assez proches. Le modèle de Reboud et celui de Singhal sont assez proches en terme de valeurs RMS. Cependant, les calculs ne tiennent pas compte des effets 3D et ont tendance à surestimer l'amplitude des fluctuations de pressions ce qui donne des valeurs RMS plus importantes que celles obtenues

expérimentalement.

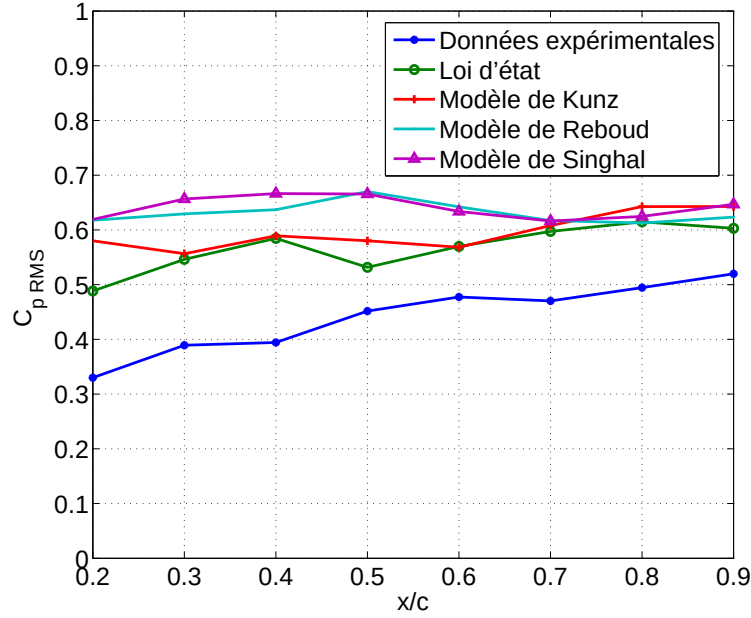


Figure 4.17 — Comparaison des valeurs RMS des pressions numériques et expérimentales

Nous avons aussi tracé les évolutions de la vitesse U et de la valeur RMS de U en fonction de Y sur une normale située à $x/c = 0.7$ (Figures 4.18 et 4.19). Les évolutions des vitesses U sont très proches et particulièrement celles obtenues avec les modèles de transport. Des différences apparaissent au niveau des vitesses négatives qui correspondent à un écoulement qui remonte le profil et représentent donc le jet rentrant. Le modèle de Reboud donne la vitesse de jet rentrant la plus élevée suivi du modèle de Kunz puis de Singhal et enfin de la loi barotrope. Des différences apparaissent aussi au niveau des évolutions des valeurs RMS des vitesses U : loin du foil, le modèle de Reboud donne les valeurs RMS les plus faibles, alors que les 3 autres modèles sont similaires. Proche du foil, la loi d'état donne les valeurs RMS les plus importantes .

Les évolutions temporelles des pressions numériques obtenus avec les différents

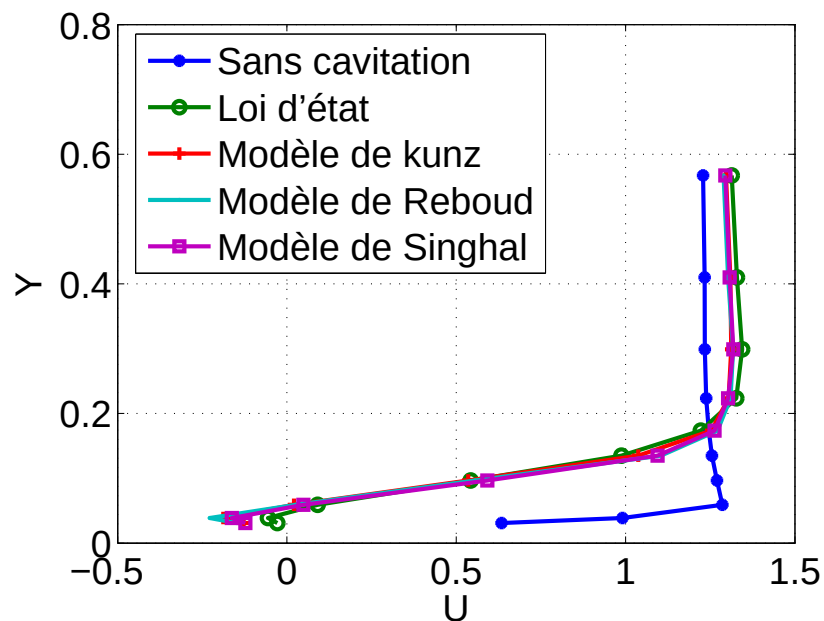


Figure 4.18 — Comparaison des vitesses numériques moyennes à $x/c = 0.7$

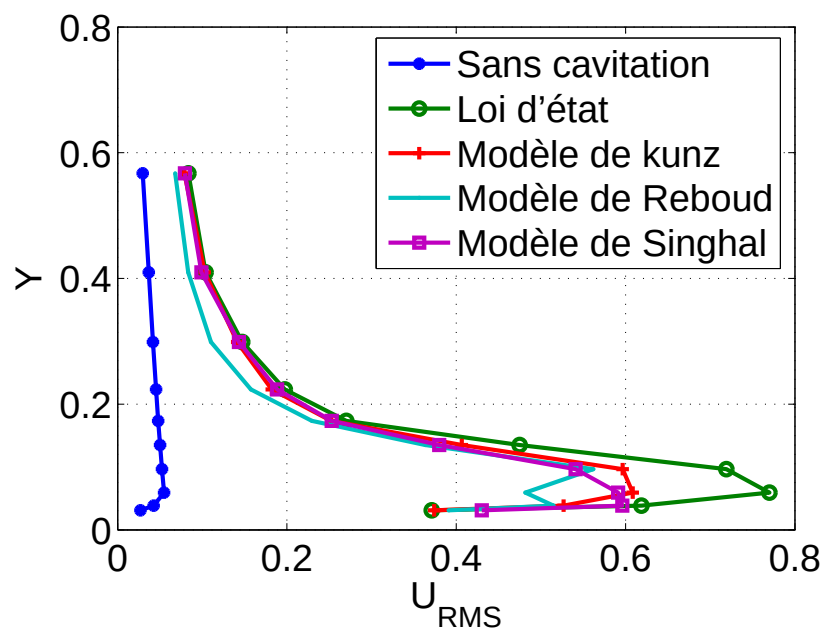


Figure 4.19 — Comparaison des valeurs RMS des vitesses numériques à $x/c = 0.7$

modèles et des pressions expérimentales obtenues par [Leroux et al., 2004] pour la même configuration ($\alpha = 8^\circ$, $L/c = 0.8$) et aux positions suivantes : $x/c = 0.1$, $x/c = 0.2$, $x/c = 0.3$, $x/c = 0.4$, $x/c = 0.5$, $x/c = 0.6$, $x/c = 0.7$, $x/c = 0.8$, $x/c = 0.9$ sont récapitulées dans les figures 4.20, 4.21, 4.22, 4.23, 4.24, 4.25, 4.26, 4.27, 4.28. Les évolutions numériques ont des allures assez proches et sont en accord avec les évolutions expérimentales, cependant, les amplitudes maximales des pressions diffèrent d'un modèle à un autre et d'une position à une autre.

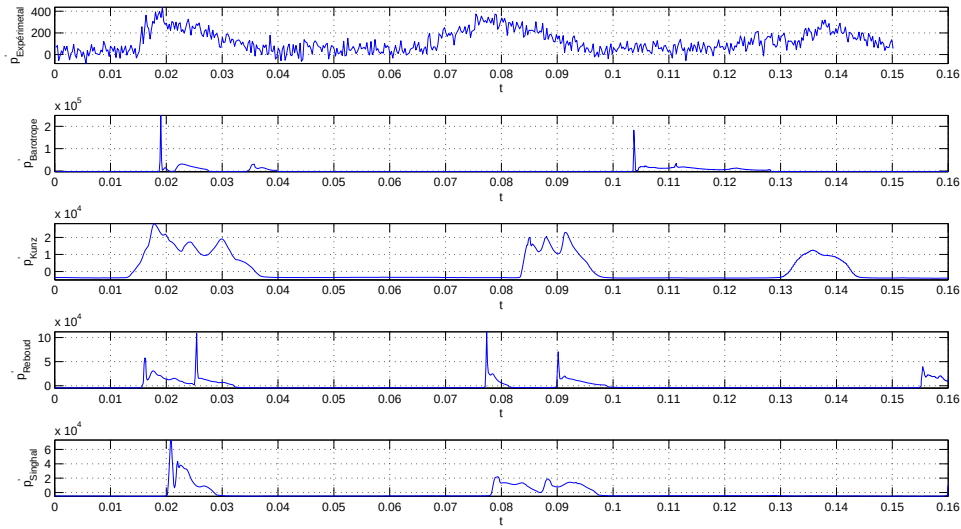


Figure 4.20 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales
à $x/c = 0.1$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

D'autres configurations correspondant à d'autres longueurs de poches ont été testées numériquement (en variant le nombre de cavitation σ). La longueur maximale de la poche attachée, la fréquence d'oscillation des poches et le nombre de Strouhal pour chaque configuration sont indiqués dans la figure 4.29. Les résultats sont assez similaires et en très bon accord avec les mesures expérimentales. Le nombre de Strouhal basé sur la longueur maximale de la poche attachée est systématiquement égal à la valeur classique de 0.3 (Figure 4.29). Ce résultat

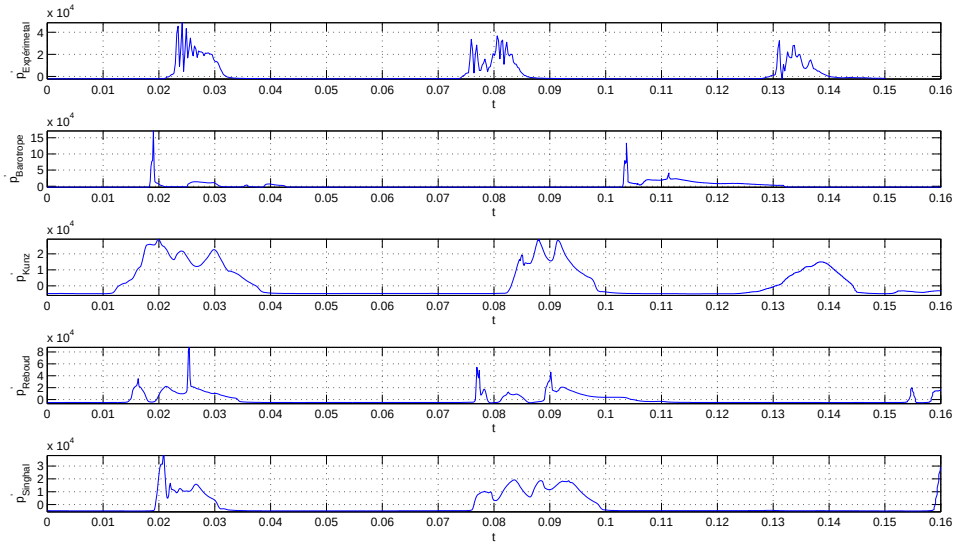


Figure 4.21 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales
à $x/c = 0.2$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

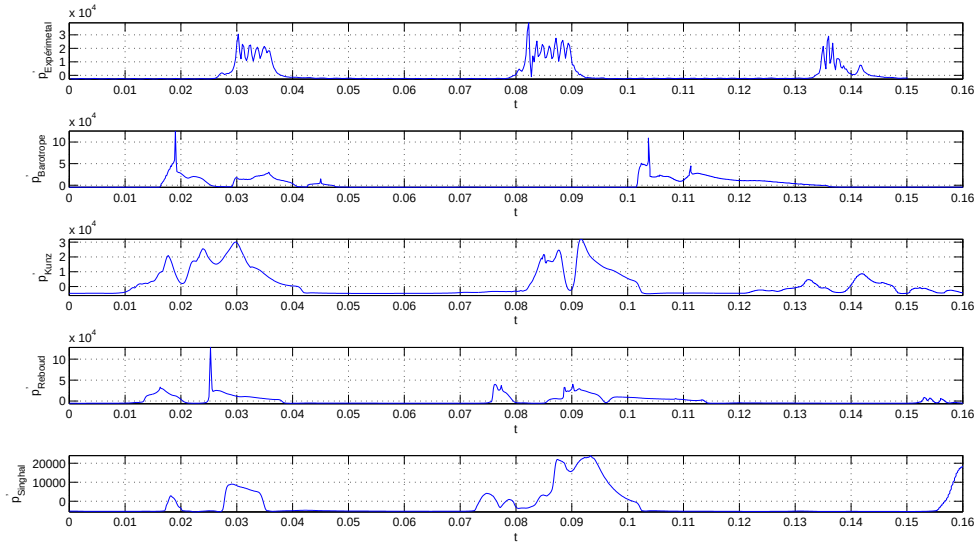


Figure 4.22 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales
à $x/c = 0.3$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

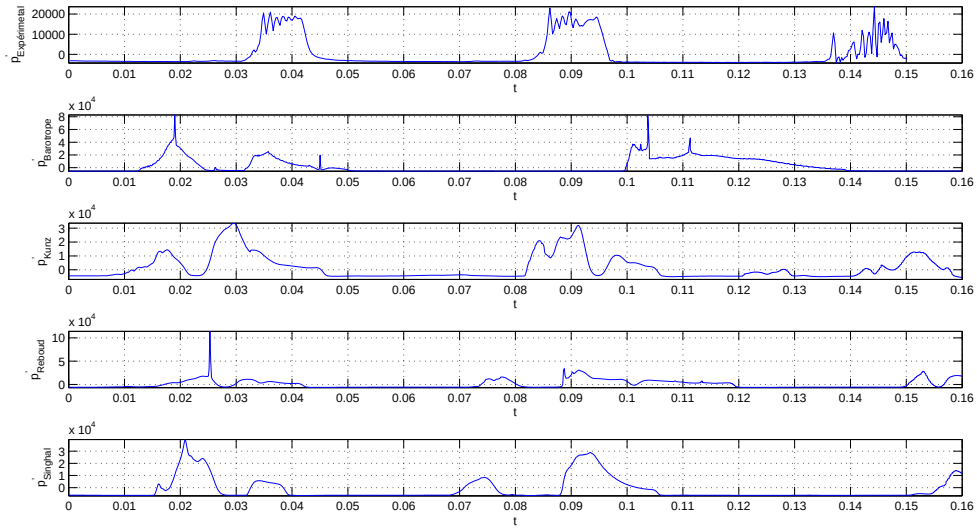


Figure 4.23 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales

à $x/c = 0.4$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

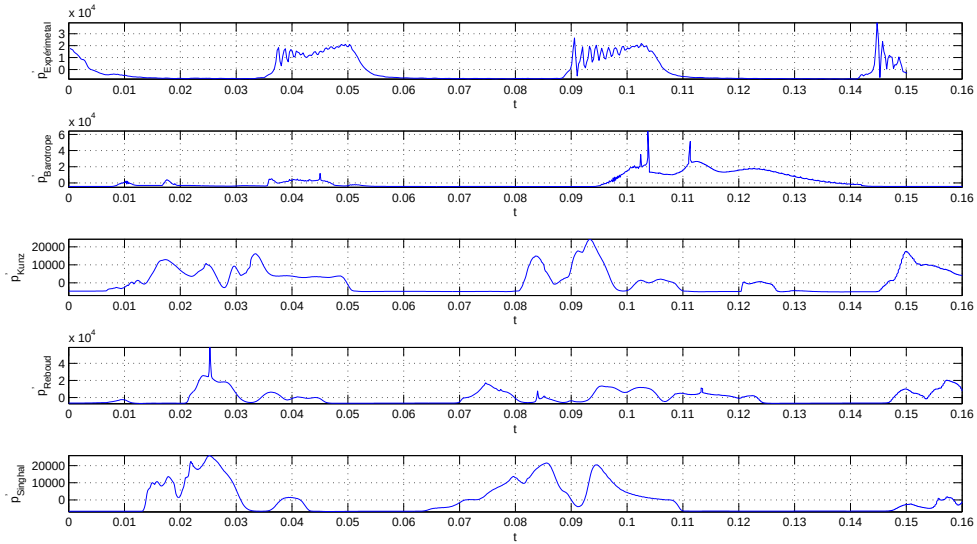


Figure 4.24 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales

à $x/c = 0.5$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

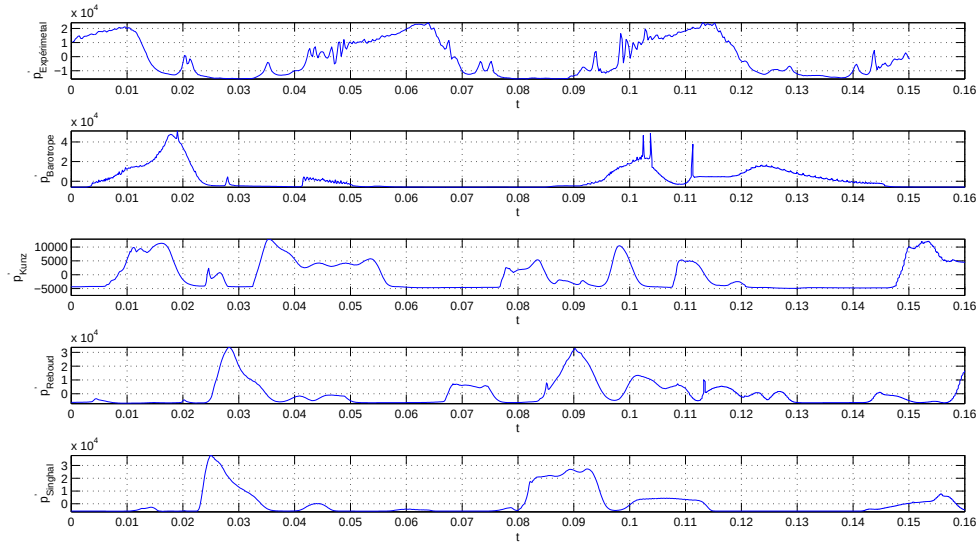


Figure 4.25 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales
à $x/c = 0.6$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

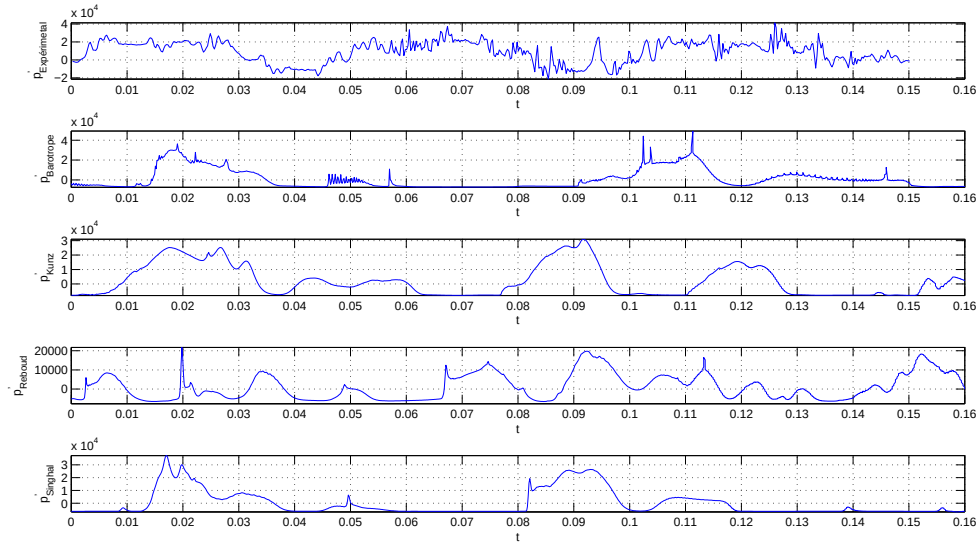


Figure 4.26 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales
à $x/c = 0.7$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

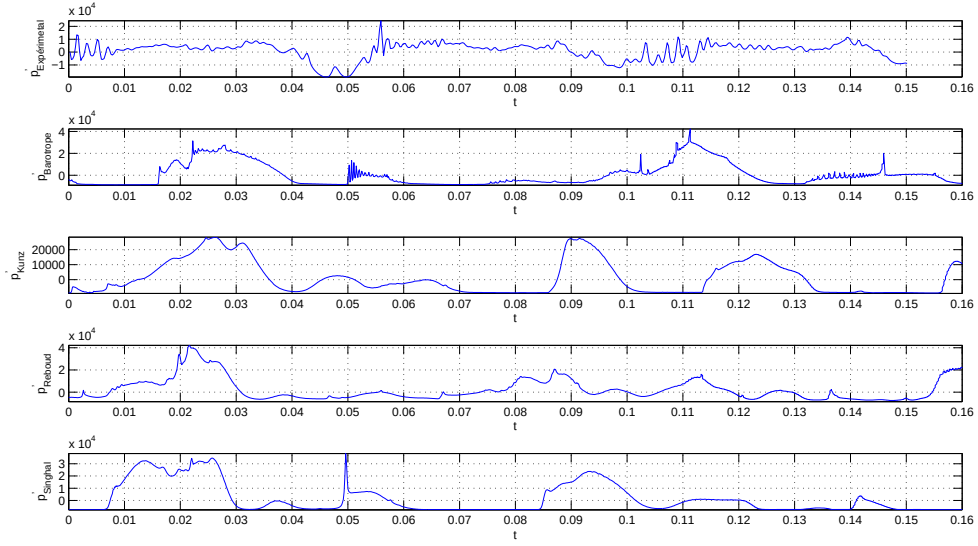


Figure 4.27 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales

à $x/c = 0.8$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

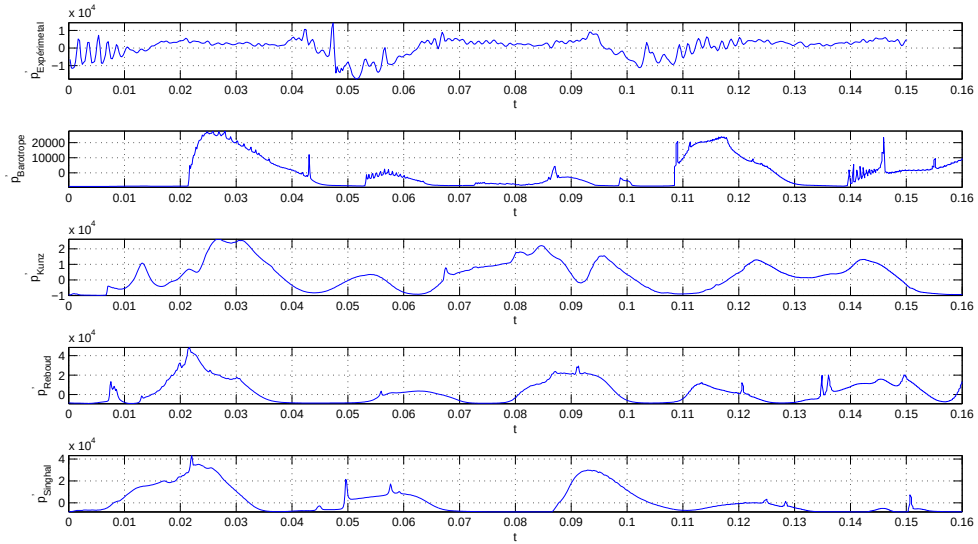


Figure 4.28 — Evolutions temporelles des pressions numériques et expérimentales

à $x/c = 0.9$, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 800000$

confirme la ressemblance entre les modèles.

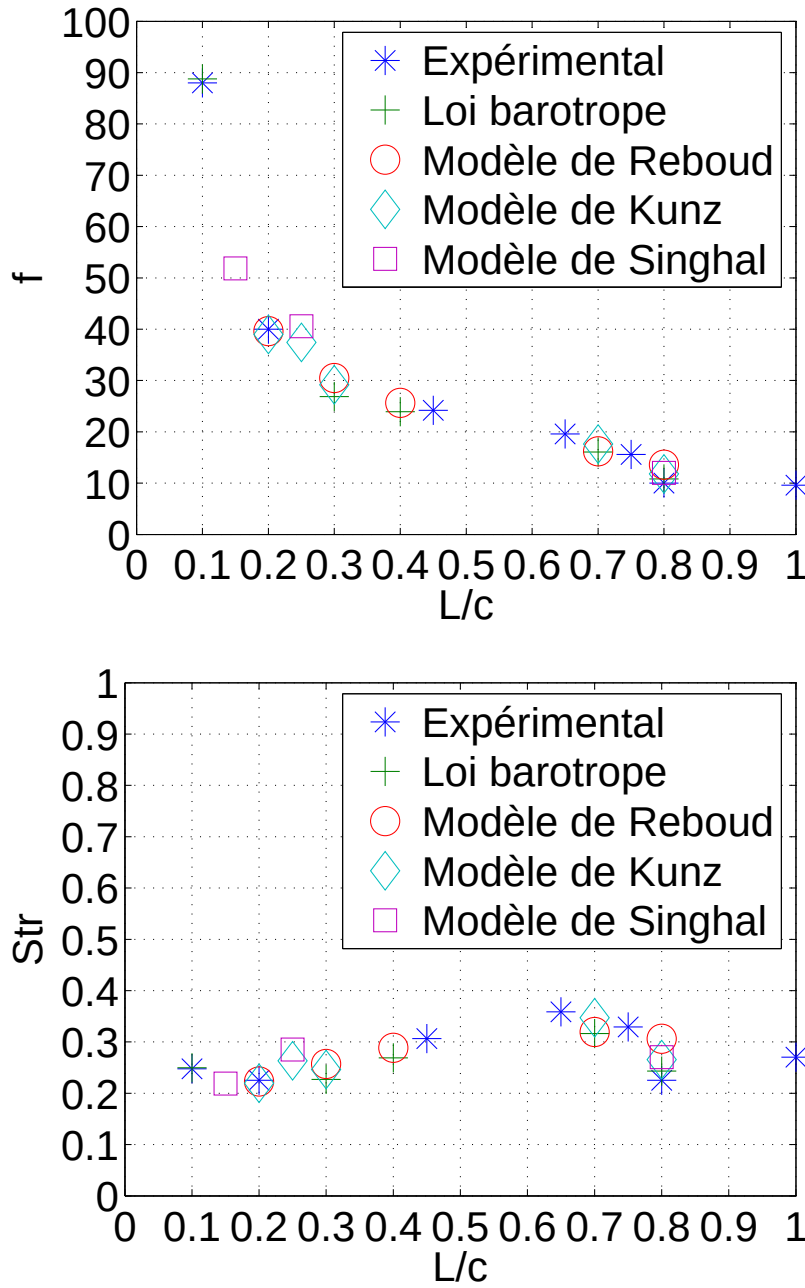


Figure 4.29 — Fréquences des oscillations des poches et nombres de strouhal fonctions de la longueur maximale de la poche, $Re=800000$, $\alpha=8^\circ$.

La figure 4.30 montre l'évolution temporelle de la poche de cavitation dans

le cas d'une poche de longueur égale à 30% de la corde. Les visualisations sont obtenues avec une caméra rapide à une fréquence de 2000 *images/s*. Des instabilités en fermeture de poche sont obtenues et des petits lâchers sont observés. La figure 4.31 montre le spectre du signal de pression au niveau du capteur C3. Elle montre un pic principal à $40Hz$, ce qui donne un nombre de Strouhal $Str = 0.33$.

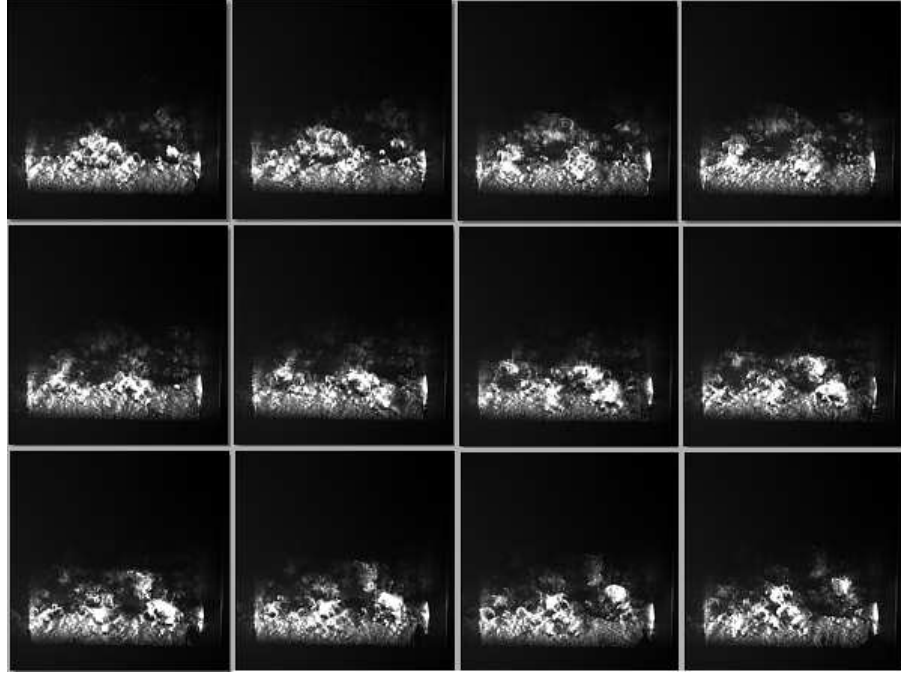


Figure 4.30 — Evolution expérimentale de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec une caméra rapide; $\alpha = 8^\circ$, $V_{ref} = 5.33m/s$, $\Delta t = 0.0025s$

La figure 4.32 montre l'évolution temporelle de la poche de cavitation dans le cas d'une poche de longueur égale à 60% de la corde. Un régime instable est observé. La poche grossit jusqu'à atteindre une longueur maximale de 60% de la corde puis se détache sous l'effet d'un jet rentrant qui remonte l'écoulement et une nouvelle poche se développe. La figure 4.33 montre le spectre du signal de pression au niveau du capteur C4. Elle montre un pic principal à $22Hz$ et des

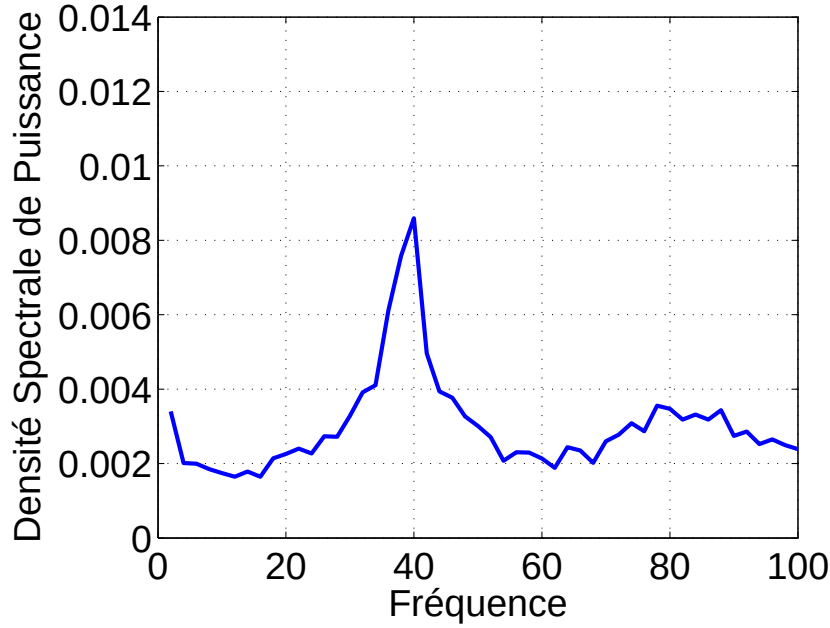


Figure 4.31 — Spectre du signal de pression au niveau du capteur C3, $V_{Ref} = 5.33\text{m/s}$, $\alpha=8^\circ$.

harmoniques, ce qui donne un nombre de Strouhal $Str = 0.37$.

D'autres mesures de pression pariétale ont été faites pour une vitesse d'écoulement $V_{Ref} = 8\text{m/s}$ et pour différentes longueurs de poches (10%, 30%, 40%). Pour chacune de ses configurations, nous observons un pic bien marqué et parfois des harmoniques montrant que les poches oscillent quelque soit leur taille. Pour les poches de petites tailles, l'oscillation se fait dans la zone de fermeture. Le nombre de Strouhal basé sur la longueur maximale de la poche attachée varie autour de 0.3 (Tableau 4.6), il s'agit du même strouhal obtenue numériquement (avec les différents modèles) et expérimentalement pour une vitesse de 5.33m/s .

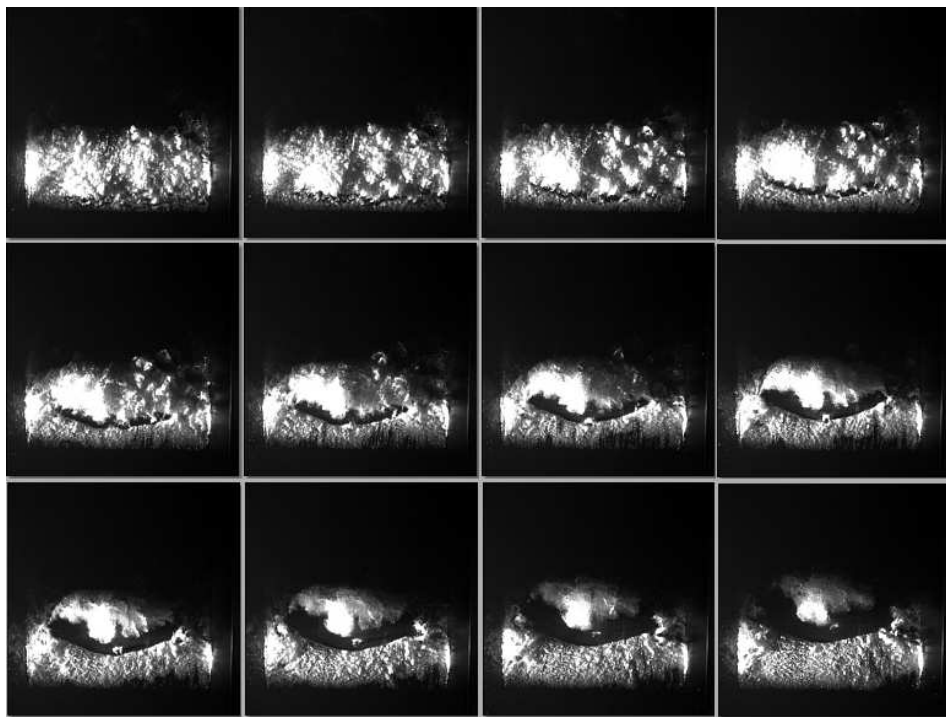


Figure 4.32 — Evolution expérimentale de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec une caméra rapide ; $\alpha = 8^\circ$, $V_{ref} = 5.33m/s$, $\Delta t = 0.0025s$

L	f	Str
0.1	157	0.294
0.3	60	0.337
0.35-0.4	48	0.31-0.36

Tableau 4.6 — Fréquences des oscillations des poches et nombres de strouhal fonctions de la longueur maximale de la poche, $V_{ref} = 8m/s$, $\alpha=8^\circ$.

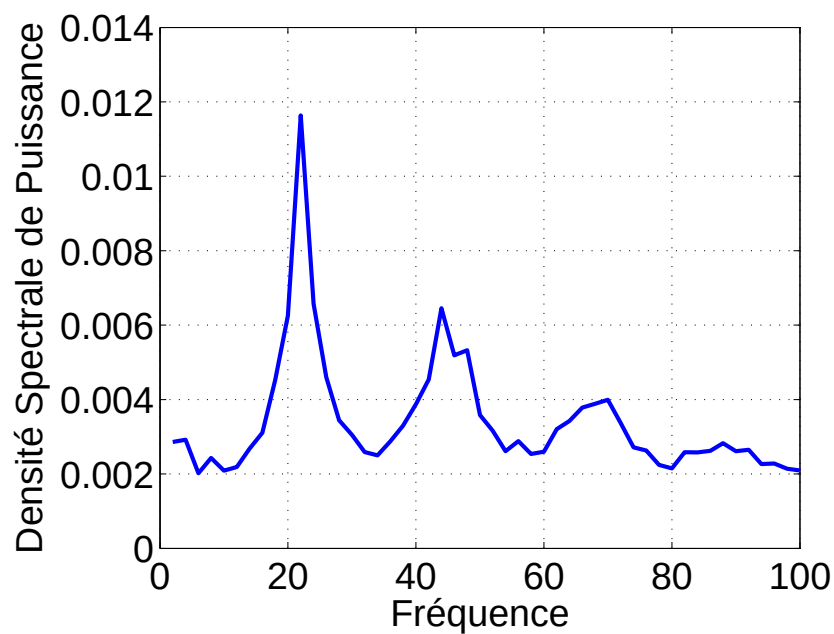


Figure 4.33 — Spectre du signal de pression au niveau du capteur C4, $V_{Ref} = 5; 33m/s$, $\alpha=8^\circ$.

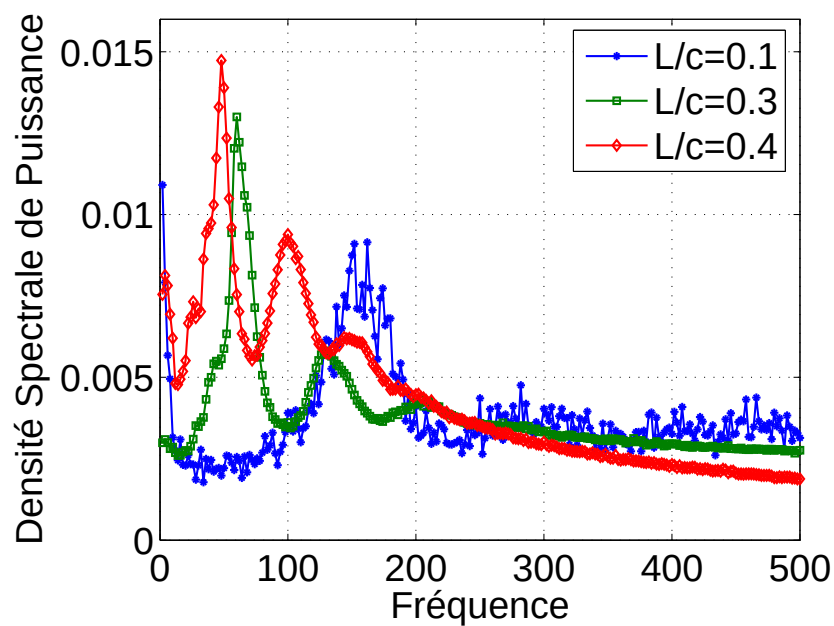


Figure 4.34 — Spectres des signaux de pressions, $V_{Ref} = 5; 33m/s$, $\alpha=8^\circ$.

Profils de pressions moyens

Afin de déterminer la distribution des pressions proches de la paroi, des mesures de vitesses ont été effectuées en 2000 par [Astolfi et al., 2000]. Comme l'écoulement à l'extérieur de la couche limite et près de la surface du foil peut être considéré comme un écoulement potentiel, l'équation de Bernoulli peut être employée pour déterminer le coefficient de pression de la vitesse locale. En supposant que le gradient de pression normal à travers la couche limite est proche de zéro, le coefficient local de pression sur la surface du foil peut être calculé par l'expression suivante :

$$C_p = 1 - \left(\frac{U_e}{U_\infty}\right)^2 \quad (4.2)$$

où U_e est la vitesse maximale sur le profil de vitesse le long d'une normale au foil. La valeur maximale U_e est supposée être à l'extérieur de la couche limite.

Les vitesses longitudinales et verticales (respectivement u et v) ont été mesurées à l'extrados du foil en utilisant un système LDA à 2 composantes de DANTEC [Astolfi et al., 2000].

Le système de positionnement mécanique a un pas de translation minimal de $16\mu m$. L'origine ($X = 0$, $Y = 0$) du système de positionnement est prise au niveau du bord d'attaque du foil à angle d'incidence nul. Les mesures ont été effectuées à une distance $Z = 45mm$ (direction dans le sens de l'envergure) de la paroi de la section d'essai et les rayons laser ont été alignés avec l'envergure du foil de manière à pouvoir s'approcher très près de la surface du foil. Les vitesses ont été tracées le long des lignes normales sur la surface du foil. Un exemple d'une ligne normale est donné dans la figure 4.35(a) Les points suivant une ligne normale ont été choisis avec une progression logarithmique comme montré sur la figure 4.35(b) pour obtenir une résolution précise du champ de vitesse près de la surface du foil.

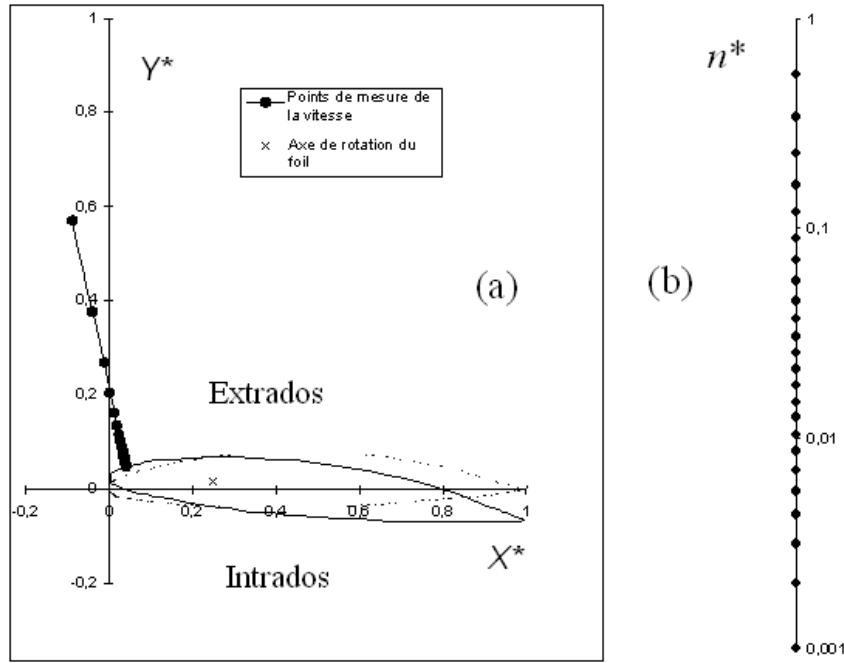


Figure 4.35 — Position des points de mesure des vitesses

Les mesures ont été faites avec le profil NACA66 incliné à 6° à une vitesse d'écoulement $U_\infty = 8 \text{ m.s}^{-1}$ et à un nombre de Reynolds $Re = 800000$. Le nombre de cavitation est fixé à $\sigma = 1.3$. Dans cette configuration, on obtient une poche attachée de longueur $L/c = 0.3$.

Des calculs ont été ensuite effectués avec les différents modèles de cavitation dans la même configuration. Pour chaque modèle, le nombre de cavitation a été ajusté de manière à avoir une longueur de poche de 30% de la corde. La figure 4.36 représente les évolutions de $(C_p + \sigma)$ en fonction de $\frac{x}{c}$ obtenues expérimentalement et numériquement avec les différents modèles testés. Les profils obtenus numériquement sont assez proches et en accord avec le profil expérimental et particulièrement dans la zone de fermeture de la poche. Les écarts viennent du fait que les pressions expérimentales sont obtenues à partir des profils de vitesses

et ne sont pas pris à la paroi du foil. Un pic de pression numérique apparaît au niveau du bord d'attaque. En expérimental, ce pic est décalé et correspond à un retard de début de cavitation qui peut être du à l'état de surface.

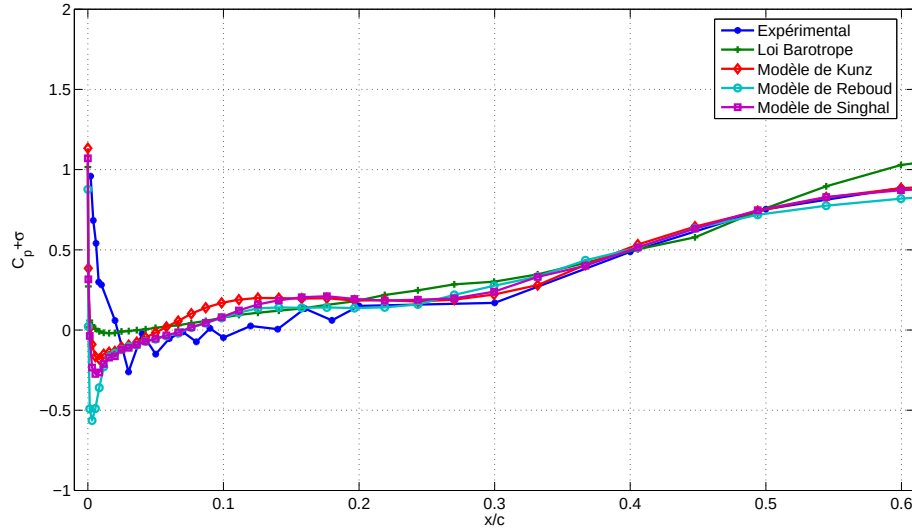


Figure 4.36 — Evolution de $(C_{Pmoyen} + \sigma)$ en fonction de $\frac{x}{c}$ obtenu expérimentalement et numériquement, $\alpha = 6^\circ$, $U_\infty = 8m.s^{-1}$, $Re = 800000$

L'accord obtenu entre toutes les données actuelles confirme les similitudes observées précédemment dans l'expression des termes sources de vaporisation et de condensation.

Cependant, quelques légères différences entre les modèles suggèrent que certains paramètres des termes sources comme les constantes empiriques et les exposants de $P - P_v$ ou α , peuvent avoir une certaine influence significative sur la structure d'écoulement. L'objectif du prochain paragraphe est d'étudier cette influence afin d'évaluer l'influence de chaque variable.

Influences des paramètres des termes sources

Quatre paramètres sont considérés : les constantes empiriques C_{prod} , C_{dest} et les exposants de $P - P_v$ et de α_l .

Influence des constantes empiriques C_{prod} et C_{dest} :

Deux calculs autour de la section du foil NACA 66 ont été faits avec le modèle de Kunz et différents valeurs de C_{prod} et C_{dest} ont été appliquées dans les termes sources. Les résultats sont présentés sur les figures (4.7) et (4.8).

La diminution de la valeur de C_{prod} entraîne une vaporisation plus faible et particulièrement dans la position 1 où le taux de vide maximal diminue. Ceci montre que la vaporisation agit particulièrement au niveau du bord d'attaque. La diminution de C_{dest} n'a pas d'influence sur le profil de taux de vide à cette position. Dans la position 2, la diminution des constantes entraînent une légère diminution du taux de vide maximal. Dans la position 3, la diminution de C_{dest} entraîne une importante augmentation du taux de vide maximal et un épaississement de la poche, ceci montre que la condensation agit particulièrement au niveau de la zone de fermeture de la poche attachée et les taux de vapeur augmentent dans cette zone.

La diminution de la valeur de C_{prod} entraîne une vaporisation plus faible. En conséquence, l'inertie de la cavité diminue et la fréquence d'oscillation f augmente. La diminution de C_{dest} entraîne une condensation de vapeur plus faible, l'inertie de la cavité augmente et la fréquence d'oscillation diminue.

Influence des exposants de $P - P_v$:

Un calcul autour de la section du foil NACA 66 a été fait avec le modèle de Kunz et un exposant différent pour $P - P_v$ dans l'expression du terme source de vaporisation : l'exposant est pris égal à 1.1. Les figures 4.9 et 4.37 montrent que l'augmentation de ce paramètre a pour conséquence une plus grande poche. En effet, les profils de taux de vide aux positions $X/c = 0.5$ et 0.8 montrent que la

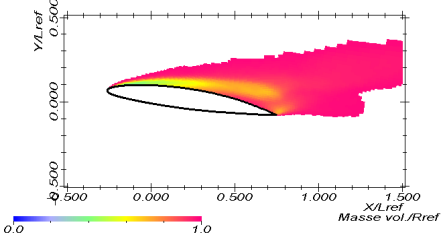
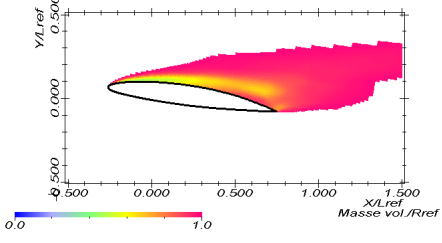
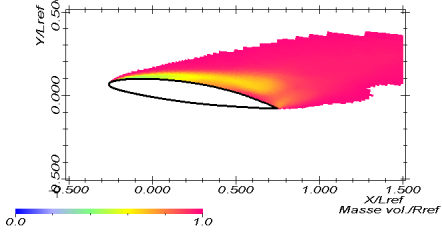
Configuration	f	Poche moyenne
Constantes initiales	11.8	
$0.5 * C_{prod}$	12.47	
$0.5 * C_{dest}$	11.6	

Tableau 4.7 — Influence des constantes empiriques sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA

66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.

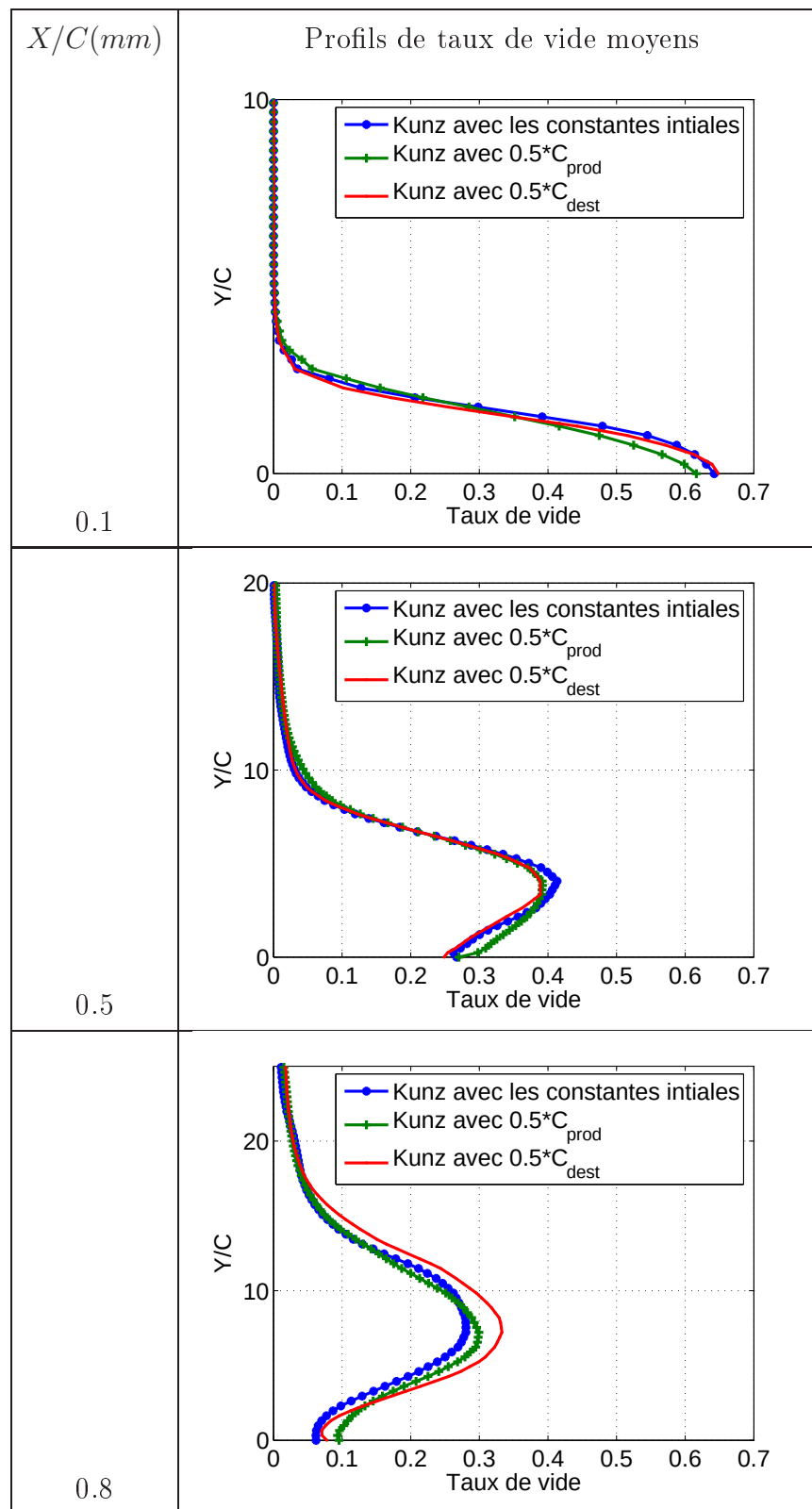


Tableau 4.8 — Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.

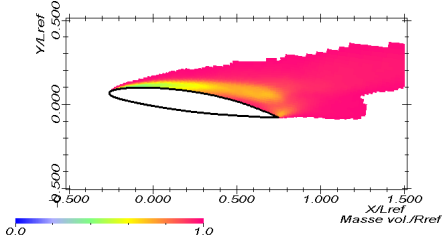
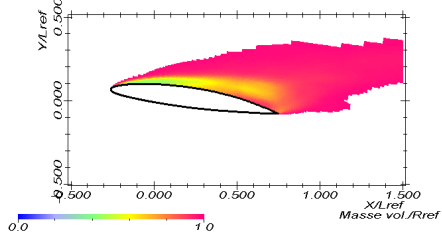
Configuration	f	Poche moyenne
Kunz initial	11.8	
$(P - P_v)^{1.1}$	11.2	

Tableau 4.9 — Influence de l'exposant de $P - P_v$ sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA

$$66, \alpha = 8^\circ, Re = 8000000, L/c = 0.8.$$

cavité est plus épaisse et les taux de vide sont plus importants.

Influence de l'exposant de α_l :

Des calculs autour de la section du foil NACA 66 sont faits avec le modèle de Kunz avec deux valeurs différentes de l'exposant de α_l dans l'expression du terme source de vaporisation. Les facteurs empiriques ont été ajustés comme dans les sections précédentes.

Les profils de fraction de vide aux 3 positions montrent que le taux de vide maximal a diminué pour $x/c=0.1$ et $x/c=0.5$, alors qu'il a augmenté pour $x/c=0.3$, et l'épaisseur de la poche n'a quasiment pas changé. Ceci suggère que le début de vaporisation dû à l'inertie du liquide, qui se produit au bord d'attaque du foil, est légèrement réduit (voir la référence $X/c = 0.1$), tandis que l'expansion de la poche de vapeur est augmentée lorsque l'exposant de α_l est élevé. La fréquence

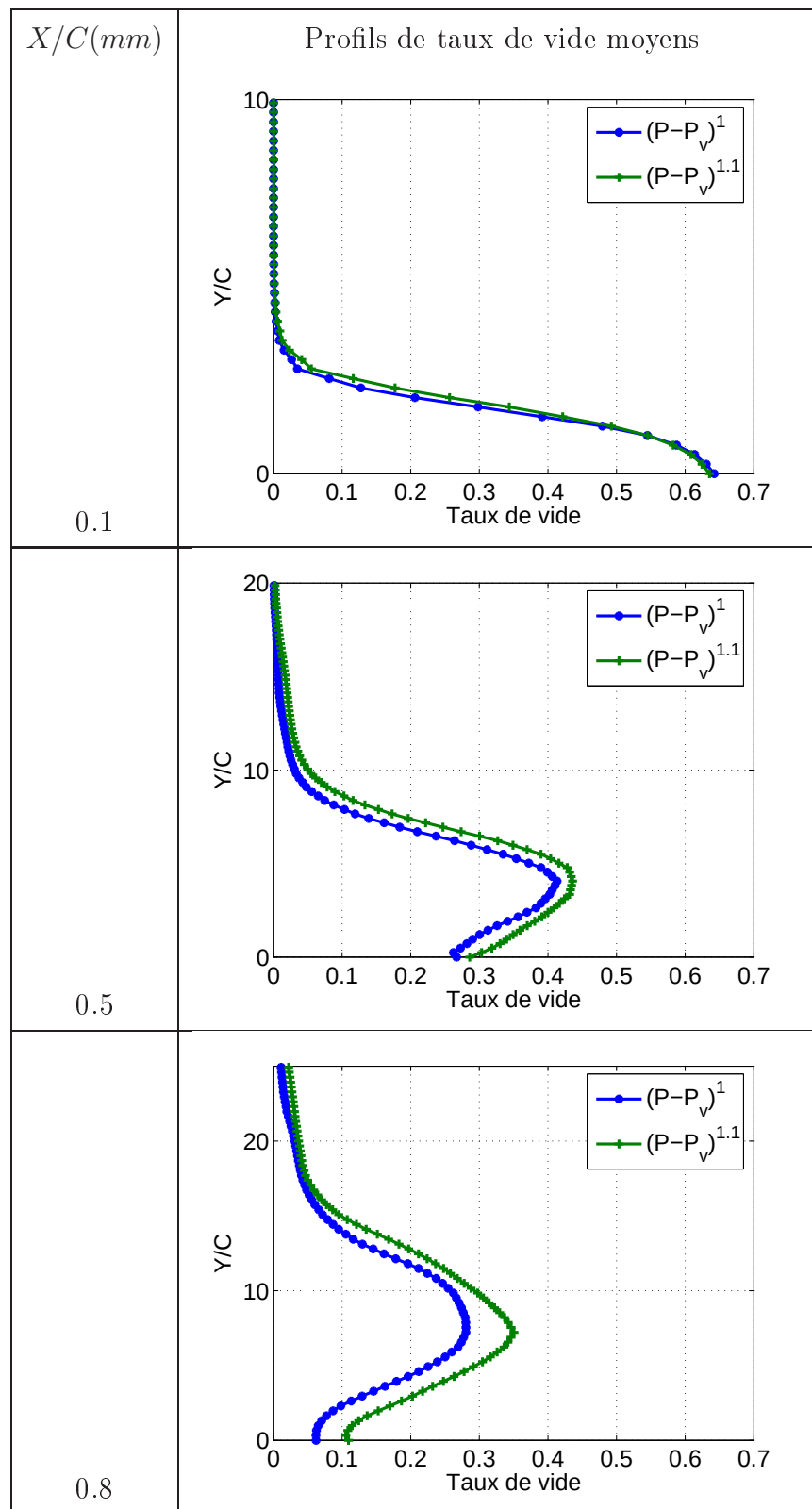


Figure 4.37 — Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.

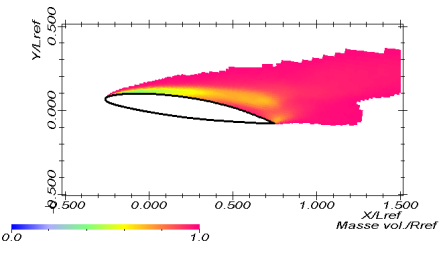
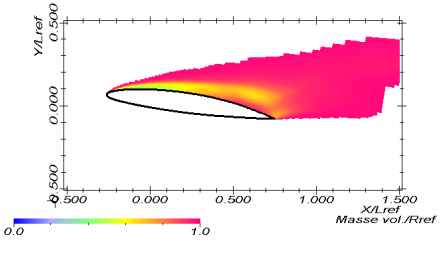
Configuration	f	Poche moyenne
Kunz initial	11.8	
$(\alpha_l)^{1.1}$	11.93	foil_EN_incl_8° 

Tableau 4.10 — Influence de l'exposant de α_l sur la fréquence d'oscillation et sur la forme de la poche moyenne obtenus avec le modèle de Kunz sur le foil NACA 66, $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.

d'oscillation des poches a légèrement augmenté.

Nous avons ainsi montré que faire varier certains paramètres entraîne une modification du comportement de la poche de cavitation et de ces caractéristiques (fréquence d'oscillations, fractions volumiques de vapeur...). On pourra ainsi ajuster ces paramètres de manière s'approcher le mieux du comportement expérimental.

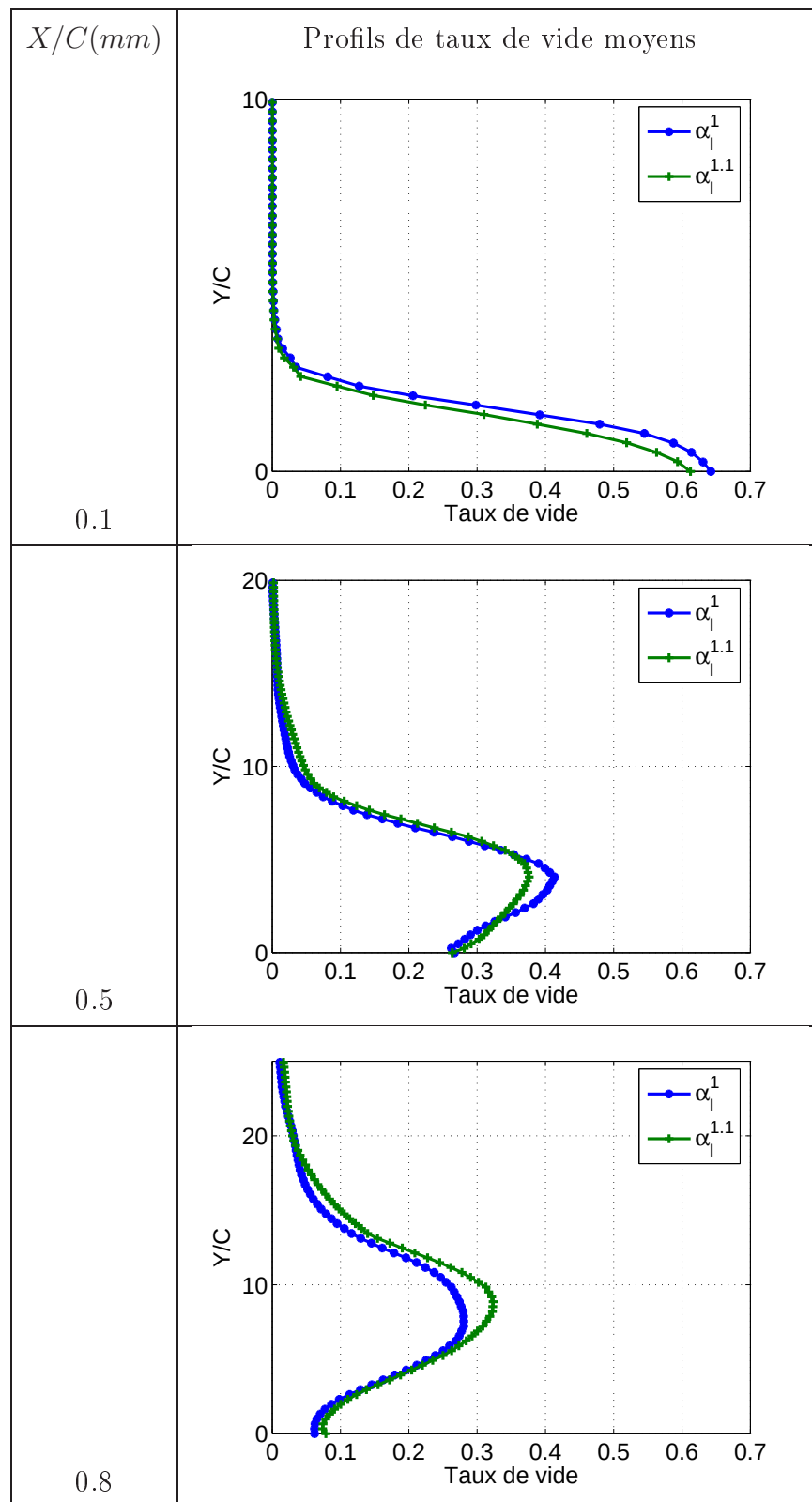


Figure 4.38 — Profils de taux de vide numériques $\alpha = 8^\circ$, $Re = 8000000$, $L/c = 0.8$.

4.2.5 Distributions des profils de taux de vide moyens sur le foil convexe

La deuxième géométrie utilisée est celle d'un foil convexe caractérisé par un extrados plat. Sa corde est de 150mm et l'angle d'attaque considéré est 4° . La vitesse de référence est $V_{ref} = 6\text{m/s}$. Des calculs de l'écoulement cavitant sur le foil sont faits pour deux nombres de cavitations : $\sigma = 0.8$ et $\sigma = 1$, respectivement. Différents modèles ont été testés sur le foil convexe. Dans les 2 configurations, un comportement instable et périodique de la cavité est obtenu avec tous les modèles testés. A $\sigma = 1$, une poche attachée se développe sur l'extrados jusqu'à atteindre une longueur maximale de 50% de la corde, puis se détache en formant un nuage de vapeur. Ce détachement donne naissance à une poche attachée sur l'intrados. Cette deuxième poche se rétrécit pendant le développement de la poche suivante sur l'extrados (Figure 4.39, Figure 4.40, Figure 4.41).

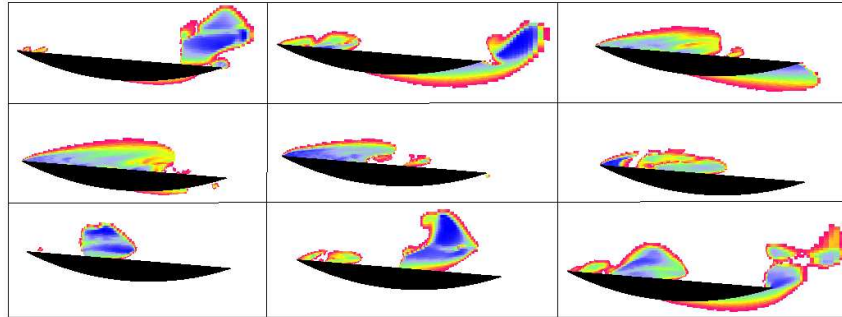


Figure 4.39 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec la loi d'état ; $\alpha = 4^\circ$, $\sigma = 1$, $\text{Re} = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

A $\sigma = 0.8$, le même type de comportement est observé ; une poche attachée se développe sur l'extrados jusqu'à atteindre une longueur maximale de 90% de la corde, puis se détache en formant un nuage de vapeur. Ce détachement est accompagné de la formation d'une poche sur l'intrados pendant. Cette dernière

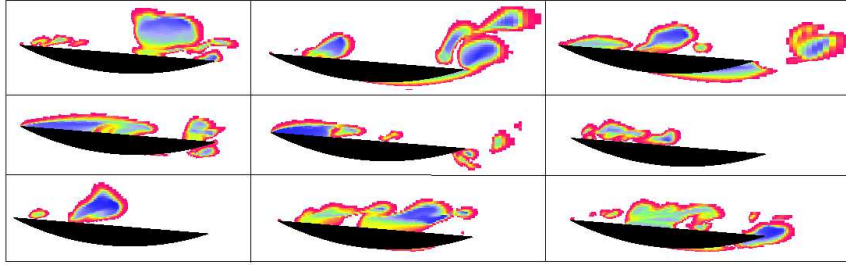


Figure 4.40 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $\text{Re} = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

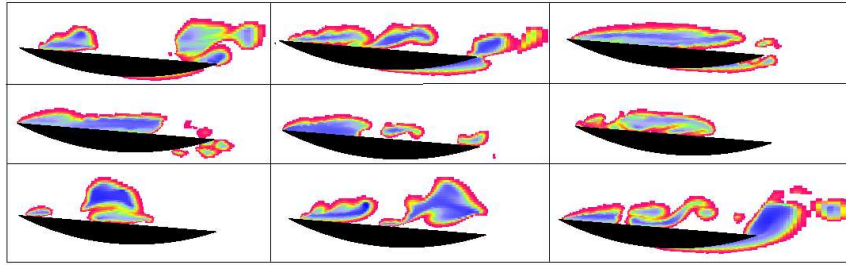


Figure 4.41 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $\text{Re} = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

se rétrécit pendant le développement de la poche suivante sur l'extrados (Figure 4.43, Figure 4.44, Figure 4.45).

Les caractéristiques longueurs de poches/ fréquences obtenues avec les différents modèles dans les deux configurations sont assez proches (Tableau 4.11 et Tableau 4.12).

Un dispositif d'absorption de rayon X a été appliqué précédemment pour étudier la fraction volumique locale de la phase de vapeur à l'intérieur de la poche. Les expériences ont été effectuées par [Coutier-Delgosha et al., 2006] dans le cadre de la collaboration entre le laboratoire de mécanique de l'ENSTA et le

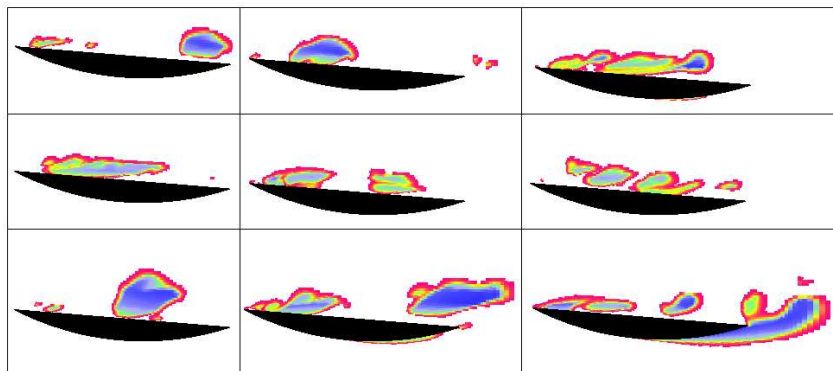


Figure 4.42 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 1$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

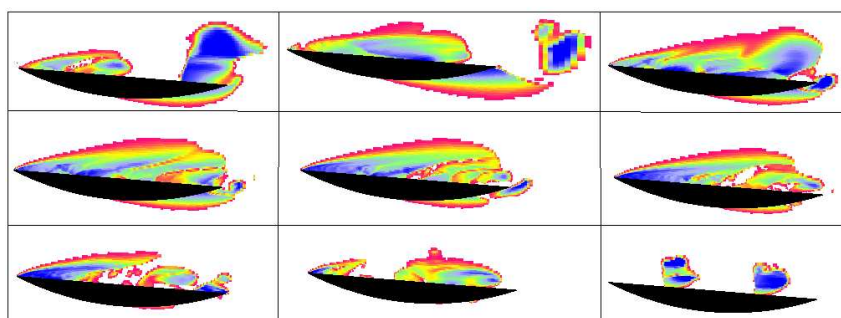


Figure 4.43 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec la loi d'état ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

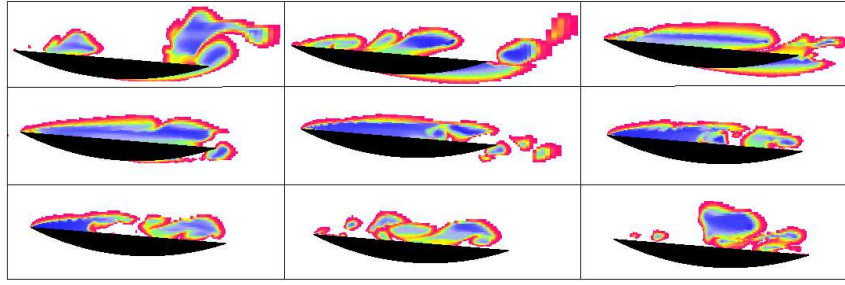


Figure 4.44 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Kunz ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

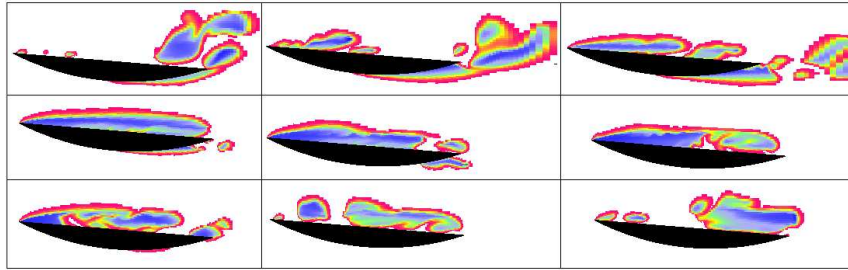


Figure 4.45 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Reboud ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

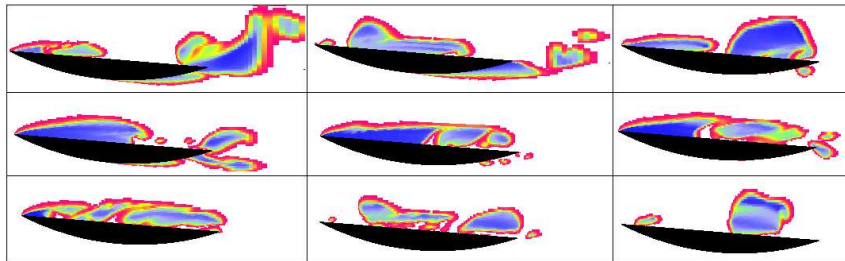


Figure 4.46 — Evolution de la forme de cavité pendant un cycle obtenue avec le modèle de Singhal ; $\alpha = 4^\circ 7$, $\sigma = 0.8$, $Re = 900000$, $\Delta t = 0.0125$

Modèle	f (Hz)	L/c	Str
Loi barotrope	7.13	0.9	0.160
Modèle de Reboud	8.49	0.9	0.191
Modèle de Kunz	8.41	0.9	0.189
Modèle de Singhal	8.9	0.9	0.2

Tableau 4.11 — Comparaison des caractéristiques obtenues avec différents modèles ; $\alpha=4^\circ$; $V_{ref} = 6m/s$, $\sigma = 0.8$

Modèle	f (Hz)	L/c	Str
Loi barotrope	10.82	0.5	0.135
Modèle de Reboud	11.89	0.5	0.148
Modèle de Kunz	12.1	0.5	0.151
Modèle de Singhal	11.68	0.5	0.164

Tableau 4.12 — Comparaison des caractéristiques obtenues avec différents modèles ; $\alpha=4^\circ$; $V_{ref} = 6m/s$, $\sigma = 1$

CEA (commissariat à l'Énergie Atomique).

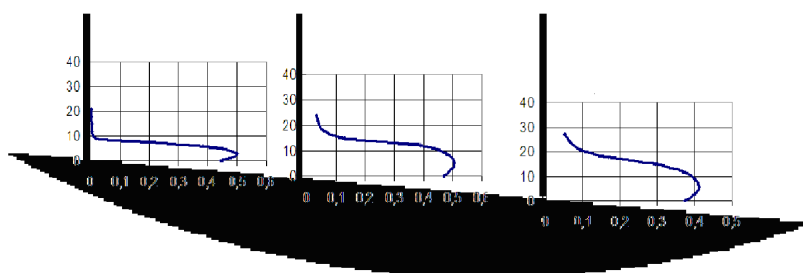


Figure 4.47 — Position des mesures expérimentales des taux de vide ($V_{ref} = 6 m/s$, $L / c = 90\%$).

À partir de ces expériences, la distribution instantanée et la moyenne tempo-

relle des taux de vide à l'intérieur de la cavité ont été obtenus, avec une résolution spatiale de 3 millimètres dans la direction verticale. Dans la présente étude, les moyennes temporelles des taux de vide à trois positions ($X = 15mm$ du bord d'attaque, $X = 55mm$ et $X = 95mm$) sont considérées.

La première configuration étudiée est $V_{ref} = 6m/s$ et $L/c = 0.9$. Les profils des taux de vide obtenus avec la loi d'état barotrope de Delannoy et les modèles basés sur l'équation de transport du taux de vide sont comparés aux données expérimentales dans la figure (4.48). Les constantes empiriques dans les modèles ont été ajustées comme dans les sections précédentes. Les évolutions des taux de vide obtenues avec les différents modèles sont globalement semblables et ils sont généralement en accord avec les mesures par rayon X.

A la première position ($X=15mm$), le profil de taux de vide obtenu par le modèle de Kunz s'approche le mieux de celui obtenu par rayon X alors que le modèle de Reboud donne le profil le plus éloigné de celui obtenu expérimentalement. Au niveau de la deuxième position ($X=55mm$) les profils de taux de vide moyens obtenus par les 3 modèles de transport sont assez proches et ont une allure similaire à celle obtenue expérimentalement ; cependant la valeur maximale des taux de vide est plus grande que celle obtenue par Rayon X, la loi d'état donne une valeur maximale plus en accord avec les mesures expérimentales. Au niveau de la troisième position ($X=95mm$), les 3 modèles de transport donnent des profils de taux de vide assez proches et particulièrement le modèle de Kunz et de Singhal. Les taux de vide maximaux obtenus par les 3 modèles de transport sont plus importants comparés aux taux de vide expérimentaux. La loi d'état donne un taux de vide maximal inférieur à celui obtenu par les mesures Rayons X.

Globalement, la loi d'état donne le taux de vide maximal le plus proche de celui obtenu expérimentalement, par contre, les modèles de transport de taux de vide donnent les épaisseurs de poches les plus proches de celles obtenus par rayons X ; les poches obtenues par la loi d'état sont plus épaisses.

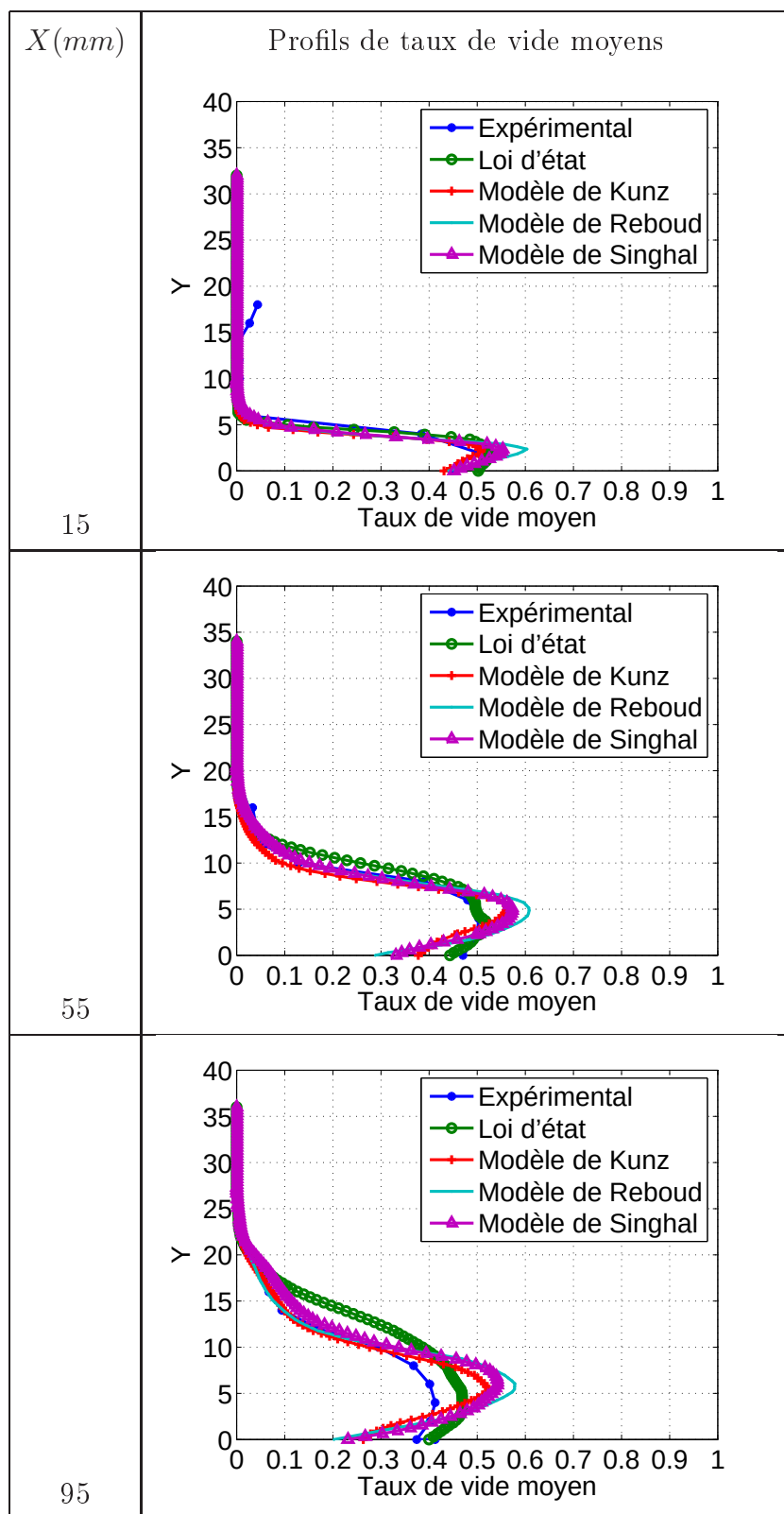


Figure 4.48 — Comparaison des profils de taux de vide numériques et expérimentaux ($L / c = 0.9$, $V_{ref} = 6$ m/s).

La deuxième configuration d'écoulement est $V_{ref} = 6m/s$ et $L/c = 0.5$. Les profils des taux de vides calculés sont comparés aux données expérimentales dans la figure (4.49). Les évolutions des taux de obtenues avec les différents modèles sont semblables et ils sont généralement en accord étroit avec les mesures par rayon X. A la première position ($X = 15mm$), les profils de taux de vide obtenus avec les modèles de Reboud et de Singhal sont assez semblables et sont en accord avec les mesures Rayons X. La loi d'état donne le profil le plus éloigné de l'expérimentation. A la deuxième position ($X = 55mm$), les profils obtenus avec les 3 modèles de transport sont assez proches, la loi d'état donne la valeur maximale de taux de vide la plus proche de celle obtenue expérimentalement. A la troisième position ($X = 95mm$), les profils obtenus par les modèles de Kunz, Singhal et la loi d'état sont assez proches, le modèle de Reboud donne le profil le plus éloigné de l'expérimentation.

Globalement, la loi d'état et le modèle de Singhal donnent les taux de vide les plus proches de ceux obtenus par rayon x.

L'accord obtenu entre toutes les données actuelles confirme les similitudes observées précédemment dans l'expression des termes sources de vaporisation et de condensation.

Les taux de vide RMS obtenus avec les différents modèles de cavitation dans les 2 configurations et pour la position $y = 14mm$ sont rassemblés dans les figures 4.50 et 4.51. Les profils numériques sont assez proches ce qui confirme la similarité des modèles. Cependant, les taux de vide RMS numériques sont plus importants que ceux obtenus par rayon X et particulièrement au niveau du bord de fuite. Dans la première configuration, les profils de taux de vide RMS obtenus avec les 3 modèles de transport sont très proches. La loi d'état donne les valeurs RMS les plus proches des valeurs expérimentales.

Dans la deuxième configuration, la loi d'état et le modèle de Kunz donnent des profils de taux de vide très proches et particulièrement entre le bord d'attaque et

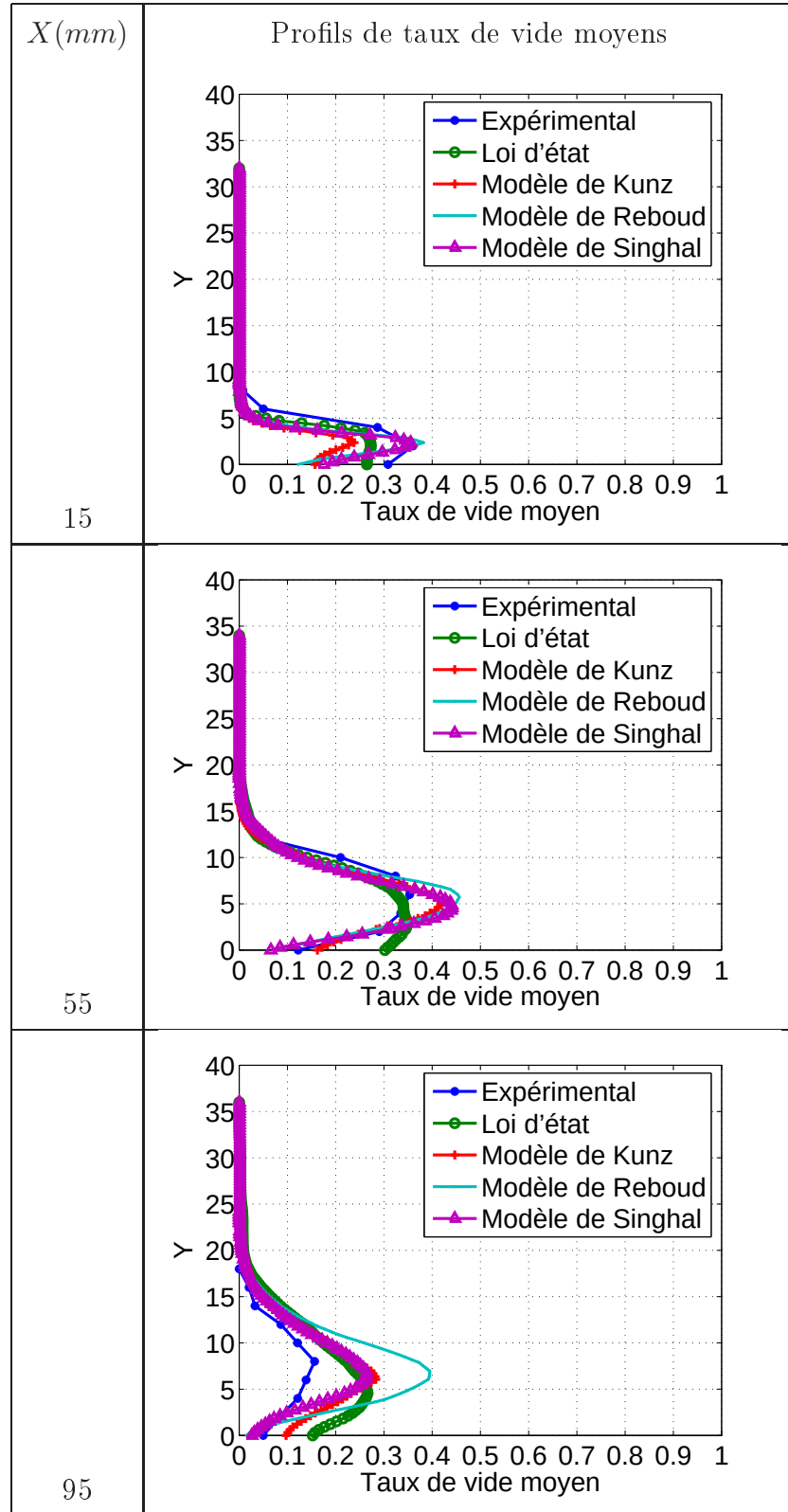


Figure 4.49 — Comparaison des profils de taux de vide numériques et expérimentaux ($L/c = 0.5$, $V_{ref} = 6m/s$).

$x/c = 0.6$. Les modèles de Singhal et de Reboud donnent des profils assez proches et particulièrement au niveau du bord d'attaque et du bord de fuite.

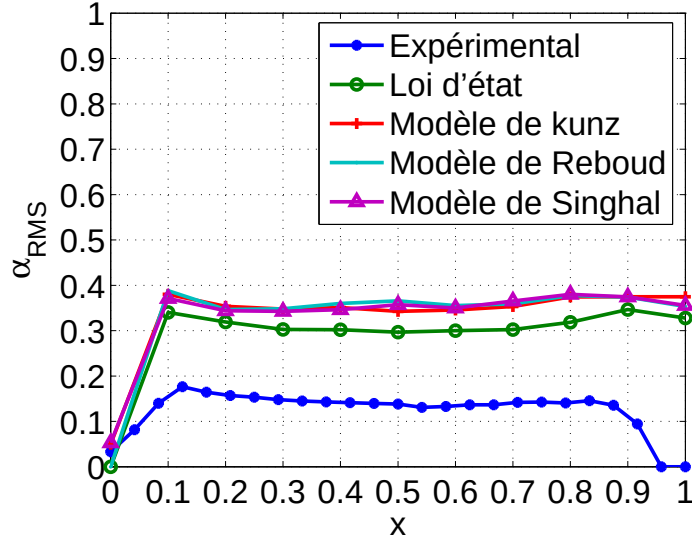


Figure 4.50 — Comparaison des valeurs RMS des taux de vide numériques et expérimentales ($V_{ref} = 6m/s$, $L/c = 90\%$).

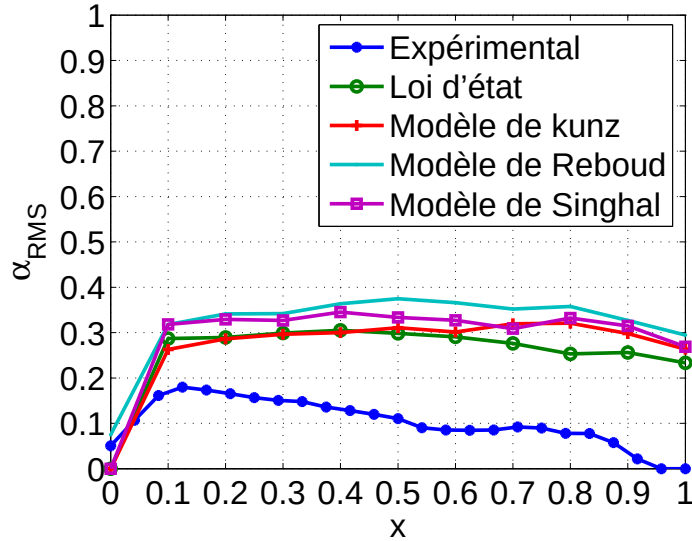


Figure 4.51 — Comparaison des valeurs RMS des taux de vide numériques et expérimentales ($V_{ref} = 6m/s$, $L/c = 50\%$).

4.2.6 Analyse fréquentielle de la dynamique de la poche de cavitation : traitement spécifique en nombre d'onde-fréquence

Cette technique permet d'avoir une représentation en nombre d'onde-fréquence de signaux spatio-temporels. Le spectre nombre d'onde-fréquence est défini par la transformée de fourrier spatio-temporelle d'un signal ; elle est donnée par :

$$\Phi(k, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} P(x, t) \cdot e^{-i(k \cdot x + \omega \cdot t)} dx \cdot dt \quad (4.3)$$

Le nombre de points étant limité dans le temps et dans l'espace, des fenêtres de pondération (de type Hanning, Tchebychev, ...) sont employées pour supprimer les lobes secondaires dans les deux domaines. $P(x, t)$ est alors multiplié par une fonction $W(x, t)$ tel que $W(x, t) = W_x(x) * W_t(t)$.

Cette technique a été introduite par [Wills, 1970], ce dernier a calculé l'inter-spectre de 2 signaux de pression pariétale obtenus dans une soufflerie et a estimé le spectre nombre d'onde-fréquence en appliquant une transformation de Fourier. [Blake et Shase, 1971] ont appliqué cette technique pour calculer le spectre nombre d'onde-fréquence sur des signaux obtenus par 4 microphones placés dans une soufflerie. [Sherm et al., 1990] ont obtenu une estimation du spectre nombre d'onde-fréquence en utilisant deux ensembles de 11 par 11 hydrophones montées sur un objet flottant sur l'eau. [Manoha, 1991] a effectué une mesure directe du spectre nombre d'onde-fréquence des pressions pariétale sur un objet cylindrique en utilisant 32 transducteurs. [Abraham et Keith, 1998] ont fait des mesures directes du spectre nombre d'onde-fréquence des fluctuations de pression pariétale en utilisant une rangée de 48 sondes encastrées. La rangée a été montée dans un tunnel hydrodynamique.

Données expérimentales

Le traitement spécifique en nombre d'onde-fréquence est appliqué aux signaux de pressions mesurés par les capteurs sur le foil NACA66. Le nombre de capteurs étant réduits, les données numériques ont été interpolées par des fonctions B-spline. Pour $\sigma = 1.27$, le spectre 2D (Figure 4.52) donne $f = 9.77 Hz$ et $\lambda/c = 78\%$.

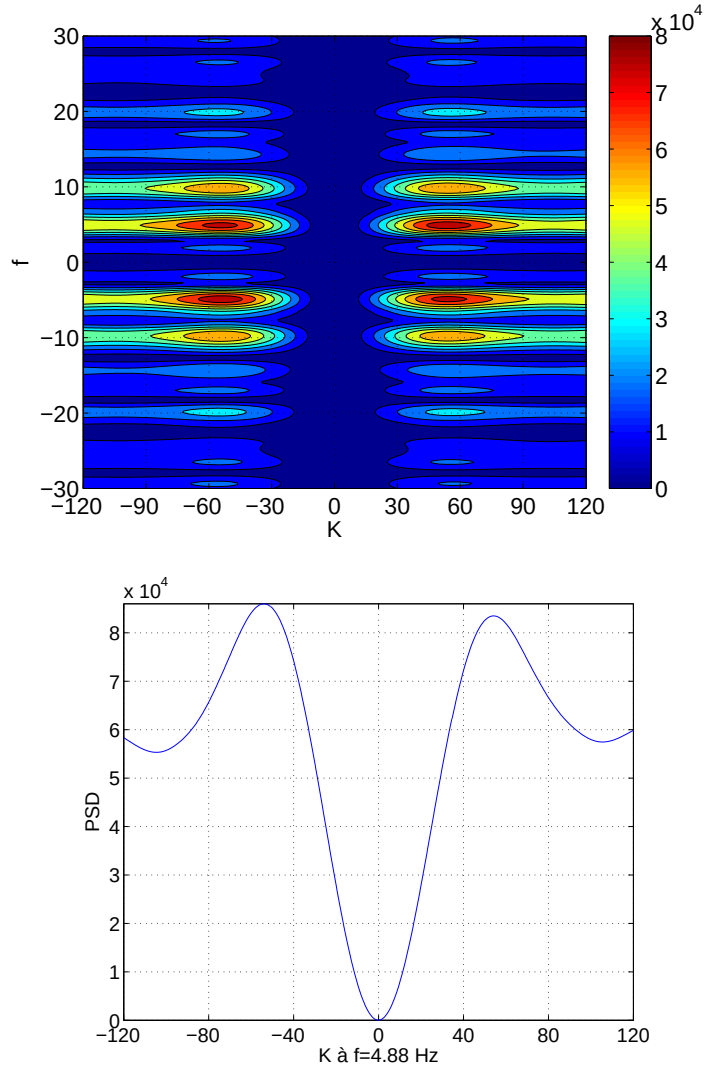


Figure 4.52 — Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales expérimentales pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.27$, $Re = 800000$

La fréquence caractéristique ainsi obtenue correspond à la fréquence principale des oscillations des poches de cavitation ($f = 9.8 \text{ Hz}$) et la longueur d'onde caractéristique est proche de la longueur maximale de la poche attachée ($\approx 80\%$ de la corde). La fréquence de 4.88 Hz est aussi détectée avec un pic de densité spectrale plus important.

Le même traitement est appliqué aux signaux de pressions obtenus pour $\sigma = 2.2$. Dans cette configuration, la fréquence d'oscillation des poches (valeur obtenue précédemment par un spectre 1D appliqué à la somme des pressions sur l'extrados du foil) est de 27.3 Hz et la longueur maximale de la poche attachée est $\approx 45\%$. Le spectre 2D donne $f = 27.3 \text{ Hz}$ et $\lambda/c = 47\%$. On retrouve bien la fréquence d'oscillation des poches et on obtient une estimation de la longueur maximale de la poche attachée.

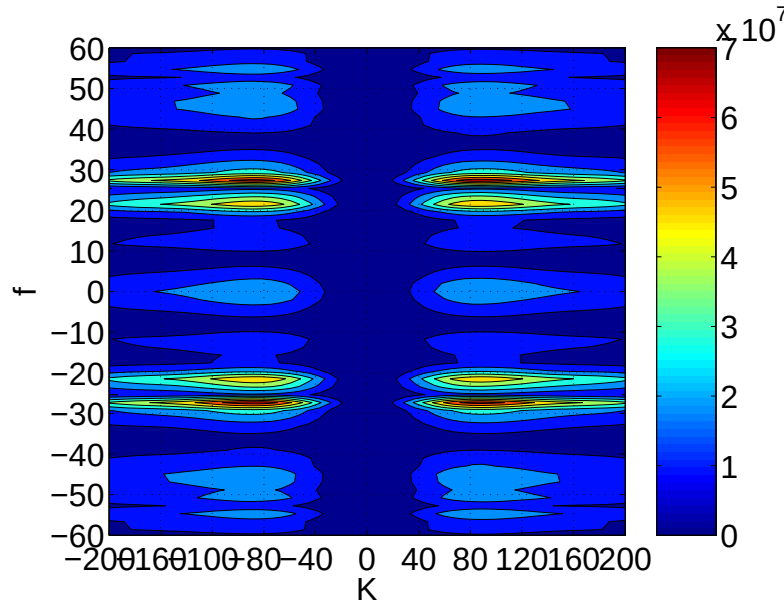


Figure 4.53 — Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales expérimentales pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 2$, $Re = 800000$

Données numériques

Des calculs sur le foil NACA 66 ont été faits avec la loi d'état de Delannoy. Les coefficients de pression et les taux de vide à chaque noeud ont été stockés et le traitement en nombre d'onde-fréquence a été appliqué. La figure 4.54 montre le spectre 2D obtenu avec la loi d'état barotrope dans la première configuration ($L/c=80\%$) et en utilisant les signaux de pression. Un pic apparaît à ($f = 10.77 \text{ Hz}$) et $k = 53.01 \text{ m}^{-1}$, correspondant à $\frac{\lambda}{c} = 79,8\%$. Cette fréquence correspond bien à la fréquence principale et la longueur d'onde obtenue correspond à la longueur maximale de la poche attachée. La seconde fréquence est aussi détecté $f = 5.21 \text{ Hz}$ mais avec un pic de faible amplitude.

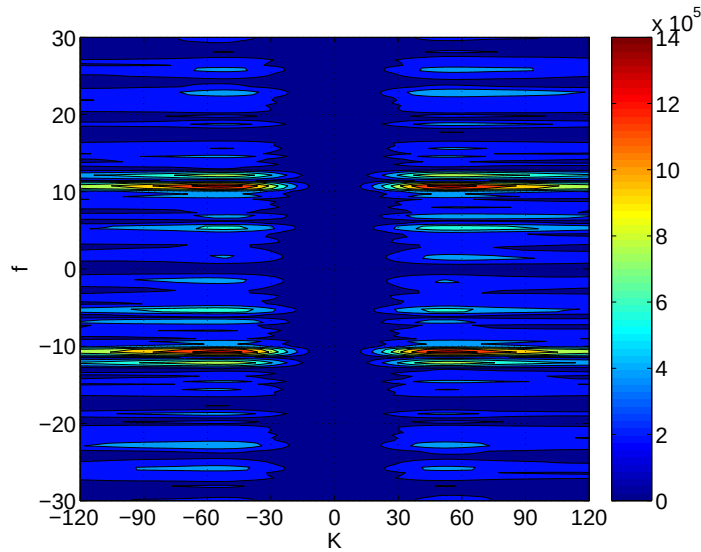


Figure 4.54 — Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales obtenues avec une loi d'état barotrope pour $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $\text{Re}=800000$

D'autres calculs sont ensuite effectués en utilisant différents modèles de cavitation et le traitement spécifique en nombre d'onde- fréquence est appliqué sur les signaux de pressions.

Le tableau 4.13 montre les spectres 2D obtenus avec les quatre modèles testés.

Tous les spectres donnent une longueur d'onde caractéristique $\lambda/c \approx 80\%$, cette valeur donne une estimation de la longueur maximale de la poche attachée. La fréquence principale est bien détectée dans tous les cas. La deuxième fréquence est aussi détectée par tous les modèles mais avec des pics de faibles amplitudes. Le modèle de Reboud donne une longueur d'onde caractéristique légèrement plus faible que celles obtenues par la loi d'état et le modèle de Kunz ; on peut en déduire que la poche attachée est légèrement plus petite ce qui peut justifier l'obtention d'une fréquence plus importante.

Le spectre nombre d'onde-fréquence semble une méthode très intéressante pour estimer les fréquences d'oscillation des poches. C'est aussi un moyen d'extraire d'un traitement statistique une échelle de longueur caractéristique et de donner une estimation de la longueur maximale de la poche attachée avec précision ; cette longueur est souvent estimée approximativement et de manière visuelle.

4.3 Etude de la dynamique de l'écoulement

4.3.1 Analyse conditionnelle des taux de vide

Pendant les phases de condensation et de vaporisation, les signaux de taux de vide subissent des fluctuations locales plus ou moins intenses. L'idée ici est de détecter des instants qui correspondent à des événements périodiques puis de faire des moyennes autour de ces instants par une technique de détection et de moyenne conditionnelle. On pourra ainsi reproduire le comportement moyen des poches de cavitation.

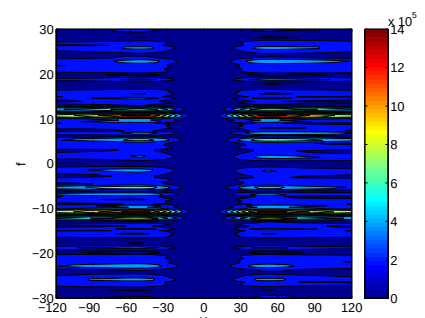
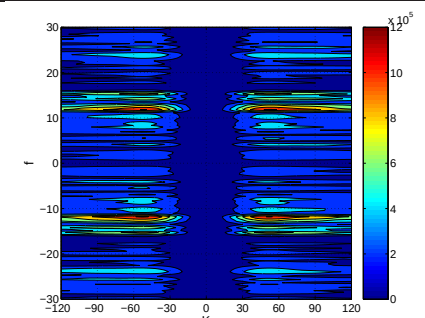
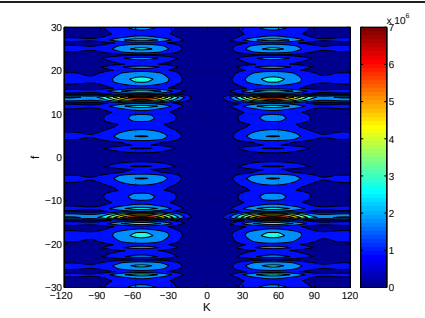
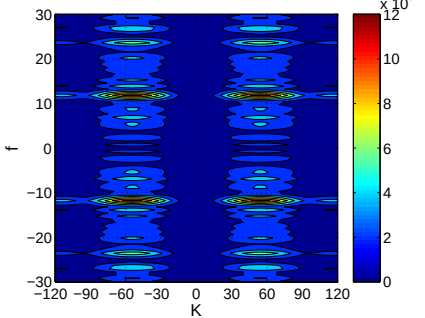
Modèles	spectre 2D	λ/c	f1	f2
Loi d'état		0.79	10.77	5.21
Modèle de Kunz		0.78	11.8	4.16
Modèle de Reboud		0.75	13.6	4.86
Modèle de Singhal		0.77	11.79	5.55

Tableau 4.13 — Spectre nombre d'onde- fréquence des pressions pariétales obtenues avec différent modèles de cavitation at $\alpha = 8^\circ$, $\sigma = 1.3$, $Re = 800000$

Principe de la technique

La méthode utilisée est basée sur la technique VITA (Variable-Interval Time Average). On calcule sur un signal détecteur s (signal de taux de vide ou de pression d'un capteur choisi comme détecteur) la variance locale de la quantité fluctuante dans une fenêtre temporelle T .

$$Var(t, T) = 1/T \int_{t-\frac{T}{2}}^{t+\frac{T}{2}} s'^2(t + \tau) d\tau \quad (4.4)$$

T est une durée définie par l'expérimentateur permettant d'étudier les variations locales dans une fenêtre de temps intéressante et $s'(t)$ la valeur fluctuante. Un événement est détecté si la variance locale dépasse un certain seuil. On définit ainsi la fonction créneau $H(t)$ défini par :

$$\begin{aligned} H(t) &= 1 \quad Var(t, T) \geq k.s_{rms} \\ H(t) &= 0 \end{aligned} \quad (4.5)$$

où s_{rms} est la partie fluctuante du signal et k est le seuil de détection.

On détermine alors la fonction détection $D(t)$ qui vaut zéro ou un et qui est définie par :

$$D(t) = \delta_{tT_i} \quad (4.6)$$

où T_i est le milieu de chaque créneau de la fonction $H(t)$. On définit ainsi comme instant de détection le milieu de chacun des créneaux que l'on suppose proche du pic de forte variance locale.

La moyenne conditionnelle consiste alors à réaliser la moyenne autour des instants de détection T_i divisée par la valeur RMS du signal. Elle est définie par :

$$\langle s'_j \rangle = \frac{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N s'_j(T_i + \tau)}{s_{rms}} ; \tau \in [-nT; nT] \quad (4.7)$$

où N est le nombre de détections, T_i sont les instants de détection obtenus sur le capteur détecteur, n est une constante et j est le numéro du capteur sur lequel

est réalisé la moyenne. Les moyennes conditionnelles calculées pour l'ensemble des signaux sur la base des instants de détection issus du signal détecteur permettent d'obtenir l'évolution spatio-temporelle moyenne des événements détectés.

La géométrie utilisée dans cette section est le foil convexe. L'angle d'attaque est 4° et la vitesse de référence est $V_{ref} = 6 \text{ m/s}$.

Deux configurations correspondant à deux longueurs de poches $L/c = 0.9$ et $L/c = 0.5$ sont étudiées et l'analyse conditionnelle est appliquée sur les signaux de taux de vide pour deux positions verticales : $Y = 14\text{mm}$ and $Y = 29\text{mm}$.

Données expérimentales

On se place dans la configuration où la longueur maximale de la poche attachée est égale à 90% de la corde.

A $Y=14\text{mm}$, le capteur N°2 est choisi comme détecteur et l'analyse conditionnelle est appliquée aux signaux de taux de vide du signal détecteur (Figure 4.55). La figure 4.56 représente la moyenne conditionnelle du taux de vide en fonction du temps et de l'abscisse X/C . On observe une première phase caractérisée par une augmentation des taux de vide avec une pente positive et qui correspond à la phase de développement de la poche de cavitation. Cette phase est suivie par une diminution des taux de vide avec une pente négative et qui correspond au jet rentrant qui se développe du bord de fuite vers le bord d'attaque. A partir de cette représentation, on peut calculer une vitesse de développement de la poche de cavitation $U_{CG} = 1.96\text{m/s}$ et une vitesse de développement d'un jet rentrant $U_{RF} = 1.63\text{m/s}$.

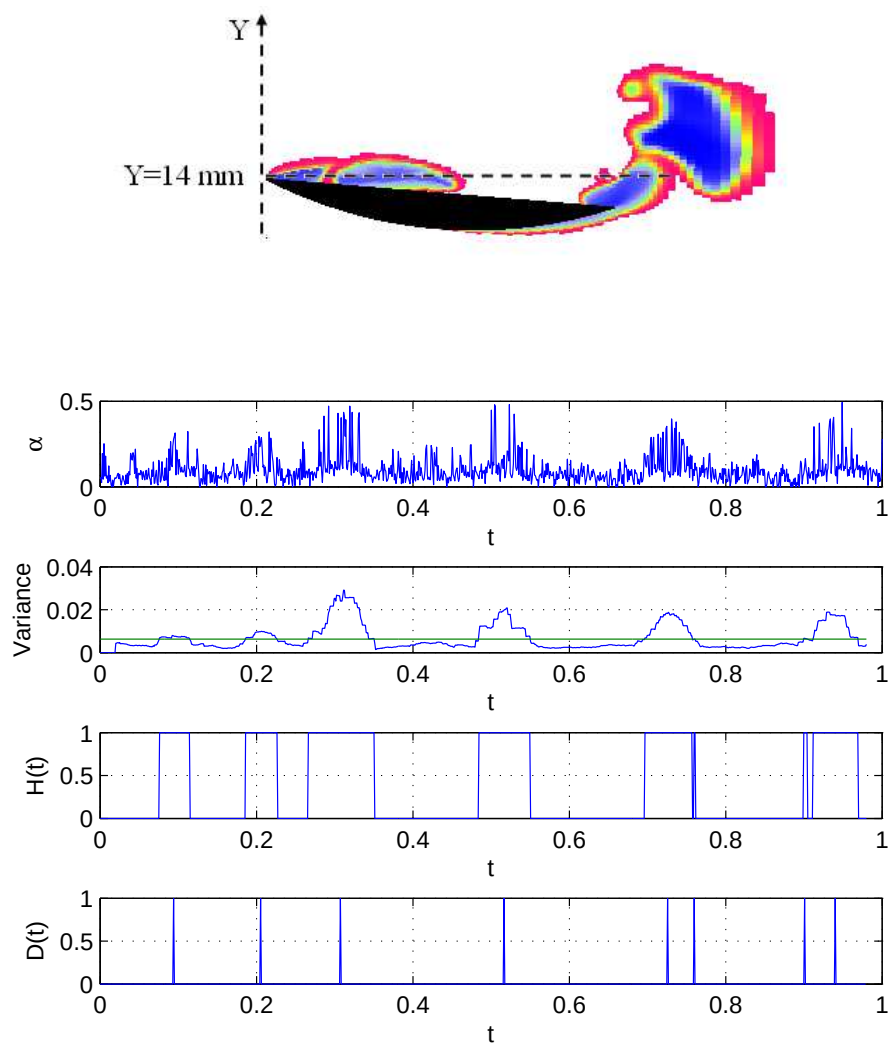


Figure 4.55 — Traitement du signal de taux de vide du capteur N°2 à $y=14\text{ mm}$ et détection des événements à hautes variances locales, $V_{ref} = 6\text{ m/s}$ et $L/c = 0.9$.

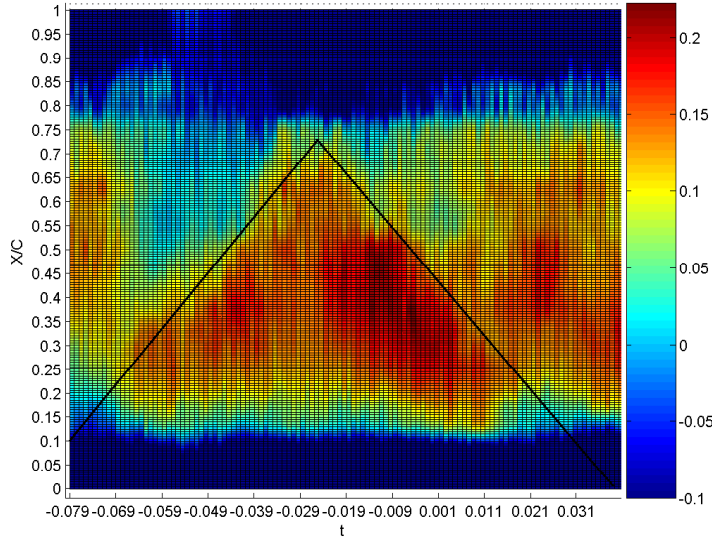


Figure 4.56 — Représentation temps-espace de la moyenne conditionnelle des signaux de taux de vide expérimentaux à $Y=14\text{mm}$, $V_{ref} = 6\text{m/s}$ et $L/c = 0.9$.

A $Y=29\text{mm}$, le capteur N°1 est choisi comme détecteur et l'analyse conditionnelle est appliquée aux signaux de taux de vide du signal détecteur (Figure 4.57).

La représentation temps-espace des moyennes conditionnelles des taux de vide (Figure 4.58) montre le nuage de vapeur convecté dans le sillage. A partir de cette présentation, on peut calculer la vitesse d'avance du nuage convecté $U_{CC} = 5.32\text{m/s}$.

Ces vitesses sont plus faibles que celles obtenues par [Coutier-Delgosha et al., 2007] ($U_{CG} = 3\text{m/s}$, $U_{RF} = 2.5\text{m/s}$, $U_{CC} = 5.5\text{m/s}$) et ceci est prévisible vu que la configuration étudiée par Coutier-Delgosha correspond à une poche de longueur maximale égale à 75% de la corde donc à une poche plus petite et par conséquent à inertie plus faible.

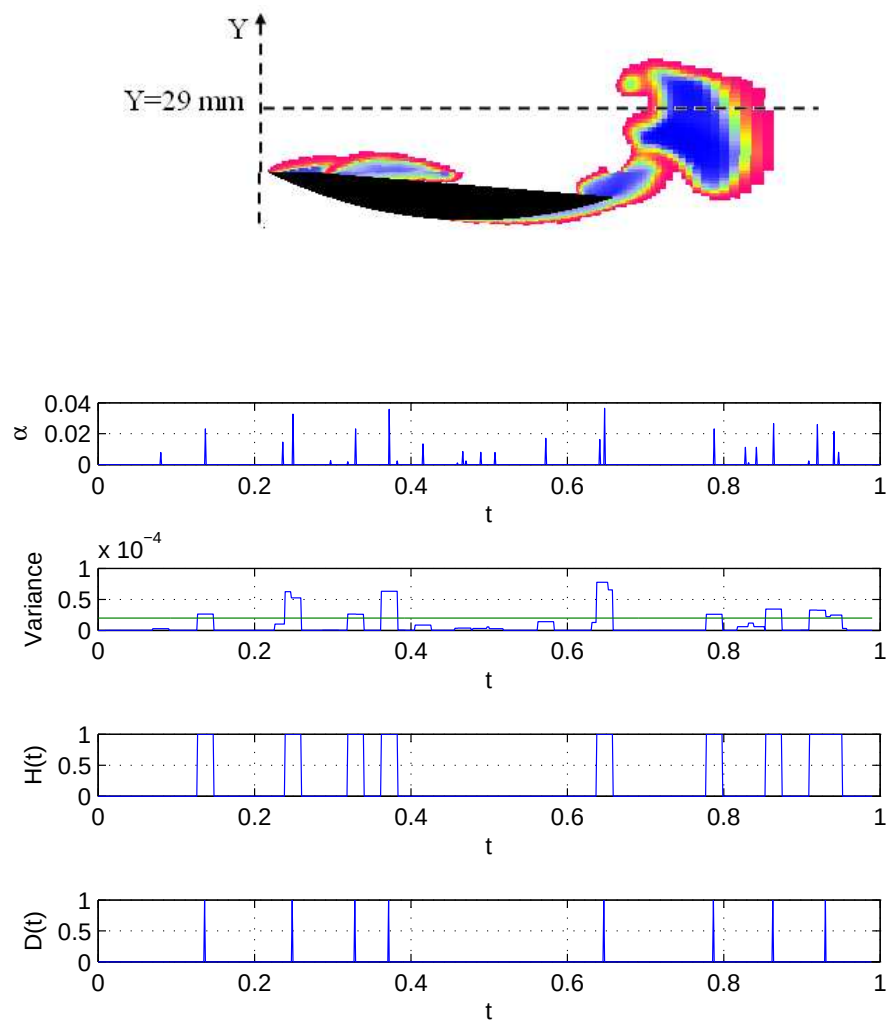


Figure 4.57 — Traitement du signal de taux de vide expérimental du capteur N°1 à $y=29$ mm et détection des événements à hautes variances locales, $V_{ref} = 6m/s$ and

$$L/c = 0.9.$$

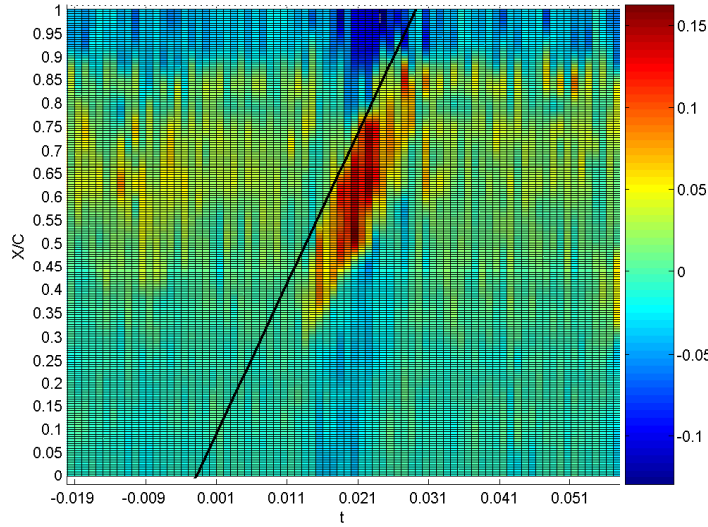


Figure 4.58 — Représentation temps-espace de la moyenne conditionnelle des signaux de taux de vide expérimentaux $Y=29\text{mm}$, $V_{ref} = 6\text{m/s}$ and $L/c = 0.9$

Données numériques

Des calculs d'écoulement cavitant autour du foil convexe sont effectués pour une longueur de poche attachée maximale de 90% de la corde et avec différents modèles de cavitation. L'analyse conditionnelle est ensuite appliquée aux signaux de taux de vide aux deux positions verticales $Y = 14\text{mm}$ et $Y = 29\text{mm}$.

Les résultats obtenus avec les différents modèles de cavitation sont rassemblés dans le tableau 4.14. Globalement les vitesses de développement de la poche de cavitation U_{CG} , de développement d'un jet rentrant U_{RF} et du nuage de vapeur U_{RF} obtenus avec les différents modèles sont assez proches et en accord avec les vitesses obtenues avec les mesures Rayons X. Le modèle de Kunz donne les vitesses les plus proches de celles obtenues expérimentalement suivi par le modèle de Singhal. Le modèle de Reboud donne les vitesses les plus éloignées des données expérimentales.

	U_{CG}	U_{RF}	U_{CC}
Expérimentation	1.96	1.63	5.32
Loi d'état	2.14	1.75	5.66
Reboud	2.20	1.77	5.77
Kunz	1.89	1.54	5.17
Singhal	1.81	1.74	5.56

Tableau 4.14 — Résultats de la moyenne conditionnelle des taux de vides numériques ; $V_{ref} = 6m/s$ and $L/c = 0.9$

4.3.2 Etude du jet rentrant

Les taux de vide numériques obtenus avec les différents modèles sont moyennés sur toute la durée du calcul et on trace

les profils de vitesse u en fonction de x au niveau de l'extrados du foil convexe (Figure 4.59). Les profils de vitesses obtenus avec le modèle de Kunz et celui de Reboud sont assez proches. La loi d'état donne des vitesses plus faibles en valeurs absolus.

Les profils ainsi obtenus montrent la présence d'un jet rentrant qui se traduit par des vitesses négatives. A partir de ces profils de vitesses, on peut calculer la longueur du jet rentrant obtenu avec les différents modèles et qui correspond à la largeur de la partie de la courbe où les vitesses sont négatives.

Les modèles de Reboud et de Kunz donnent la même longueur pour le jet rentrant $\frac{L_{jet}}{c} = 0.99$, le modèle de Singhal donne une longueur $\frac{L_{jet}}{c} = 0.978$, la loi d'état donne une longueur plus faible $\frac{L_{jet}}{c} = 0.966$.

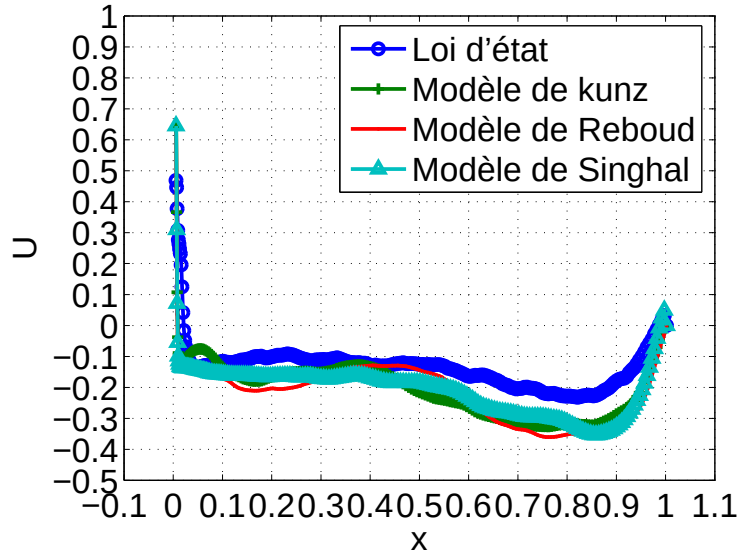


Figure 4.59 — Profils de vitesse U sur l'extrados du foil convexe, $V_{ref} = 6m/s$
and $L/c = 0.9$

On peut aussi tracer les profils de vitesses selon l'axe vertical aux 3 positions définies dans la section précédentes. Ces données sont rassemblées dans le tableau 4.15.

Les profils de vitesses obtenus avec le modèle de Kunz et de Reboud sont très proches. La loi d'état donne des vitesses un peu plus grandes.

Les profils de vitesses permettent de calculer une épaisseur de jet rentrant adimensionnelles aux 3 positions (Tableau 4.16). Ces épaisseurs correspondent à l'épaisseur de la partie de la courbe située dans les abscisses négatives.

Les épaisseurs de jet rentrant obtenues avec les 3 modèles de transport sont assez proches ce qui confirme la ressemblance entre ces modèles. La loi d'état donne des épaisseurs un peu plus faibles.

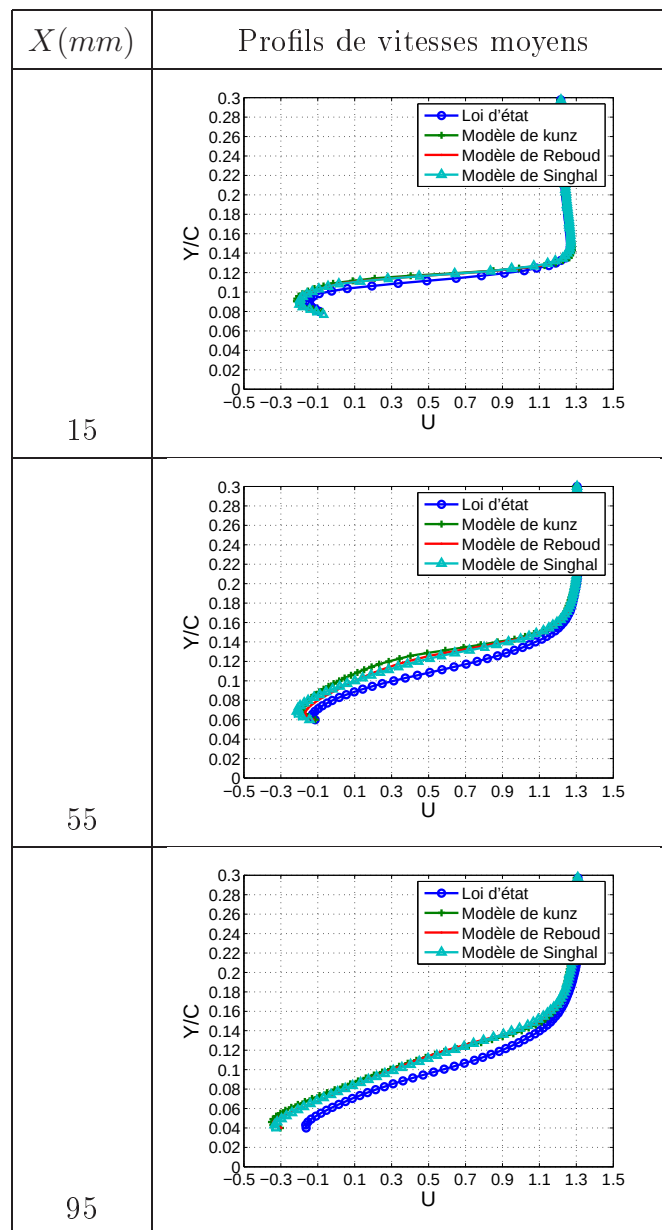


Tableau 4.15 — Comparaison des profils de vitesses numériques ($L/c = 0.9$, $V_{ref} = 6m/s$).

	Loi barotrope	Modèle de Kunz	Modèle de Reboud	Modèle de Singhal
X=15mm	0.022	0.029	0.028	0.028
X=55mm	0.0215	0.0385	0.0305	0.033
X=95mm	0.023	0.04	0.0357	0.0365

Tableau 4.16 — Comparaison des épaisseurs de jet rentrant numériques adimensionnelles ($L/c = 0.9$, $V_{ref} = 6m/s$).

Conclusions et perspectives

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés particulièrement à la modélisation de la cavitation par poches attachées. Ce type de cavitation est caractérisé par la formation d'une poche attachée sur l'extrados des surfaces portantes et parfois sur l'intrados. A nombre de cavitation élevé, des petites poches stables apparaissent et des instationnarités sont observées en fermeture de poche. A faible nombre de cavitation, des poches de plus grandes tailles se développent. Lorsque ces poches atteignent des longueurs importantes, un comportement instable pulsant apparaît : les poches se détachent sous l'effet d'un jet rentrant qui remonte l'écoulement et forment un nuage de vapeur qui est convecté dans l'écoulement. Ces instabilités et la complexité des écoulements cavitants rend leur modélisation délicate et il reste souvent très difficile de prévoir correctement de tels écoulements.

Dans notre étude, nous nous sommes intéressés aux modèles de cavitation homogènes ; le mélange est considéré comme un seul fluide à densité variable et on résout les équations de Navier-Stokes pour ce fluide. Ces équations sont couplées soit à une loi d'état barotrope qui relie la pression à la densité ou bien à une équation de transport de taux de vide qui décrit les phénomènes de vaporisation et de condensation. Différents modèles ont été proposés dans la littérature et

testés sur différentes configurations. Nous avons retenu quatre modèles que nous avons testés sur deux configurations de profils : un foil convexe avec un extradós plat et un foil NACA 66. Les simulations numériques ont été faites avec le code 'IZ', propriété du CNES. La résolution numérique est basée sur une méthode de correction de pression issue de l'algorithme SIMPLE. Les résultats numériques ont été confrontés aux résultats expérimentaux obtenus dans le tunnel de cavitation de l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale et à l'Ecole Nationale Supérieure des Techniques Avancées.

Dans le cas d'une poche de longueur 80% de la corde, nous avons obtenu, sur le foil NACA66, un comportement instable caractérisé par des poches pulsantes et la présence de deux fréquences caractéristiques. Ce comportement a été reproduit numériquement par les différents modèles numériques testés. Les fréquences d'oscillations numériques et expérimentales étaient assez proches et les profils des coefficients de pression et de portances avaient des allures similaires. Les valeurs RMS des pressions numériques étaient également proches mais plus grandes que celles obtenues expérimentalement, on peut penser que les calculs ont tendance à surestimer la magnitude des fluctuations de pressions vu qu'ils ne tiennent pas compte des effets 3D. D'autres configurations correspondant à d'autres longueurs de poches ont été aussi testées ; les fréquences numériques et expérimentales étaient en bon accord et le nombre de Strouhal basé sur la longueur maximale de la poche de cavitation était systématiquement égal à 0.3.

Cette ressemblance entre les modèles a été aussi obtenue avec le foil convexe de l'ENSTA pour deux longueurs de poches : 50% et 90%, des comportements instables ont été observés et les distributions de profils de taux de vide moyens étaient semblables et en accord avec les mesures expérimentales. Globalement, la loi d'état et le modèle de Singhal donnent les taux de vide les plus proches de ceux obtenus par rayon X. Les valeurs RMS des pressions numériques étaient aussi semblables mais plus importantes que les valeurs RMS expérimentales. La

loi d'état et le modèle de Kunz s'approchent le mieux de l'expérimentation.

Nous avons aussi mis en valeur la présence d'un jet rentrant en faisant une moyenne conditionnelle des signaux de taux de vide et nous avons pu calculer les vitesses de développement de la poche de cavitation, du jet rentrant et du nuage de vapeur. Nous avons également pu donner une caractérisation spatio-temporelle des poches de cavitation par un traitement spécifique en nombre d'onde- fréquence. Les vitesses numériques et expérimentales sont en accord ; le modèle de Kunz donne les vitesses les plus proches des vitesses expérimentales.

Cette étude a permis de tester différents modèles de cavitation dans les mêmes configurations d'écoulements. Nous avons observé de larges ressemblances entre ces modèles et un bon accord avec les résultats issues de mesures expérimentales effectués dans le tunnel de cavitation et au laboratoire de l'ENSTA. Néanmoins, quelques légères différences entre les modèles apparaissent. En terme de fréquences d'oscillation des poches, de distributions des taux de vide, d'évolutions des coefficients de pressions, de traînée et de portance, de vitesses de développement des poches, de jets rentrants et de lâchers de nuages, la loi d'état et le modèle de Kunz semblent bien prédire le comportement expérimental alors que le modèle de Reboud semble donner les résultats plus éloignés de l'expérimentation.

Les modèles de cavitation testés ont ainsi montré leurs capacités à reproduire correctement le comportement cavitant autour des foils utilisés. Le caractère instable caractérisé par la formation d'une poche attachée et son détachement sous forme de nuage a été aussi bien prédit. Nous avons confirmé la présence d'un jet rentrant comme responsable de ce détachement.

En terme de perspectives, d'autres mécanismes de déstabilisation des poches de cavitation sont évoqués dans la littérature, comme l'implosion du nuage de vapeur qui engendre un pic de pression responsable de l'érosion des profils ; il serait donc intéressant de repérer cette implosion et d'étudier son influence sur la dynamique de la poche. Il est aussi envisagé d'étudier l'influence d'un gaz dissous

dans l'écoulement et d'inclure ce paramètre dans les simulations. Une étude des effets tridimensionnels pourra aussi être faite et c'est dans ce cadre que s'inscrit la thèse de Chebli Rezki au LML, le code de calcul Saturne d'EDF est utilisé pour les calculs 3D.

On pourra aussi envisager de faire une étude paramétrique des différents paramètres des termes sources. L'étude de l'influence de quelques paramètres initié dans ce travail a montré que la dynamique de la poche de cavitation est influencée par la modification de quelques paramètres tels que la valeurs des constantes empiriques, l'exposant de $P - P_v$ et l'exposant de α . Il sera donc intéressant de trouver les valeurs optimales des différents paramètres en fonction de la zone de l'écoulement : bord d'attaque, zone de fermeture de la poche, sillage et de développer un modèle dynamique qui adapte les termes sources en fonction de la zone de l'écoulement.

Enfin, compte tenu des efforts instationnaires importants mis en jeu dans ce type d'écoulement, il est envisagé de tenir compte des déformations de l'hydrofoil en régime cavitant instable et d'analyser plus finement l'impact du couplage fluide structure. A ce propos, on trouvera en annexe les premiers éléments de cette étude où un calcul "chaîné" fluide-structure des déformations d'un corps souple soumis à un écoulement cavitant issus de nos modélisations a été réalisé. Les premières comparaisons avec les expériences réalisées dans des conditions similaires aux conditions de calculs se sont révélés très prometteuses et indique que cette thématique de recherche doit être approfondie pour une meilleure compréhension des écoulements cavitants fortement instationnaires.

Annexes

4.4 Etude numérique et expérimentale des déformations du foil Naca 66 dans un écoulement cavitant

Les instabilités de cavitation sont souvent responsables de vibrations des structures immergées ; l'objectif de ce chapitre est l'étude des déformations du foil NACA 66 placé dans un écoulement cavitant. Cette étude est développée dans le cadre général de conception et de dimensionnement de structures marines. Le calcul de la dynamique du foil 2D est fait avec le code 2D IZ, les chargements en pression issus du calcul fluide sont appliqués à la structure en considérant une répartition uniforme le long de l'envergure du foil. Le calcul de la dynamique de la structure 3D est réalisé dans le cadre de la théorie de l'élasticité dynamique linéaire. La méthode des éléments finis est utilisée pour la discrétisation spatiale et l'algorithme de Newmark pour la discrétisation en temps. Des essais ont été réalisés dans le tunnel de cavitation sur le même profil (NACA66 en POM, encastré d'un côté et libre de l'autre) ; les résultats obtenus numériquement ont été confrontés aux résultats issus d'une étude expérimentale. Cette étude se fait dans le cadre du post-doctorat de Mustapha BENAOUICHA à l'Ecole Navale ([Benaouicha et al., 2009a], [Benaouicha et al., 2009b], [Benaouicha et al., 2010])

4.4.1 Etude Fluide :

Un calcul 2D sur le foil NACA 66 a été effectué en utilisant la loi barotrope de Delannoy pour $\sigma = 1.3$ (Il s'agit du même calcul du chapitre 4) [Frikha et al., 2008].

Les pressions aux différents noeuds de la surface du foil ont été stockées. Ce chargement sera appliqué sur la structure pour le calcul des déformations que subit le foil.

4.4.2 Etude Structure :

On note Ω le domaine occupé par l'hydrofoil à l'équilibre et $\mathbf{n}$ le vecteur unitaire normal à la surface extérieure du domaine $\partial\Omega = \partial\Omega_\xi \cup \partial\Omega_\sigma$ de Ω (figure 4.60).

$\xi(M, t) = (\xi_1, \xi_2, \xi_3)$ désigne le déplacement à un instant t de la particule $M(x_1, x_2, x_3) \in \Omega$.

On travaille dans le domaine d'élasticité linéaire. D'où

$$\sigma_S = \frac{E}{1+\nu}\epsilon + \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}Tr(\epsilon)I \quad (4.8)$$

où $\epsilon = \frac{1}{2}(\nabla\xi + \nabla^t\xi)$ est le tenseur de contrainte linéarisé, Tr est l'opérateur Trace et I est le tenseur identité. ξ vérifie les équations suivantes :

$$\begin{aligned} \rho_S \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2} &= \nabla \cdot \sigma_S + f_v && \text{on } \Omega \\ \xi &= 0 && \text{on } \partial\Omega_\xi \\ \sigma_S \cdot \mathbf{n} &= \sigma_F \cdot \mathbf{n} && \text{on } \partial\Omega_\sigma \\ \xi(\cdot, 0) &= 0 && \text{on } \Omega \\ \dot{\xi}(\cdot, 0) &= 0 && \text{on } \Omega \end{aligned} \quad (4.9)$$

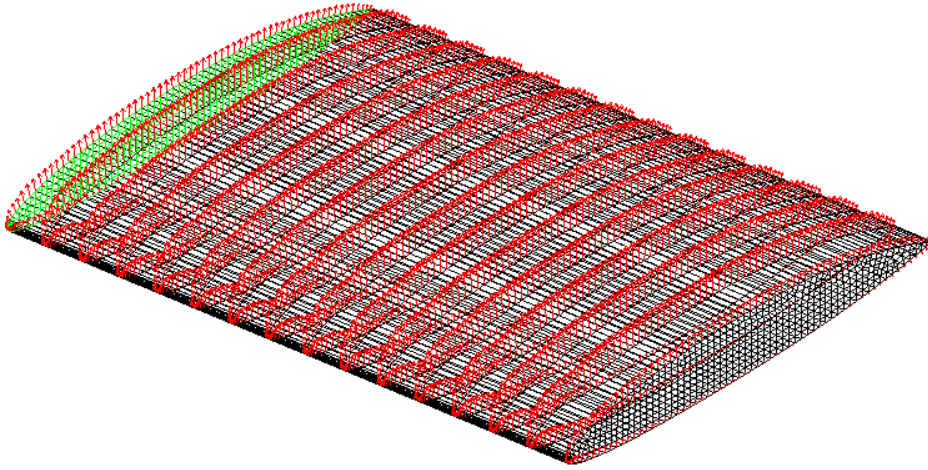


Figure 4.60 — Maillage de la structure

Résolution numérique

La méthode des éléments finis est utilisée pour la discrétisation spatiale du problème. La forme discrète des équations (4.9) est donnée par :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{X}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{X}} + \mathbf{K}\mathbf{X} = \mathbf{F} \quad (4.10)$$

où $\mathbf{X}, \dot{\mathbf{X}}, \ddot{\mathbf{X}} \in \mathbb{R}^N$ représentent respectivement les valeurs de $\xi, \frac{\partial \xi}{\partial t}, \frac{\partial^2 \xi}{\partial t^2}$ aux niveau des N noeuds. $\mathbf{M}$, $\mathbf{C}$ et $\mathbf{K}$ sont respectivement les $N \times N$ matrices de masses, d'amortissement et de rigidité et $\mathbf{F}$ est le vecteur des efforts.

L'algorithme centré de [Newmark et al., 2000] est utilisé pour la résolution du système discrétisé.

$$X_{n+1} = X_n + \Delta t_S \dot{X}_n + \frac{\Delta t_S^2}{2} \ddot{X}_n \quad (4.11)$$

$$\dot{X}_{n+1} = \dot{X}_n + \frac{\Delta t_S}{2} \ddot{X}_n + \frac{\Delta t_S}{2} \ddot{X}_{n+1}$$

Ainsi, le problème final est réduit à l'inversion du système suivant :

$$\begin{aligned} (\mathbf{M} + \frac{\Delta t_S}{2} \mathbf{C}) \ddot{X}_{n+1} &= \mathbf{F} - \mathbf{C}(\dot{X}_n + \frac{\Delta t_S}{2} \ddot{X}_n) \\ &- \mathbf{K}(X_n + \Delta t_S \dot{X}_n \\ &+ \frac{\Delta t_S^2}{2} \ddot{X}_n) \end{aligned} \quad (4.12)$$

Pour la résolution numérique, le code éléments finis CASTEM est utilisé [Le ficheux, 1998].

Des éléments 3D $Q1$ sont employés pour le maillage du foil (les caractéristiques matérielles et géométriques du foil sont donnés dans la section ci-dessous). L'écoulement, décrit dans la section ci-dessus, est considéré comme bidimensionnel autour d'un hydrofoil 2D fixe (figure 4.60). Le chargement fluide (en pression) issu du calcul fluide est donnée par : $P_F(t) = \sigma_F \cdot \mathbf{n}$. Ce chargement est appliqué à chaque section transversale le long de l'envergure de l'hydrofoil.

Cas stationnaire

Dans ce cas, les moyennes temporelles des pressions sont considérées :

$$\langle P_F \rangle = \frac{1}{T} \int_0^T P_F(t) dt$$

La figure 4.61 montre l'influence du maillage sur la déformation de la structure. L'augmentation du nombre de noeud devient sans influence à partir de

($N > 30000$). Dans la suite des calculs, on prend $N = 30940$.

Les figures 4.62 illustrent les déformations et les tensions de von-Mises de l'hydrofoil. On peut observer que le déplacement maximal se situe à l'extrémité libre du foil et que les contraintes sont maximales à l'emplanture.

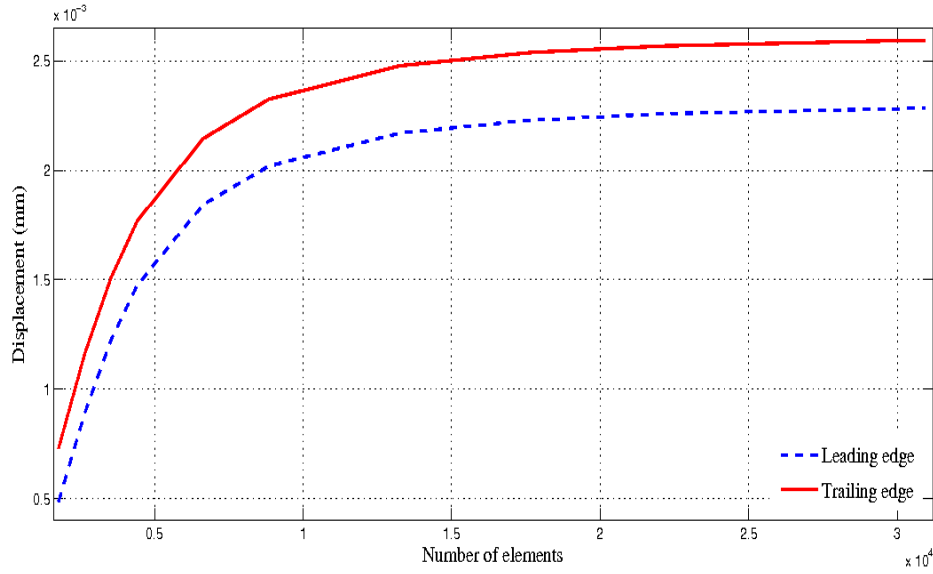


Figure 4.61 — Influence du maillage sur les déformations du foil

Cas instationnaire

Dans ce cas, les pressions instantanées issues du calcul fluide $P_F(t)$ sont appliquées à la structure avec un pas de temps $\Delta t_S = 10 \Delta t_F = 1.41 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

On montre (Figure 4.63) les variations temporelles et les densités spectrales du coefficient de portance, obtenues par le calcul fluide et les déformations correspondantes de l'hydrofoil (déplacement du bord d'attaque et du bord de fuite), obtenues avec le calcul structure. Le régime d'écoulement est celui d'une poche de cavitation pulsante de grande dimension ($l/c = 0.8$) caractérisée par un pic principal aux environs de 11 Hz visible sur le spectre de portance et un pic secondaire

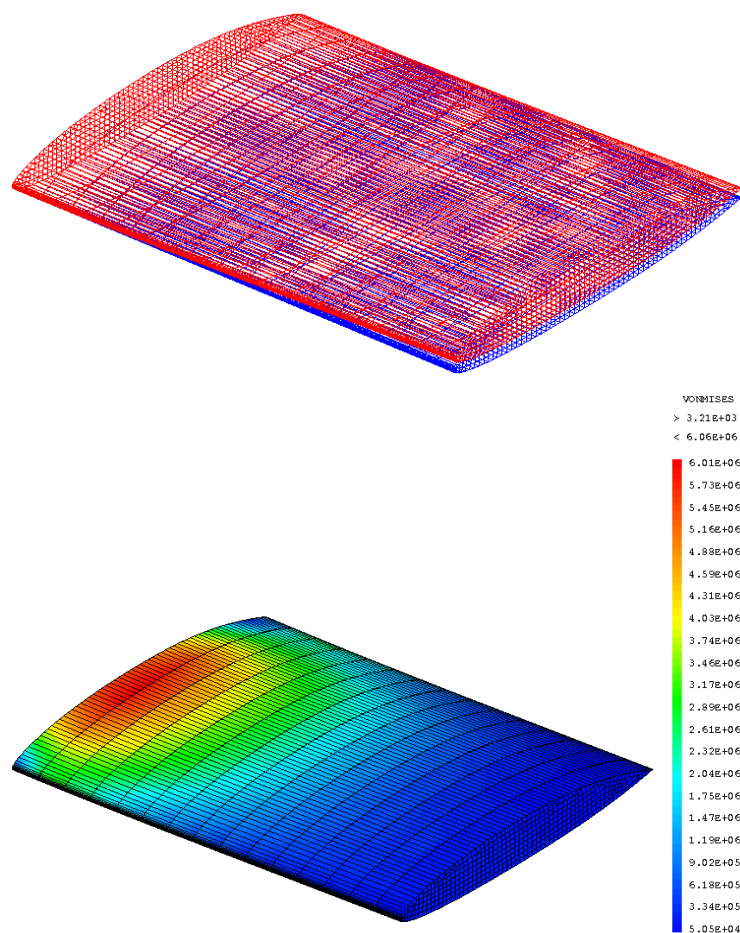


Figure 4.62 — Déformation de l'hydrofoil et tension de von-Mises

sous-harmonique aux alentours de 5 Hz . On observe une bonne correspondance entre les spectres de déplacements de la structure et les variations du chargement fluide exercé sur le foil. On voit que la fréquence caractéristique des déplacements de la structure est égale à la fréquence des oscillations des poches de cavitation. On notera que la sous-harmonique aux environs de 5 Hz est nettement visible sur les spectres de déplacements.

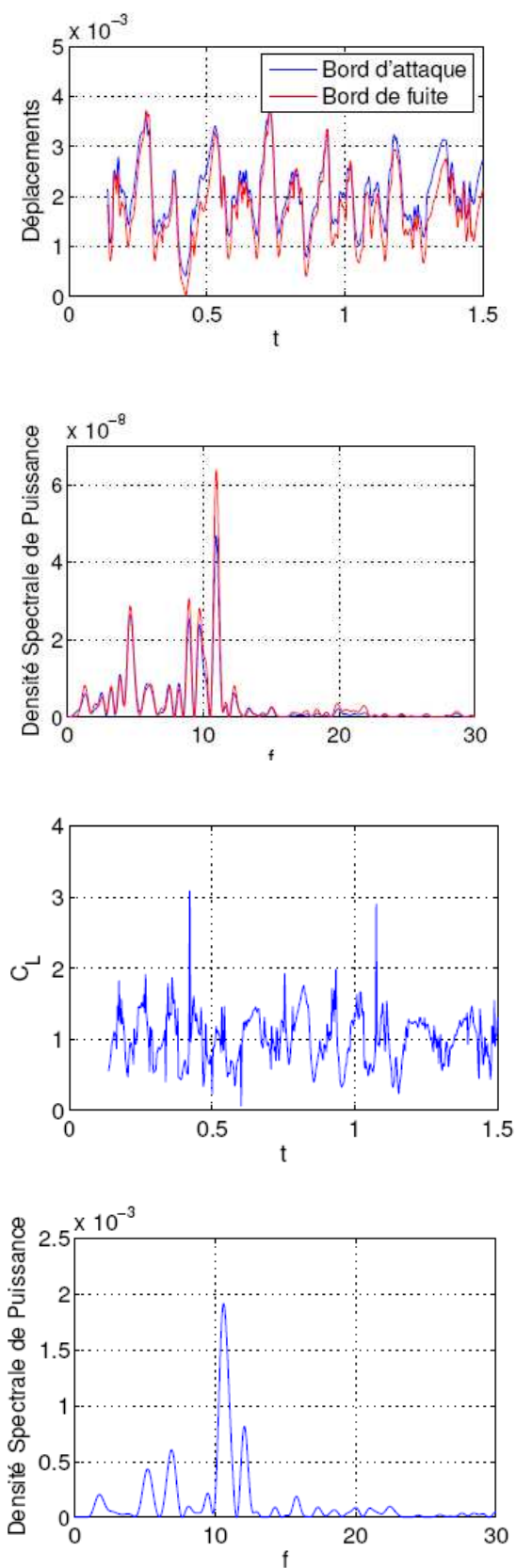


Figure 4.63 — Variations temporelles du coefficient de portance et du déplacement du bord d'attaque et du bord de fuite de l'hydrofoil et leurs densités spectrales.

4.4.3 Etude expérimentale et comparaison des résultats numériques et expérimentaux :

Protocole expérimental

Les essais ont été réalisés par [Ducoin, 2008] dans le tunnel de cavitation de l'École Navale. Un foil NACA66 en polyacetate (POM) est monté horizontalement dans le tunnel (Figure 4.64). Le module de Young du matériau vaut $E = 3GPa$ et le coefficient de poisson est $\mu = 0.35$. La densité du matériau est $\rho = 1480kg/m^3$. Une caméra numérique rapide a été utilisée pour filmer le foil et la surface du foil a été marquée par 11 points afin de mesurer les déformations de la surface du foil. Ainsi, en comparant l'image obtenu à un instant t à l'image de référence ($V = 0m/s$), on peut mesurer le déplacement du foil au cours du temps (Figure 4.65). Une série d'images a été enregistrées à $V=0m/s$ et à une fréquence d'environ 100 Hz, ce qui permet de connaître le déplacement de la structure pour chaque position du foil. Le déplacement vertical de la structure entre deux images successives 1 et 2 sera donnée par $y = y_2 - y_1$. La précision de la méthode dépend de l'incertitude de la lecture de chaque pixel sur l'image en question. Cette incertitude est de 2 pixels. La corde du foil fait 2056 pixels correspondant à 150 mm, 1 pixel représente 0.07 mm et l'incertitude de la mesure vaut donc 2 pixel=0.14mm. Les essais ont été réalisés à $\sigma = 1.4$.

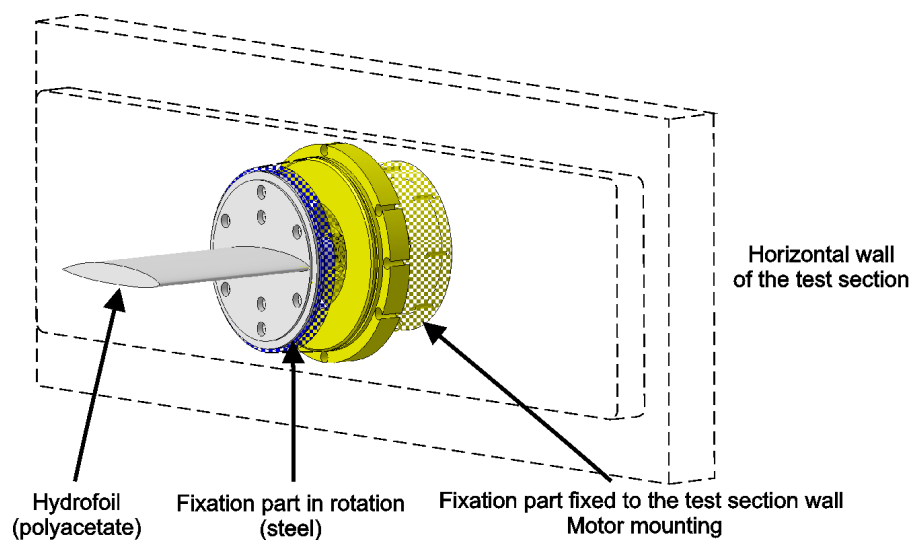


Figure 4.64 — Protocole expérimental

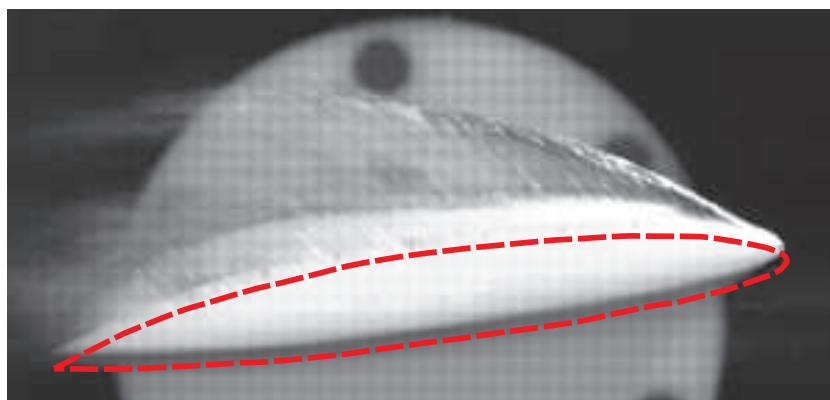


Figure 4.65 — Mesure des déplacements de la section du foil

Comparaison des résultats Numériques and expérimentaux

Dans cette section, les résultats numériques et expérimentaux sont comparés. On s'intéresse particulièrement aux déplacements de la section libre d'extrémité de l'hydrofoil au bord d'attaque et au bord de fuite. Les figures (4.66) représentent les déplacements temporels du bord d'attaque et du bord de fuite de la section libre obtenus numériquement et expérimentalement avec un recalage en temps fondé sur le passage par un maximum. On observe un bon accord qualitatif entre le calcul et l'expérience. Globalement dans les deux cas, le foil est animé d'un mouvement oscillatoire à la même fréquence que celle des oscillations de la poche de cavitation : les déplacements verticaux augmentent quand la cavité se développe sur l'extrados et chute rapidement lorsque la cavité implose. Ce phénomène périodique n'est pas parfaitement sinusoïdale et peut conduire à des oscillations secondaires harmoniques ou sous-harmoniques de la fréquence d'oscillation principale. On pourra cependant noter que les déplacements expérimentaux font apparaître en plus des oscillations plus hautes fréquences.

D'autre part, l'intensité des déplacements instantanés du bord d'attaque et du bord de fuite sont très voisines montrant que l'hydrofoil ne subit pas de torsion instationnaire significative dans le cas des poches de cavitation pulsante. Du point de vue quantitatif, on obtient une valeur moyenne (sur une durée d'environ 1 seconde) pour le déplacement du bord d'attaque de $3.4mm$ dans l'expérience contre $2.7mm$ dans le calcul. De même pour le bord de fuite on trouve un déplacement moyen de $3mm$ dans l'expérience contre $2.4mm$ pour le calcul. L'intensité des fluctuations de déplacement vertical est de $0.73mm$ (resp. $0.557mm$) dans l'expérience pour le bord d'attaque (resp. bord de fuite) à comparer avec $0.62mm$ (resp. $0.921mm$) pour le calcul. Les densités spectrales de déplacement (Figure 4.67) montrent clairement la réponse spectrale de la structure dans le cas expérimental et numérique. On observe un accord satisfaisant entre les deux spectres. On note cependant que la fréquence principale aux alentours de $11Hz$

est nettement atténué dans le cas expérimental par comparaison au calcul. On observe également expérimentalement une remontée spectrale aux alentours de $40Hz$ correspondants aux premiers modes de flexion de l'hydrofoil immergé.

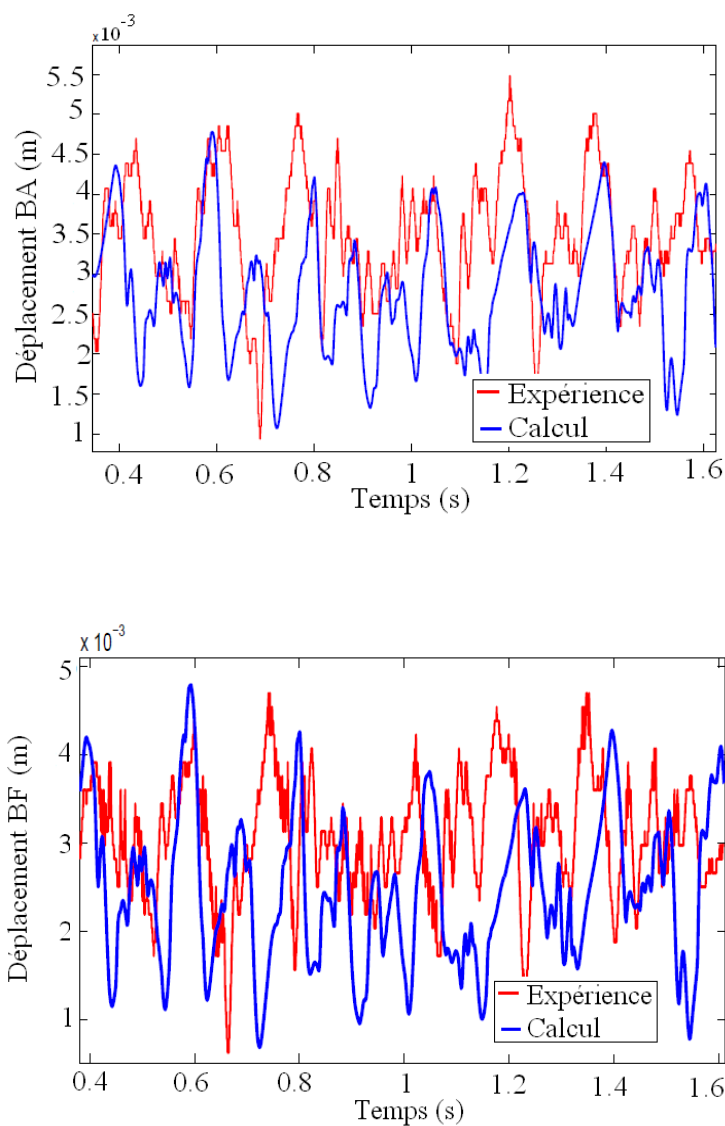


Figure 4.66 — Déplacements du bord d'attaque et du bord de fuite. Résultats numériques (bleu) et expérimentaux (rouge)

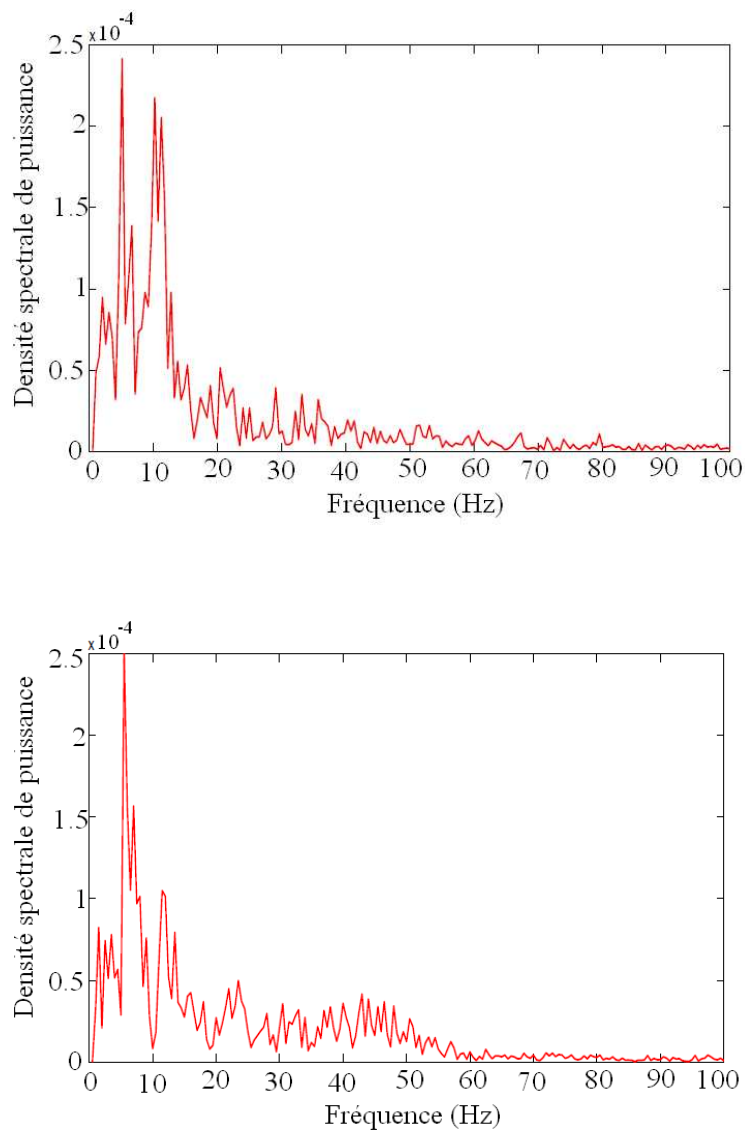


Figure 4.67 — Densité spectrale du déplacement du bord d'attaque. Numérique (à gauche) et expérimentale (à droite)

4.4.4 Conclusion :

Ce travail a permis d'initier une étude numérique et expérimentale relative au couplage entre un écoulement turbulent cavitant instable (de type cavitation par poches pulsantes) et une structure déformable linéaire. Les calculs fluide $2D$ sont réalisés avec un code basé sur la discrétisation en volumes finis des équations RANS et un modèle de turbulence $k - \epsilon - RNG$ modifié pour tenir compte du mélange liquide-vapeur. La structure est supposée linéaire et résolue par la méthode des éléments finis. Le couplage fluide-structure est faible au sens où il est fondé sur le transfert et l'interpolation vers la structure du chargement fluide calculée initialement en écoulement $2D$ sur une structure rigide. Du point de vue hydrodynamique, les résultats obtenus (longueur caractéristique de la poche de cavitation, fréquence principale d'oscillation) sont en bon accord avec les observations expérimentales. Des visualisations de la déformation de la structure et une méthode de traitement d'images développés au laboratoire ont permis de mesurer la dynamique de la structure avec une relative bonne précision. Vu la complexité de l'écoulement et malgré le couplage faible, les résultats numériques montrent un bon accord avec les résultats expérimentaux aussi bien dans le cas statique que dans le cas dynamique. On observe cependant une réponse plus importante à la fréquence principale d'excitation dans le cas numérique que l'on peut attribuer à l'hypothèse de couplage faible. A travers cette étude préliminaire, nous avons pu montrer que la prise en compte d'un couplage fluide-structure faible n'a pas d'influence sur la dynamique de la poche de cavitation.

4.5 Traitement par décomposition en modes empiriques

4.5.1 Principe de l'algorithme de l'EMD :

La décomposition en modes empirique (EMD), introduite par [Huang et al., 1998] permet la décomposition adaptative d'un signal non-linéaire et non stationnaire en un nombre finie de fonctions (modes) : IMF (Intrinsic Mode Functions). Soit $s(t)$ un signal. La procédure de décomposition de $s(t)$, ou bien le tamisage (Sifting), consiste à interpoler les maxima et les minima locaux du signal par des splines cubiques ou B-splines et construire ainsi les enveloppes supérieures et inférieures respectivement. La moyenne des deux enveloppes est calculée puis soustraite au signal original $s(t)$. Cette différence est qualifiée d'IMF (notée $imf1$) si elle vérifie les conditions suivantes :

- le nombre d'extrema locaux et de passages à zéros différent au plus de un,
- de moyenne nulle.

Le signal de départ $s(t)$ est représenté comme étant la somme des IMF plus le résidu final $s(t) = \sum_{k=1}^M IMF_k(t) + r_M(t)$; où $r_M(t)$ est le résidu de la décomposition et M est le nombre de modes. L'algorithme de l'EMD est le suivant :

- Initialisation : $r_0(t) = x(t)$, $i=1$

-Extraction de la i ème IMF :

1. Initialisation : $h_0(t)=r_i(t)$, $j=1$
2. Extraction des minima et maxima locaux de $h_{j-1}(t)$
3. Interpolation des minima et des maxima par une spline cubique pour obtenir les enveloppes maxima et minima de $h_{j-1}(t)$
4. Calcul de l'enveloppe moyenne $m_{j-1}(t)$

$$5. \text{hj}(t) = \text{hj-1}(t) - \text{mj-1}(t)$$

6. Si le critère d'arrêt est satisfait alors : $\text{IMFi}(t) = \text{hj}(t)$ sinon retour l'étape d'extraction des minima et des maxima locaux avec $j = j + 1$

$$-\text{ri}(t) = \text{ri-1}(t) - \text{IMFi}(t)$$

-Si $\text{ri}(t)$ a plus que 2 extremum alors retour en 2 avec $i = i + 1$ sinon la décomposition est finie et $\text{ri}(t)$ est le résidu.

4.5.2 Application de l'EMD sur les données expérimentales :

On considère l'évolution temporelle de la somme des coefficients de pressions au niveau des capteurs ((v3, v4, v5, v7, v13, v9, v10). On décompose ce signal en utilisant l'EMD (Figure 4.68) et on calcule la densité de puissance spectrale de chaque IMF.

Pour chaque position on trace sur le même graphe les spectres relatifs aux différentes IMFs (Figure 4.69).

La figure 5.2 montre deux pics importants à $f = 5$ Hz et $f = 10$ Hz (IMF15 et 16). Il s'agit des mêmes fréquences obtenues par le calcul de la densité spectrale de puissance sur le signal original. Cette technique nous a donc permis d'extraire les fréquences caractéristiques des oscillations des poches.

On calcule la valeur RMS de chaque IMF :

$$\overline{IMF} = \frac{1}{T} \int_0^T IMF^2(t).dt \quad (4.13)$$

et on trace l'évolution de $\frac{\overline{IMF}}{C_{PRMS}}$ en fonction du numéro de l'IMF. (Figure 4.70).

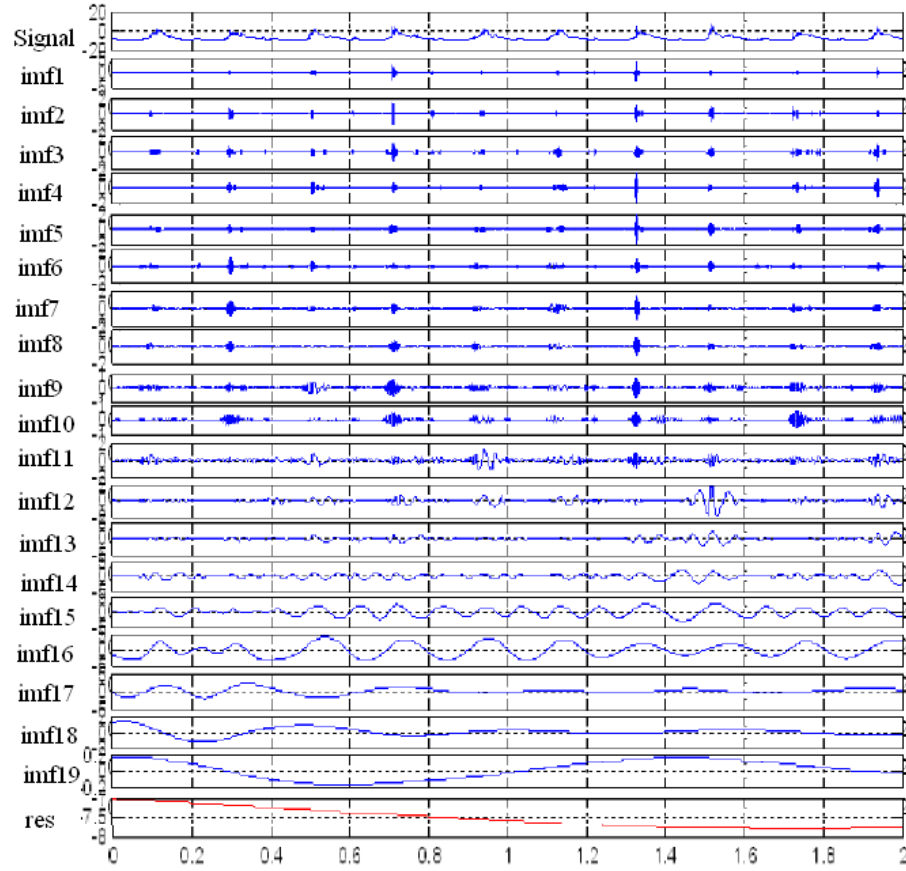


Figure 4.68 — Décomposition en modes empiriques du coefficient de pression.

La somme des IMF 15 et 16 (grande énergie) donne la composante basse fréquence de l'instabilité. Il s'agit de la tendance globale du signal. La somme des autres IMF donne un signal haute fréquence avec des pics brefs, c'est la partie fluctuante du signal (Figure 4.71). Le signal peut alors s'écrire comme la somme de deux composantes : $C_p = \overline{C_p} + \tilde{C}_p$ où $\overline{C_p}$ représente la tendance globale et $\tilde{C}_p$ représente la partie fluctuante du signal.

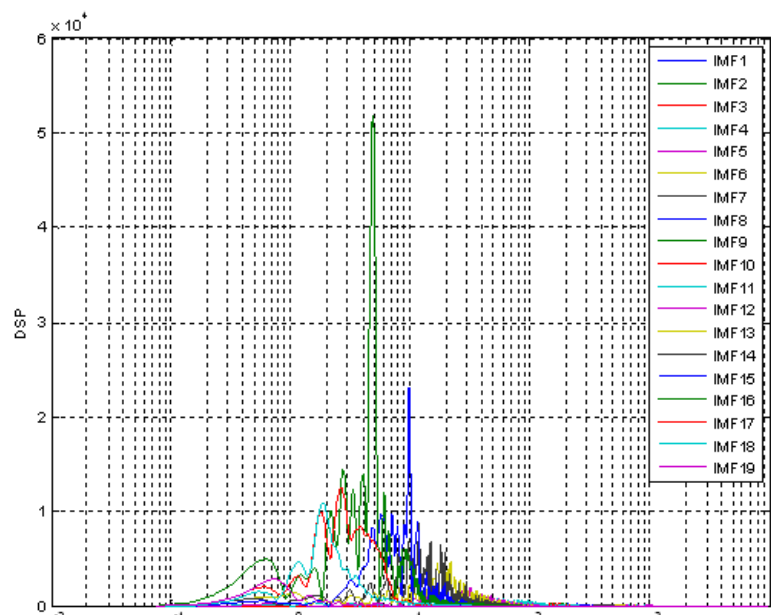


Figure 4.69 — Spectre des IMFs.

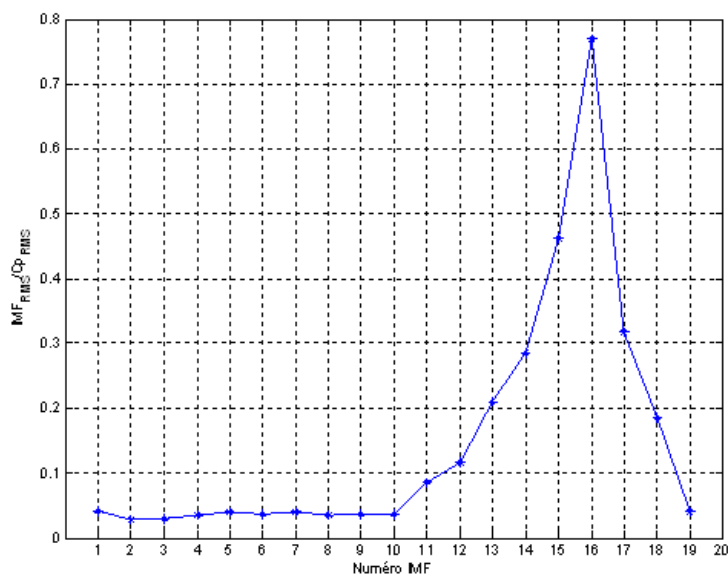


Figure 4.70 — Evolution de la valeur RMS des IMF en fonction du numéro de l'IMF.

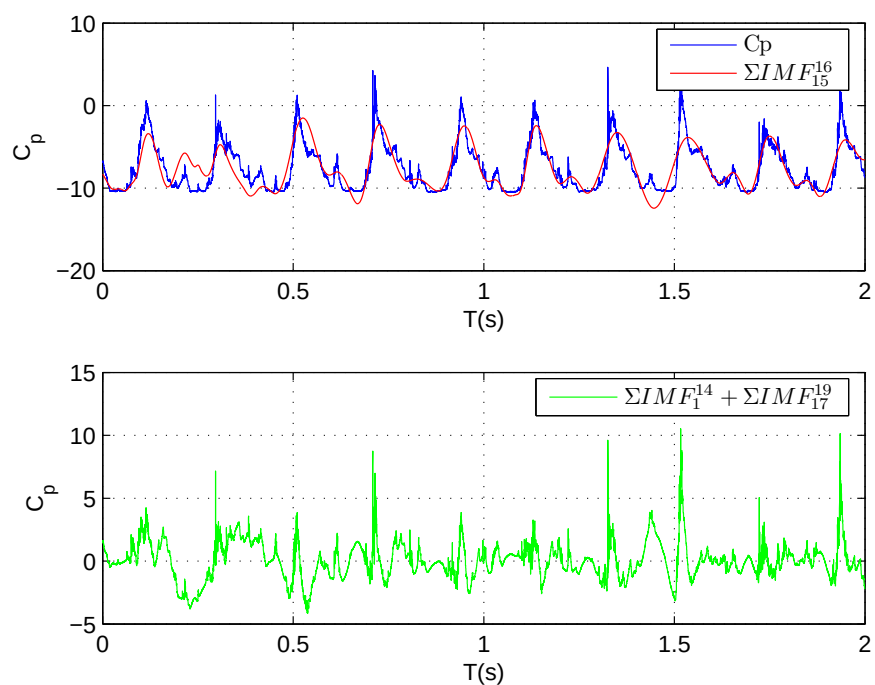


Figure 4.71 — Reconstruction du signal par séparation des composantes.

4.5.3 Application de l'EMD sur les résultats numériques :

Le même traitement est appliquée aux signaux de pression issus du calcul avec une loi barotrope à $\sigma = 1.3$ (Figure 4.72 et Figure 4.73).

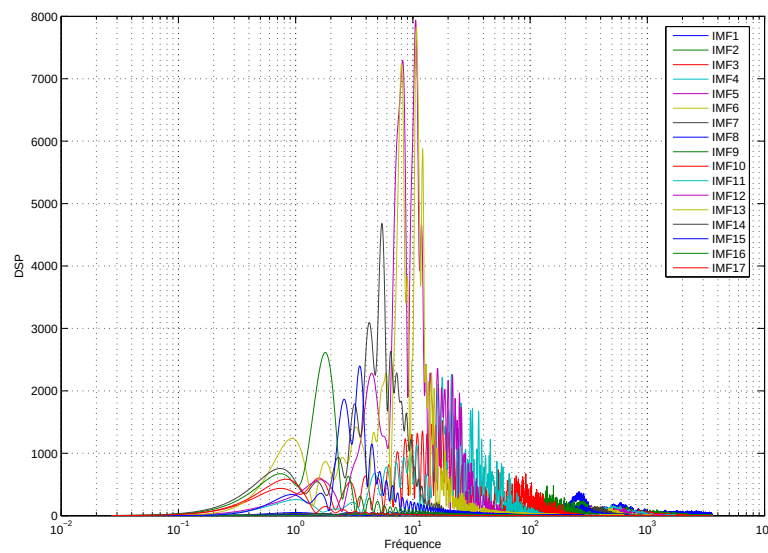


Figure 4.72 — Evolution de la valeur RMS des IMF en fonction du numéro de l'IMF.

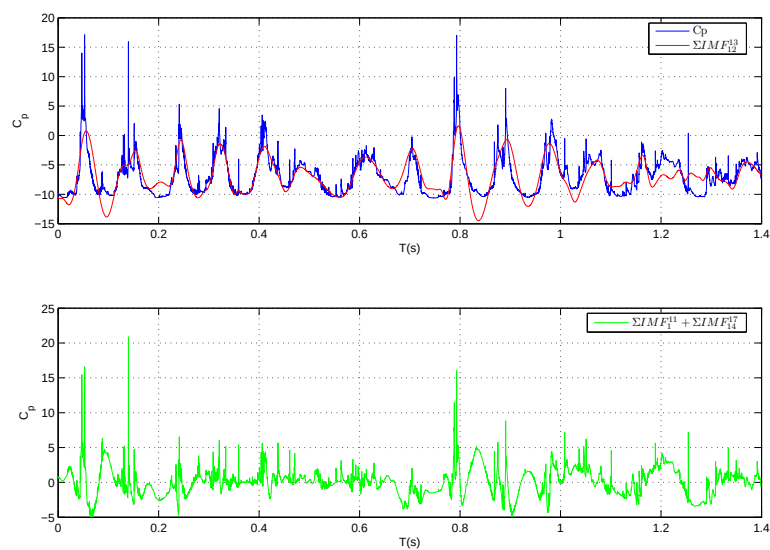


Figure 4.73 — Reconstruction du signal par séparation des composantes.

4.5.4 Conclusion :

La décomposition en modes empiriques appliquée aux signaux de pressions numériques et expérimentaux permet d'extraire les fréquences caractéristiques des oscillations des poches de cavitation. Elle permet aussi la décomposition du signal traité en une tendance globale et une partie fluctuante.

Bibliographie

- [Abraham et Keith, 1998] Abraham B.M, Keith W.L," Direct measurements of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber- frequency spectra" *Journal of Fluids Engineering*, 1998.
- [Ait Bouziad, 2005] Ait Bouziad,"Physical modelling of leading edge cavitation : computational methodologies and application to hydraulic machinery",*Thèse, École Polytechnique Fédérale De Lausanne*, 2005.
- [Arndt et al., 2000] Arndt R. E. A., Song C. C. S., Kjeldsen M., He J., Keller A., "Instability of Partial cavitation : a numerical/experimental approach", Twenty -Third Symposium on Naval Hydrodynamics, Val de Reuil, France, September 17-22, 2000.
- [Astolfi et al., 2000] Astolfi J.-A., Leroux J.-B., Dorange P., Billard J.-Y., Deniset F., de La Fuente S.,"An experimental Investigation of cavitation Inception and Development on a two-Dimensional Hydrofoil", *Journal of Ship Research*, vol. 44, n°4, pp. 259-269, December 2000.
- [Benaouicha et al., 2009a] Benaouicha M., Frikha S., Ducoin A., Astolfi J.A, Coutier-Delgosha O., " Numerical study of hydrofoil deformation in a cavitating fluid flow ", *3ème Congrès International Conception et Modélisation des Systèmes Mécaniques CMSM 2009, Hammamet, Tunisie*, 16-18 Mars 2009.

- [Benaouicha et al., 2009b] Benaouicha M, Ducoin A., Frikha S., Astolfi J.A, Debecdelievre H., " Etude numérique et expérimentale d'un hydrofoil dans un écoulement cavitant", *19ème Congrès Français de Mécanique, Marseille*, 24-28 Août 2009.
- [Benaouicha et al., 2010] Benaouicha M, Astolfi J.A , Ducoin A., Frikha S., Coutier-Delgosha O., " A numerical study of cavitation induced vibration", proceedings of the ASME2010 Pressure Vessels and Piping Conference PVP2010, Bellevue, Washington, USA, July18-22, 2010,.
- [Blake et Shase, 1971] Blake W.K, Shase D. M, " Wavenumber-frequency spectra of turbulent boundary layer pressure measured by microphone arrays " *Journal of the acoustical society of America*, vol. 49, No.3, part 2, pp. 862-876, 1971 .
- [Brennen, 1969] Brennen C., "A Numerical Solution of Axisymmetric cavity flows", *Journal of Fluid Mechanics*, 37, 671-688, 1969
- [Callenaere et al., 1998] Callenaere M., Franc J.P., Michel J.M., "Influence of Cavity Thickness and Pressure Gradient on the Unsteady Behavior of Partial Cavities" *Third International Symposium on Cavitation, April 7-10, Grenoble, France*, Vol.1, pp.209-214, 1998.
- [Callenaere et al., 2001] Callenaere M., Franc J.P., Michel J.M. and Riondet M., "The cavitation instability induced by the development of a re-entrant jet", *J. Fluid Mech.*, 444, 223-256, 2001.
- [Chen et Heister, 1995a] Chen Y. et Heister S.D,"Modeling hydrodynamic Non-Equilibrium in Bubbly and Cavitating flows" *J. Fluids Engng.*, vol 118, pp 172-178, 1995.
- [Chen et Heister, 1995b] Chen Y. et Heister S. D. "Two-phase modeling of cavitated flows". *Computers and Fluids* 24, 7 (1995), 799–809. *Elsevier Science Ltd*.

- [Coutier-Delgosha et al., 2007] Coutier-Delgosha O, Stutz B., Vabre A., Legoupil S., " Analysis of cavitating flow structure by experimental investigations " *J. Fluid Mech*, pp 171-222, 2007.
- [Coutier-Delgosha et al., 2006] Coutier-Delgosha O, Stutz B., Vabre A., Legoupil S., " Experimental study of the cavitation flow on a 2D hydrofoil by X-Ray absorption " *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006*, Wageningen, The Netherlands, Septembre 2006.
- [Coutier-Delgosha et al., 2003a] Coutier-Delgosha O, Astolfi J.A, " Numerical prediction of the cavitating flow on a two dimensional symmetrical hydrofoil with a single fluid model " *Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003)*, Osaka, Japan, Novembre, 2003.
- [Coutier-Delgosha et al., 2003b] Coutier-Delgosha O, Fortes-Patella R., Reboud J.L. " Evaluation of turbulence model influence on the numerical simulations of unsteady cavitation " *Journal of Fluids Engineering*, vol. 125, pp. 38-45, 2003.
- [Coutier-Delgosha et al., 2001] Coutier-Delgosha O., "Modélisation des écoulements cavitants : étude des comportements instationnaires et application tridimensionnelle aux turbomachines", *Thèse*, 2001.
- [Coutier-Delgosha et al., 2003c] Coutier-Delgosha O., Reboud J.L., Delannoy Y., 2003, "Numerical simulations in unsteady cavitating flows", *International Journal for Numerical Methods in Fluids*, vol. 42, n°5, pp. 527-548, 2003.
- [Dauby et al., 2006] Dauby D., Leroyer A. and Visonneau M., "Computations of 2D cavitating flows and tip vortex flows with an unstructured rans solver", *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006*, Wageningen, The Netherlands, Septembre 2006.
- [Delannoy et al., 1990] Delannoy, Y. and Kueny, J.L., "Cavity Flow Predictions based on the Euler Equations", *ASME Cavitation and Multi-Phase Flow Forum*, 109, pp. 153-158, 1990.

- [Deshpande et al., 1994] Deshpande M., Feng. J., Merkle C. L. , "Cavity Flow Predictions Based on the Euler Equations," *ASME J. Fluids Eng.*, 116, 36-44,1994
- [Ducoin, 2008] Ducoin A., Etude expérimentale et numérique du chargement hydrodynamique des corps portants en régime transitoire avec prise en compte du couplage fluide structure. Thèse, Ecole Centrale de Nantes/Ecole Navale, ED SPIGA, Novembre 2008.
- [Dular et al., 2006] Dular M., Bachert R., Stoffel B., "Experimental and numerical investigation of swept leading edge influence on the developed cavitation", *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006, Wageningen, The Netherlands*, Septembre 2006.
- [Franc, 1995] Franc J.P., Avellan F., Belhadj B., Billard J.Y., Briançon-Marjollet L., Fréchou D., Fruman D.H., Karimi A., Kueny J.L., Michel J.M., " La cavitation :mécanismes physiques et aspects industriels " *Presses Universitaires de Grenoble*, 1995.
- [Franc et Michel, 1985] Franc J.P et Michel J.M., "Attached Cavitation and the Boundary Layer : Experimental Investigation and Numerical treatment ", *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 154, pp. 63-90, 1985.
- [Frikha et al., 2008] Frikha S., Coutier-Delgosha O. et Astolfi J.A., " Numerical investigations of the cavitating flow on two-dimensional hydrofoils : physical modeling methodology" *12th International Symposium on Transport phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, February 2008.
- [Frobenius et al., 2003] Frobenius M., Schilling R., Bachert R., B. Stoffel B., Ludwig G., "Three Dimensional unsteady cavitation effects on a single hydrofoil and in a radial pump-Measurements and numerical simulations", *Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003)*, Osaka, Japan, Novembre, 2003.

- [Furness et Hutton, 1975] Furness R.A., Hutton, S.P. "Experimental and Theoretical Studies of Two-dimensional Fixed-type Cavities", *Journal of Fluids Engineering*, vol. 97, 515-522, 1975
- [Gopalan et Katz, 2000] Gopalan S, Katz J., "Flow structure and modeling issues in the closure region of attached cavitation". *Physics of Fluids*, 12(4) :895, 2000.
- [Hejranfar et Hesary, 2009] Hejranfar K., Hesary K. F., "Assessment of a Central Difference Finite Volume Scheme for Modeling of Cavitating Flows Using Preconditioned Multiphase Euler Equations", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.
- [Hoekstar et Vaz, 2009] Hoekstra M., Vaz G., "The partial cavity on a 2D foil revisited", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.
- [Huang et al., 1998] Huang E. et al, "The empirical mode decomposition and the Hilbert spectrum for non-linear and non-stationary times series analysis " *Proc. R. Soc., Lond. A pp. 903-995*, 1998.
- [Iga et al., 2001] Iga Y., M. Nohmi, A. Goto, B. R. Shin, T. Ikohagi, "Numerical study of sheet cavitation break-off phenomenon on a cascade hydrofoil", *4th International Symposium on Cavitation, CAV2001 :sessionB2.001*, 2001.
- [Jousselin et al., 1991] Jousselin F., Delannoy Y., Sauvage-Boutard E. et B. Goirand, " Experimental investigation on unsteady attached cavities ", *Cavitation'91, ASME, 1991, FED- Vol.116*, pp. 61-66.
- [Kim, 2009] Kim S.-E., "A Numerical Study of Unsteady Cavitation on A Hydrofoil", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.

- [Kawamura et al., 2006] Kawamura T., Takekoshi Y., Yamagushi H., Minowa T., Maeda M., Fujii A., Kimura K., Taketani T., "Simulation of unsteady flow around marine propeller using a Rans CFD code". *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006, Wageningen, The Netherlands*, Septembre 2006.
- [Kawanami et al.,1997] Kawanami Y., Kato H., Yamaguchi H., Tagaya Y. et Tanimura M., "Mechanism and Control of Cloud Cavitation", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 119, pp. 788-794, 1997.
- [Kinnas et Fine, 1993] Kinnas S.A., Fine N.E., "A Numerical Nonlinear Analysis of the Flow around Two- and Three-Dimensional Partially Cavitating Foils", *Journal of Fluid Mechanics*, 254, 151-181, 1993
- [Knapp et al., 1970] Knapp RT, Daily JW et Hammit FG, "Cavitation", *McGraw-Hill Inc, Engineering Societies Monograph*, 1970.
- [Kubota et al., 1992] Kubota A., Kato H., et Yamaguchi H., "A New Modeling of Cavitating Flows : a Numerical Study of Unsteady Cavitation on a Hydrofoil Section", *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 240, pp. 59-96, 1992.
- [Kunz et al., 2003] Kunz R.F, Lindau J.W, Kaday T.A., Peltier L.J, "Unsteady RANS and detached eddy simulations of cavitating flow over a hydrofoil", "*Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003)*", Osaka, Japan, Novembre, 2003.
- [Kunz et al., 2000] Kunz R.F., Boger D.A, Stineberg D.R., Chyczewski T.S., Lindau J.W., Gibeling H.J., Venkateswaran S., Govindan T.R., "A pre-conditioned Navier-Stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction", *Computers & Fluids* 29 , 849-874, 2000.
- [Kunz et al.,1999] Kunz R.F., Boger D.A, Stineberg D.R., Chyczewski T.S., Lindau J.W., Govindan T.R, " Multi-phase cfd analysis of natural and ventilated cavitation about submerged bodies", *Proceedings of FEDSM '99*,

- 3rd ASME/JSME Joint Fluids Engineering Conference*, 18-23 Juillet , 1999, San Francisco, California.
- [Le ficheux, 1998] Le Fichoux E., "Presentation and use of Castem 2000", *ENSAT-LME*, 1998. [http ://www.cast3m.cea.fr](http://www.cast3m.cea.fr).
- [Lemonnier et Rowe, 1988] Lemonnier H., Rowe A., "Another Approach in Modeling Cavitation", *Journal of Fluid Mechanics*, vol.195, 557-580, 1988
- [Leroux et al., 2004] Leroux J.-B., Astolfi J.-A. et Billard J.-Y., "An experimental Study of Unsteady Partial Cavitation" *J. Fluids Engng.*, vol 126, pp 94-101, 2004.
- [Leroux, 2003] Leroux J.B. "Etude expérimentale en tunnel hydrodynamique des instabilités de la cavitation par poche sur hydrofoil par la mesure spatio-temporelle du champ de pression pariétal", *Université de Nantes, Ecole Centrale de Nantes, Soutenue le 11 décembre 2003 à l'IRENav*
- [Leroux et al., 2003] Leroux J.B., Coutier-Delgosha O., Astolfi J.A., "A joint experimental and numerical study of mechanisms associated to unsteady partial cavitation on two-dimensional hydrofoil", *physics of fluids 17*, paper 052101, 2003.
- [Le et al., 1993] Le Q., Franc J.-P et Michel J.-M., "Partial Cavities : Global Behavior and Mean Pressure Distribution", *Journal of Fluid Engineering*, Vol. 115, pp. 243-248, 1993.
- [Li, 2006] Li B.Q, "Discontinuous finite elements in fluid dynamics and heat transfer", *Livre*, pp468-469, 2006.
- [Li et al., 2009] Li D.-Q., Grekula M., Lindell P., "A modified SST k-. Turbulence Model to Predict the Steady and Unsteady Sheet Cavitation on 2D and 3D Hydrofoils", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.
- [Manoha, 1991] Manoha E, "all pressure wavenumber- frequency spectrum beneath a turbulent boundary layer measured with transducers calibrated

- with an acoustical method " *Proceeding of the ASME symposium on flow noise modeling, measurement and control, noise control and acoustics*, Vol.11, pp. 21-35 ,1991.
- [Merkle et al., 1998] Merkle, C. L., Feng, J. Z., and Buelow, P. E. "Computational modeling of the dynamics of sheet cavitation", *In Proc. Third Int. Symposium on Cavitation (Grenoble, France, april 1998)*, pp. 307–311, 1998.
- [Mejri, 2006] Mejri-Chtioui I.,"Analyse De L'écoulement instationnaire cavitant dans Les inducteurs",*thèse*, Ecole Nationale Supérieure des Arts et Métiers, CER de Paris, 2006.
- [Mejri et al., 2006] Mejri-Chtioui, Bakir F., Rey R. et Belamri T.,"Comparison of computational results obtained from a homogenous cavitation model with experimental investigations of three inducers",*Journal of Fluids Engineering*, 128, No. 6 :1308-1323, 2006.
- [Moreau, 2005] Moreau J.-B.,"Modélisation de l'écoulement polyphasique à l'intérieur et en sortie des injecteurs diesel", *thèse*, Institut National Polytechnique de Toulouse, 2005.
- [Newmark et al., 2000] Kane C, Marsden J.E, Ortiz M. et West M., "*ENSAT-LME* Variational integrators and the Newmark algorithm for conservative and dissipative mechanical systems", *Int. Journal for Numerical Methods in Engineering* , 49 (10), pp.1295-1325, 2000.
- [Patankar, 1981] Patankar S.V., "Numerical Heat Transfer and Fluid Flow", Hemisphere Publishing Corporation, Washington, 1981.
- [Peng et al., 2009] Peng X., Zhang G., Ji B., Lu L., Hong F.,"Observations and numerical simulations of unsteady partial cavitation on 2-D hydrofoil",*Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.

- [Persson et al., 2006] Persson T., Bark G., Bensow R., Berchiche N., Fureby C., "Large eddy simulation of the cavitating flow around a wing section", *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006, Wageningen, The Netherlands*, Septembre 2006.
- [Pahm et al., 1999] Pham T. M., Larrarte F. et Fruman D. H., "Investigation of Unstable Sheet Cavitation and Cloud Cavitation Mechanisms" *J. Fluids Eng.*, 121, pp. 289-296, 1999.
- [Qin et al., 2003] Qin Q, Song C.C.S., Arndt R.E.A, "A Virtual Single-Phase Natural Cavitation Model And its Application to Cav2003 Hydrofoil", *Fifth International Symposium on Cavitation (CAV2003)*, Osaka, Japan, 1-4 November, 2003.
- [Reboud et Stutz, 2003] Reboud J.L., Stutz B., " Développement d'un modèle diphasique à deux fluides, analyse expérimentale de poches ventilées ", *réf.RT-LT-211708-01 CREMHyG-03*.
- [Saito et al., 2003] Saito Y., Nakamori I. and Ikohagi T., "Numerical analysis of unsteady vaporous cavitating flow around a hydrofoil", *Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003)*, Osaka, Japan, 1-4 Novembre, 2003.
- [Sakoda et al., 2001] Sakoda M., Yakushiji R., Maeda M. et Hajime H., "Mechanism of Cloud Cavitation Generation on a 2-D Hydrofoil". *Fourth International Symposium on Cavitation*, June 20-23, 2001.
- [Sauer et al., 2001] Sauer J., Schnerr G., "Physical and Numerical Modeling of Unsteady Cavitation Dynamics", *IMCF-2001, New Orleans, USA*, 27 Mai-1 Juin, 2001.
- [Seo et al., 2009] Seo J. H., Lele S. K., "Numerical investigation of cloud cavitation and cavitation noise on a hydrofoil section", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.

- [Shen et al., 1989] Shen Y. et Dimotakis P. (1989) "The Influence of Surface Cavitation on Hydrodynamic Forces," *Proc.22nd ATTC, St. Johns*, pp. 44-53.
- [Singhal et al., 2001] Singhal A K., Athavale M.M., Li H., Jiang Y., "Mathematical basis and validation of full cavitation model", *ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, ASME Paper FEDSM2001-18015*, 2001.
- [Schmidt et al., 1999] Schmidt D. P., Rutland C. J., and M. L.Corradini, "A Fully Compressible Two-Dimensional Model of High Speed Cavitating Nozzles," *Atomization and Sprays*, 9, 156;168,1999.
- [Senocak, 2002] Senocak I., "Computational methodologie for the simulation of turbulent cavitating flows, *thèse, université de floride*, 2002.
- [Senocak et Shyy, 2002] Senocak I., Shyy W., "A pressure- based method for turbulent cavitating flow computations", *Journal of Computational Physics*, 176(2) :363;383, 2002.
- [Senocak, 2002] Senocak I., "Evaluation of cavitation models for Navier-Stokes computations, *proceedings of FEDSM'02, 2002 ASME Fluids Engineering Division Summer Meeting, Montreal, Quebec, Canada*, 14-18 Juillet, 2002.
- [Shen et Dimotakis, 1989] Shen, Y. and Dimotakis, P. (1989) "The Influence of Surface Cavitation on Hydrodynamic Forces," *Proc.22nd ATTC, place-CitySt. Johns*, pp. 44-53.
- [Sherm et al., 1990] Shermann C.H, Ko S.H and Buehler B.G, " Measurement of the turbulent boundary layer wave-vector spectrum " *Journal of the acoustical society of America*, vol. 88, No.1, pp. 386-390,1990.
- [Singhal et al., 2001] Singhal A K., Athavale M.M., Li H., Jiang Y., "Mathematical basis and validation of full cavitation model", *ASME Fluids En-*

- gineering Division Summer Meeting, ASME Paper FEDSM2001-18015*, 2001.
- [Stutz et al., 1997] Stutz B. et Reboud L., "Experiments on Unsteady Cavitation", *Experiments in Fluids*, Vol. 22 :191-198, 1997.
- [Stutz et al., 1997b] Stutz B, Reboud JL. "Two-phase flow structure of sheet cavitation". *Phys Fluids* 9, 3678–86, 1997
- [Wills, 1970] Wills J.A.B, " Measurements of the wave-number/phase velocity spectrum of wall pressure beneath a turbulent boundary layer " *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 45, Part 1, pp. 65-90 ,1970 .
- [Wu et al., 2003] Wu J., Utturkar Y., Shyy W., "Assessment of modeling strategies for cavitating flow over a hydrofoil", *Fifth International Symposium on Cavitation (cav2003)*, Osaka, Japan, 1-4 Novembre, 2003.
- [Wallis, 1969] Wallis G.B., "One-dimensional two-phase flow", *McGraw-Hill*, 1969.
- [Wang et al., 2009] Wang G., Zhang B., Huang B., Zhang M., "Unsteady Dynamics of Cloud Cavitating Flows around a Hydrofoil", *Proceedings of the 7th International Symposium on Cavitation, CAV2009*, Ann Arbor, Michigan, USA, 2009.
- [Harlow et al., 1965] Harlow F.H., Welch E., "Numerical Calculation of Time-Dependent Viscous Incompressible Flow of Fluids with Free Surface", *Phys. Fluids*, Vol. 8, p. 2182, 1965.
- [Xiong et al., 2006] Xiong Y. L., Gao Y., An W., "Comparisons of turbulence models in predicting unsteady supercavitating flow, *Sixth International Symposium on cavitation CAV2006, Wageningen*", The Netherlands, Septembre 2006.
- [Zu, 1991] Zhu J., "A low diffusive and oscillation-free convection scheme". *Communications in Applied Numerical Methods* 7, 225–232, 1991.

Etude numérique et expérimentale des écoulements cavitants sur corps portants : Application à la modélisation des écoulements cavitants sur machines hydrauliques

RESUME : Le travail de thèse s'inscrit dans le cadre des travaux de recherche appliquée qui ont lieu au Laboratoire de Mécanique de Lille et à l'Institut de Recherche de l'Ecole Navale dans le domaine respectif des machines tournantes de type turbomachines ou celui des hélices marines et appendices de type surfaces portantes équipant les navires (stabilisateurs, safrans,...). L'objectif principal de la thèse est d'étudier les instabilités de cavitation. Pour cela, des simulations numériques associant des modèles de cavitation déjà existants sont mises en oeuvre et une comparaison de ces modèles est effectuée. On s'intéresse particulièrement aux modèles de cavitation homogènes pour lesquels le mélange liquide/vapeur est considéré comme un fluide unique à densité variable. Le transfert de masses entre les deux phases est contrôlé soit par une loi d'état barotrope qui relie la densité à la pression soit par une équation de transport de taux de vide avec des termes sources appropriées. En parallèle, des mesures expérimentales basées sur la mesure de pression pariétale et d'acquisition vidéo sont menées dans le Tunnel de cavitation de l'Ecole Navale. Cette étude expérimentale est complétée par l'étude menée par O. Coutier à l'Ecole Nationale Supérieure de Techniques Avancées à Paris et qui a permis d'obtenir les profils de taux de vide instantanés par des mesures Rayon X. Les résultats expérimentaux et numériques sont analysés par des techniques de traitement du signal originales.

Mots clés : cavitation par poche, instabilité de cavitation, modélisation numérique, taux de vide, loi d'état, équation de transport.

Numerical and experimental study of the cavitating flows on lifting bodies: Application to the modeling of the cavitating flows on hydraulic machines

ABSTRACT: This work lies within the scope of applied research which take place at the Laboratory of Mechanics of Lille and the Research institute of the Naval Academy in the respective field of the turbomachine and the marine propellers and appendices equipping the ships (stabilizing, saffrons...). The main aim of the thesis is to study instabilities of cavitation. For that, numerical simulations associating with the already existing models of cavitation are made and a comparison of these models is carried out. We are interested particularly in the homogeneous models of cavitation for which the liquid mixture/vapor is regarded as a single fluid with variable density. The mass transfer between the two phases is controlled either by a barotropic state law which connects the density to the pressure or by a void fraction transport equation with suitable sources terms. In parallel, experimental measurements based to the measure of parietal pressure and video acquisitions are carried out in the tunnel of cavitation of the Naval Academy. This experimental study is completed by the study undertaken by O. Coutier in the ENSTA academy in Paris and which allowed obtaining the profiles of instantaneous void fraction by X-ray measurements. The experimental and numerical results are analyzed by original techniques of signal treatment.

Keywords : sheet cavitation, unsteady cavitation, numerical modeling, void fraction, state law, transport equation.

