



**Etude expérimentale de l'interaction turbulence
cavitation dans un écoulement de marche descendante
cavitant : application à la problématique du "blackflow"
l'amont des turbopompes de moteurs fusées**

Guillaume Maurice

► **To cite this version:**

Guillaume Maurice. Etude expérimentale de l'interaction turbulence cavitation dans un écoulement de marche descendante cavitant : application à la problématique du "blackflow" l'amont des turbopompes de moteurs fusées. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de Grenoble, 2014. Français. NNT : 2014GRENI040 . tel-01299542

HAL Id: tel-01299542

<https://theses.hal.science/tel-01299542>

Submitted on 7 Apr 2016

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Mécanique des fluides**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Guillaume Maurice

Thèse dirigée par **Stéphane Barre**
et codirigée par **Henda Djeridi**

préparée au **Laboratoire des écoulement géophysique et industriels**
et dans l'**école doctorale IMEP²**

Étude expérimentale de l'interaction turbulence cavitation dans un écoulement de marche descendante cavitant:

Application à la problématique du "backflow" à l'amont des
turbopompes de moteurs de fusées

Thèse soutenue publiquement le **14 mai 2014**,
devant le jury composé de :

M. Alain Cartellier

Directeur de recherche CNRS LEGI, Président

M. Mohamed Farhat

Professeur EPFL LMH, Rapporteur

M. Michel Lance

Professeur université Claude Bernard LMFA, Rapporteur

Mme Véronique Roig

Professeur Toulouse-inp IMFT, Examinatrice

M. Luca Dagostino

Professeur Université de Pise, Examineur

M. Erwan Collin

Maitre de conférence, ENSMA institut P', Examineur

M. Stéphane Barre

Chargé de recherche CNRS LEGI, Directeur de thèse

Mme Henda Djeridi

Professeur Grenoble-inp LEGI, Co-Directeur de thèse

M. Samuel Legoupil

Ingénieur Chercheur CEA saclay, Co-Encadrant de thèse

M, Steven Frankel

Professeur West-Lafayette Purdue university, Invité

M. Jérôme Dehouve

Ingénieur CNES, Invité

M. Thomas Watiotienne

Ingénieur SNECMA, Invité



Remerciements

On peut comparer la thèse à une course d'alpinisme une traversée. Avant toute chose, pour que la traversée se passe sans encombre, il faut choisir de bons guides. Avec Henda et Stephane, j'étais avec la fine fleur du bureau des guides et le baroudeur de la mécanique des fluides, à qui aucun sommet ne fait peur. Je les remercie de m'avoir bien guidé, aiguillé vers les passages intéressants et quelque fois d'avoir posé quelques dégaines pour moi.

Comme dans toute traversée, il y a également les compagnons de cordée (Vincent, Max, Jean Olivier, Laurent, Antoine, Nicolas, Boris, les Guillaumes, Eric, Philippe, et tous les autres) qui donne l'envie de vous lancer dans la course, vous aident à monter le matériel et vous ouvrent les yeux pour apercevoir un chamois ou une marmotte que vous n'auriez pas vu au détour d'une vire ou d'une crête. En me remémorant ces quelques années passées à Grenoble c'est à eux que je pense concernant les nombreux week-end, sorties ski, et debriefing au bar de la piscine. Certains ont fini leur course d'autres y sont en encore et je les remercie d'avoir partagé un bout de chemin avec moi. Je leur souhaite bonne chance pour la fin de leur périple.

On trouve toujours également les spécialistes d'une face en particulier. La face de l'informatique par exemple, très sournoise, peut vous faire perdre du temps bêtement sans l'aide de ces vieux de la vieille qui en connaissent les recoins les plus obscurs. Ils se reconnaîtrons j'espère. Ou encore la face des mesures laser, celle-ci, la première fois qu'on l'a tentée, les conditions climatiques nous ont fait rebrousser chemin : « le laser a gelé, on retentera la face avec des conditions plus clémentes ». Heureusement, toujours en contact avec le vieux de la vieille spécialiste de la face, on a pu adapter le matériel et finir cette partie de la traversée. La traversée se termine par une longue portion assez « abo », l'arrête de la rédaction, le vide à gauche, le vide à droite, c'est le passage obligatoire pour finir. Celle-ci, on l'a faite en corde tendue avec Henda, Stéphane et Fanny pour le soutien moral et pour éviter les crevasses de l'orthographe. Dernière longueur, l'impression, pas si facile en fait ! Il faut que le rendu soit léger et propre : merci à Fred pour avoir remarqué les quelques « crux » de cette voie.

Enfin la descente, celle-ci se fait en solo intégrale, observé de près par une assemblée, tous guides à part entière. Ils ont rigoureusement suivi votre façon de négocier l'arête de la rédaction et ont pris du temps pour proposer leur vision de la course. La première partie de la descente a été répétée maintes et maintes fois, ce n'est qu'une question de temps . On arrive au relais. La deuxième partie se fait à vue, c'est un réel parcours d'équilibriste, la moindre erreur vous emmène vers une galère interminable ou la chute.

Et puis, c'est la fin. On peut savourer le ravitaillement et remercier ses mécènes, (CNES et Snecma) son jury, ses amis et sa famille.

Je remercie chaleureusement tous ceux avec qui j'ai partagé un peu de temps durant ces quelques années passées à Grenoble.

TABLE DES MATIÈRES

Nomenclature	xii
Introduction	3
1 Étude bibliographique	9
1.1 La cavitation	10
1.2 Étude des inducteurs et du “backflow”	15
1.2.1 Les études globales	15
1.2.2 Une instabilité de cavitation : Le “backflow”	16
1.2.3 Modélisation numérique du ”backflow”	19
1.3 Marche descendante	20
1.3.1 Topologie moyenne	20
1.3.2 Le champ turbulent	23
1.3.3 Le comportement instationnaire	23
1.3.4 Aspects tridimensionnels	25
2 Dispositif expérimental et méthodes de mesure	29
2.1 Le banc d’essais	29
2.1.1 Évolution de la boucle d’essais	30
2.1.2 Choix des points de fonctionnement et conditions de mesures	32
2.2 Mesures de pression	41
2.2.1 Mesures de pression moyenne	41
2.2.2 Mesures de pression fluctuante	42
2.3 Mesure de Vitesse	44
2.3.1 La vélocimétrie laser doppler	44

2.3.2	PIV 2D 2 composantes classique	47
2.3.3	Stereo PIV résolue en temps	55
2.4	Exploration de la phase vapeur	66
2.4.1	Visualisations rapides	66
2.4.2	Mesure de masse volumique par absorption de rayon X	67
3	Topologie moyenne et fluctuante de l'écoulement	75
3.1	Champ de masse volumique	76
3.1.1	Champ moyen	76
3.1.2	Champ fluctuant	79
3.2	Champ de pression	82
3.2.1	Champ moyen	82
3.2.2	Champ fluctuant	83
3.3	Champ de vitesse	88
3.3.1	Champ moyen	88
3.3.2	Quantité de Mouvement	93
3.3.3	Champ fluctuant	94
3.4	Conclusion sur la topologie moyenne et fluctuante de l'écoulement	103
4	Dynamique de l'écoulement	105
4.1	Échelles et vitesse de convection de l'écoulement	106
4.2	Analyse spectrale	116
4.3	Caractérisation des événements extrêmes en cav3	120
5	Réflexion sur la modélisation des écoulements turbulents cavitants	125
5.1	Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)	126
5.1.1	Méthode	126
5.1.2	Résultat de l'estimation	133
5.2	Modélisation de la turbulence	137
5.2.1	Formalisme	137
5.2.2	Modèles de turbulence	139
5.2.3	Étude conditionnelle de l'événement extrême en cav3	145
5.3	Modélisation du changement de phase	147
5.3.1	Modélisation barotrope	147
5.3.2	Estimation du terme source des modèles à transport de taux de vide	151
5.4	Discussion	155

TABLE DES MATIÈRES

Conclusion	157
Travail réalisé	157
Principaux résultats	158
Perspective	160
Bibliographie	161
A Détail des conditions de mesures	3
B Champs de vitesse	11
B.1 $\bar{u}$	12
B.2 $\bar{v}$	13
B.3 $\sqrt{u'^2}$	14
B.4 $\sqrt{v'^2}$	15
B.5 $\overline{u'v'}$	16
B.6 k_{2D}	17
B.7 validation	18
C Proceeding of the « 8th International Conference on Multiphase Flow », ICMF 2013	19
D L'estimation stochastique linéaire	27
D.1 Estimation stochastique 1 point	27
D.2 Estimation stochastique multipoint	28

TABLE DES FIGURES

1	évolution de la charge utile du lanceur ariane (<i>données www.cnes.fr</i>)	3
2	Schéma de fonctionnement du moteur Vulcain 2	5
3	Turbopompe	5
1.1	Diagramme de phase	10
1.2	cavitation à bulles	10
1.3	cavitation à poche	10
1.4	cavitation de sillage	10
1.5	cavitation de tourbillons	10
1.6	Schéma d'un inducteur	15
1.7	Schéma du "backflow"	17
1.8	Schéma des structures tourbillonnaires du "backflow" (Voir Tsujimoto <i>et al.</i> , 2005 [86])	17
1.9	Schéma du dispositif expérimental utilisé par Yokota <i>et al.</i> en 2004 [93] . .	18
1.10	Paramètre géométrique d'une marche descendante	20
1.11	Topologie moyenne de l'écoulement en aval d'une marche descendante . . .	21
1.12	Tailles des zones de recirculation extrait de Armaly <i>et al.</i> [8]	21
1.13	Résumé des longueurs de recollement en régime turbulent en fonction du nombre de Reynolds, données extraites de [13],[17],[21],[43],[47],[54],[64],[65],[67]	22
1.14	Schéma de la topologie instationnaire <i>et al.</i> [8]	24
2.1	Schema de la boucle d'essai	29
2.2	Transformation de la veine d'observation	30
2.3	Transformation de la veine d'observation	31
2.4	Schémas du "backflow"	31

2.5	Schéma de la veine d'essai avec la position des différentes sondes de pression et de température	33
2.6	Évolution des pressions dans le circuit en fonction du débit avec la cuve à surface libre ouverte à l'atmosphère. Les marqueurs de couleur bleu indiquent que l'écoulement est cavitant. Le sous graphe représente la pression cuve d'inception pour un débit fixé	33
2.7	Perte de charge du convergent en fonction du débit	35
2.8	Image instantanée du cas inception	37
2.9	Image instantanée du cas streaks	37
2.10	Image instantanée du cas cav1	37
2.11	Image instantanée du cas cav2	37
2.12	Image instantanée du cas cav3	37
2.13	Taux d'O ₂ dissous dans l'eau en fonction du temps d'essai	38
2.14	Profils de vitesse mesurés en LDV	39
2.15	Profil de $\bar{u}$ en $x = 0$	40
2.16	Profil de $\sqrt{u'^2}$ en $x = 0$	40
2.17	Plan des puits de mesures de pression sur un hublot	42
2.18	Disposition des capteurs de pression et puits de mesure	42
2.19	capteurs piezo-électriques utilisés pour les mesures de pression instantané	43
2.20	Principe de mesure de la LDV en back scattering	45
2.21	Position des points de mesure en LDV	46
2.22	Principe de mesure de la PIV	47
2.23	Algorithme de PIV	48
2.24	Mire de calibration utilisée pour la PIV 2D 2C	48
2.25	Caractéristiques spectrales de la rhodamine B	49
2.26	Schéma du montage expérimental	51
2.27	Schéma d'acquisition de la PIV 2D 2C synchronisé à la pression	51
2.28	Image PIV brute en cav3	52
2.29	Image PIV moyenne en cav3	52
2.30	Image PIV après avoir retranché l'image moyenne en cav3	52
2.31	Champs instantané de u et v en cav3	53
2.32	Nombre de vecteurs validés en cav3	54
2.33	Champs moyens, $\bar{u}$ et $\bar{v}$ en cav3	54
2.34	convergence de $\bar{u}$ et $\bar{v}$ en cav3	54
2.35	Schéma du principe de mesure de la PIV stéréoscopique	55

TABLE DES FIGURES

2.36	Schéma d'un montage "scheimpflug"	56
2.37	Digrammes temporels de la PIV résolue en temps	58
2.38	Schéma du dispositif expérimental pour les trois positions	59
2.39	Photo du dispositif expérimental en position aval	60
2.40	Photo du positionnement de la mire dans la veine d'essais	61
2.41	Images de la mire de calibration vue des deux caméras	61
2.42	Images brutes issues des deux caméras en cav2	62
2.43	Images pré-traitées issues des deux caméras en cav2	62
2.44	Champs de déplacement instantanée dans le repère des deux caméras	62
2.45	Repère pour l'orientation des vecteurs en stéréo PIV	63
2.46	Champ de vitesse trois composantes instantanée en cav2	63
2.47	Courbes de convergence statistique des trois composantes de la vitesse pour le cas cav3	64
2.48	Auto-corrélation de la vitesse en trois positions de l'écoulement	65
2.49	Instantané de l'écoulement dans les plans (x-y) et (z-x) pour le cas cav1 . .	66
2.50	Schéma du dispositif expérimental des mesures par absorption rayon X . .	69
2.51	Plan et photo du dispositif expérimental des mesures par absorption rayon X	70
2.52	cale de calibration (gauche) et courbe de calibration niveau de gris - taux de vide (droite)	71
2.53	Profils de niveaux de gris des images d'étalonnage	72
2.54	Images de la mire avant transformation spatiale	72
2.55	Images de la mire après transformation spatiale	73
2.56	Instantané du champ de taux de vide en cav2	73
2.57	Corrélation spatiale du bruit de mesure en rayonX	74
3.1	Profils de taux de vide dans trois sections de l'écoulement	76
3.2	Carte du taux de vide moyen en cav1	77
3.3	Carte du taux de vide moyen en cav2	77
3.4	Carte du taux de vide moyen en cav3	77
3.5	Valeur maximale du taux de vide par section	78
3.6	Volume de vapeur par section	78
3.7	Zone de résurgence	79
3.8	Écart type de taux de vide en cav1 en amont	79
3.9	Écart type de taux de vide en cav2	80
3.10	Écart type de taux de vide en cav3	80

3.11	Profils du skewness de α	81
3.12	Profils du flatness de α	81
3.13	Évolution de la pression moyenne au culot de la marche	82
3.14	Coefficient de pression en paroi	83
3.15	Écart-type de la pression en paroi	84
3.16	Évolution du niveau de fluctuation en bleu et du niveau de bruit en vert au culot	84
3.17	Skewness de la pression en paroi	85
3.18	Flatness de la pression en paroi	86
3.19	Densité de probabilité de la pression absolue en $x^* = 4$ et $x^* = 7$ pour le cas cav3	87
3.20	Carte globale de vorticité moyenne en noncav	88
3.21	Carte de vorticité moyenne au voisinage de la marche en noncav	88
3.22	Évolution de la composante u dans la premiere maille de PIV	89
3.23	Évolution de la longueur de recollement en fonction du niveau de cavitation, resituée dans la littérature existante.	89
3.24	Carte globale de vorticité moyenne en cav3	90
3.25	Profils de vitesse longitudinale $\overline{u^*}$	90
3.26	Profils de vitesse verticale $\overline{v^*}$	90
3.27	Évolution de l'épaisseur de vorticité dans l'écoulement	92
3.28	Profils de vitesse transversale $\overline{w^*}$	92
3.29	Profils de quantité de mouvement $(\overline{\rho \cdot u})^*$	93
3.30	Profils des gradients de vitesse et quantité de mouvement en cav3	93
3.31	Profils de l'écart-type de la composante u^*	95
3.32	Profils de l'écart-type de la composante v^*	95
3.33	Évolution du maximum d'énergie cinétique turbulente 2D k_{2D}^* par section	95
3.34	Profils de l'écart-type de la composante w^*	97
3.35	Évolution du maximum d'énergie cinétique turbulente 3D k_{3D}^* par section	97
3.36	Évolution de l'énergie cinétique turbulente 3D et 2D	97
3.37	Profils de la contrainte turbulente $\overline{u^*v^{*'}}$	98
3.38	Profils des contraintes turbulentes $\overline{u^{*'}w^{*'}} et \overline{v^{*'}w^{*'}} dans la zone de transport$	99
3.39	image instantané d'un couple de tourbillon oblique à l'écoulement en cav3 dans la zone de transport	99
3.40	Profils du skewness de la composante u	101
3.41	Profils du flatness de la composante u	101

TABLE DES FIGURES

3.42	Profils du skewness de la composante v	102
3.43	Profils du flatness de la composante v	102
4.1	$R_\alpha(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ dans les trois cas de cavitation développée	107
4.2	$R_P(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ au plancher	109
4.3	$R_P(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ au plafond	110
4.4	Échelles intégrales des fluctuations de pression au plancher	111
4.5	Courbe de corrélation spatiale de la vitesse longitudinale	112
4.6	Échelles intégrales de l'écoulement	113
4.7	Champ de vorticité instantané en non cavitant	115
4.8	Carte de corrélation de la vorticité au début de la zone de transport $x^* = 2.5$	115
4.9	Spectres de puissance des signaux de la composante u mesurée en LDV	116
4.10	Spectres de taux de vide pour les trois cas de cavitation développée	117
4.11	Spectres de puissance de la pression pariétale au plancher	118
4.12	Spectres de puissance de la pression pariétale au plafond	118
4.13	Images instantanées de l'événement extrême	120
4.14	Extrait d'un signal de pression au culot de la marche	120
4.15	Diagrammes spatio-temporels du taux de vide en $y^* = 0$ et de la pression au plancher de veine d'essais	121
4.16	Série temporelle de α	122
4.17	Deux signaux $P_0(t)$ en cav3	123
4.18	Deux régimes de lâcher en cav3	123
5.1	Illustration de la séparation du champ de vitesse en trois parties	126
5.2	Décroissance des valeurs propres	127
5.3	Modes 1, 5 et 10 en cav2	128
5.4	Modes 1, 5 et 10 en cav3	128
5.5	énergie cumulée en % pour la POD et la LSE	129
5.6	Comparaison de l'écart-type de u estimé et mesuré en cav2	131
5.7	Comparaison de l'écart-type de v estimé et mesuré en cav2	131
5.8	Comparaison de l'écart-type de u estimé et mesuré en cav3	132
5.9	Comparaison de l'écart-type de v estimé et mesuré en cav3	132
5.10	Fonction de cohérence spectrale entre ρ et u estimé en cav2	133
5.11	Fonction de cohérence spectrale entre ρ et u estimé en cav3	133
5.12	Champs de corrélation entre la masse volumique et la vitesse en cav2	134
5.13	Champs de corrélation entre la masse volumique et la vitesse en cav3	134

5.14	Densités de probabilité conjointe de ρ' et de u' en cav3	135
5.15	Écarts absolus entre les moyennes de Favre et Reynolds en cav2	138
5.16	Écarts absolus entre les moyennes de Favre et Reynolds en cav3	138
5.17	Viscosité turbulente dans trois sections de référence	139
5.18	Erreur relative du modèle $k - k\ell$ de Rotta par rapport à la viscosité turbulente déterminé à partir des mesures	140
5.19	Évolution de la dissipation turbulente et du carré de l'énergie cinétique turbulente avec le niveau de cavitation	142
5.20	Évolution des viscosités turbulentes modélisées et calculées à partir des données expérimentales	142
5.21	$\frac{ R_{ij} }{2k}$ en fonction de σ_{ref} rapporté au cas non cavitant	143
5.22	Triangle de réalisabilité	144
5.23	ν^t et k en non cavitant, cav3 et cav3 conditionnelle	145
5.24	Profils de la pression dans les trois sections de référence	148
5.25	Erreur relative sur la masse volumique en prenant une loi barotrope linéaire	149
5.26	Masse volumique en fonction de la pression moyenne en cav3	150
5.27	Fonctions de densité de probabilité conjointe du terme source $\dot{M}$ en cav2	153
5.28	Fonctions de densité de probabilité conjointe du terme source $\dot{M}$ en cav3	153
5.29	Différence nette de création et destruction de vapeur	154
A.1	Profils de vitesse mesurés en LDV	3
A.2	Profil de $\bar{u}$ en $x = 0$	4
A.3	Profil de $\bar{v}$ en $x = 0$	5
A.4	Profil de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ en $x = 0$	5
A.5	Profil de $\sqrt{\overline{v'^2}}$ en $x = 0$	6
A.6	Profil de $\overline{u'v'}$ en $x = 0$	6
A.7	Profil en paroi u^+	7
A.8	Profil de $\bar{u}$ en $x = -5mm$	7
A.9	Profil de $\bar{v}$ en $x = -5mm$	8
A.10	Profil de $\sqrt{\overline{u'^2}}$ en $x = -5mm$	8
A.11	Profil de $\sqrt{\overline{v'^2}}$ en $x = -5$	9

Nomenclature

Paramètres de l'écoulement

- x : direction longitudinale
- y : direction verticale
- z : direction transversale
- h : taille de la marche
- W : largeur du canal
- H : hauteur du canal en aval de la marche
- d : hauteur du canal en amont de la marche
- P_{ref} : Pression d'arrêt de référence
- U_0 : Vitesse moyenne dans la section d'entrée
- ρ_{liq} masse volumique de l'eau liquide
- ρ_{vap} masse volumique de la vapeur d'eau
- ν viscosité dynamique
- P_{vap} pression de vapeur saturante

Variables mesurées

- u : vitesse longitudinale
- v : vitesse verticale
- w : vitesse transversale
- P : pression
- ρ : masse volumique
- T : température
- N_g : Niveau de gris
- f : fréquence

Variables adimensionnées

- $x^* = \frac{x}{h}$
- $y^* = \frac{y}{h}$

- $z^* = \frac{z}{h_u}$
- $u^* = \frac{U_u}{U_0}$
- $v^* = \frac{U_v}{U_0}$
- $w^* = \frac{U_w}{U_0}$
- C_p : Coefficient de pression
- α : fraction volumique de vapeur

Nombre adimensionnés

- $Re_h = \frac{U_0 h}{\nu}$ nombre Reynolds
- $\sigma_{ref} = \frac{P_{ref} - P_{vap}}{\frac{1}{2}\rho V_0^2}$ nombre de Thomas
- $St_h = \frac{fH}{U}$ nombre de Strouhal

Grandeurs calculées

- L_{yX} échelle intégrale de la variable X dans la direction x
- L_{yX} échelle intégrale de la variable X dans la direction y
- U_c vitesse de convection
- k Énergie cinétique turbulente
- ν^t viscosité cinématique turbulente
- μ^t viscosité dynamique turbulente
- R_{ij} Tenseur de Reynolds
- B_{ij} Tenseur de d'anisotropie

Opérateurs

- $\bar{\bullet}$ moyenne de Reynolds
- $\tilde{\bullet}$ moyenne de Favre
- $\bullet'$ fluctuation par rapport à la moyenne de Reynolds
- $\hat{\bullet}$ transformée de Fourier
- $\check{\bullet}$ estimation linéaire stochastique

Dans la course à l'espace l'augmentation de la charge utile¹ a été et est toujours un objectif majeur pour le développement des lanceurs. Pour satisfaire cet objectif, chercheurs et industriels travaillent en collaboration à l'amélioration des systèmes de propulsions, dans les domaines de la combustion, de l'hydrodynamique et de l'aérodynamique. En plus de la charge utile, l'adaptabilité des lanceurs est également un objectif majeur. Comme on peut le voir sur la figure 1 depuis le début des années 1990 les lanceurs Ariane 4 et Ariane 5 en 1996 ont tout deux une large gamme de charges utiles.

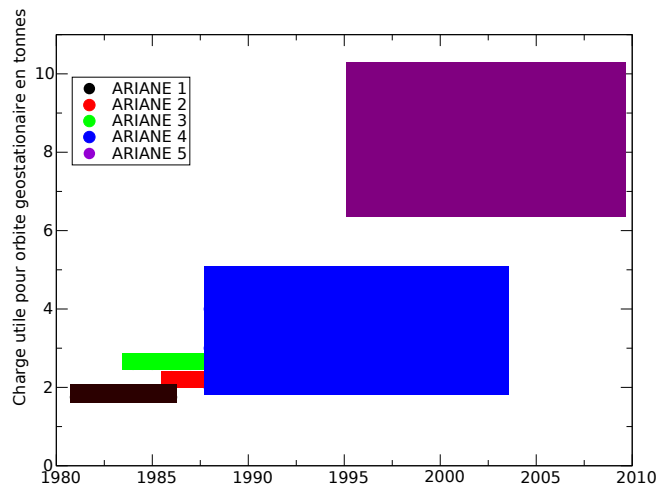


FIGURE 1: évolution de la charge utile du lanceur ariane (*données www.cnes.fr*)

La voie de l'adaptabilité se confirme avec la diversification des missions, comme par exemple le ravitaillement de la station spatiale internationale ISS avec le véhicule ATV², nécessitant une charge utile sur orbite basse de 21 tonnes, ou les missions à double objectif

1. masse de l'objet à envoyer dans l'espace

2. Automated Transfer Vehicle

(lancement de plusieurs satellites).

La grande diversité des charges à satelliser nécessite donc de pouvoir moduler la puissance des lanceurs sans reconcevoir un lanceur entier. Cela est difficilement envisageable avec les moteurs à ergols solides³. Le choix fait pour le lanceur Ariane est donc d'utiliser une propulsion à ergols liquides avec le moteur Viking pour Ariane 4 et les moteurs Vulcain 1 et 2 pour Ariane 5. Avec la complexité technologique et la fragilité des charges utiles (satellites de télécommunication, instruments de mesures, etc) s'ajoute un objectif supplémentaire : la charge utile doit être mise en orbite dans un confort le plus total. Cela nécessite des recherches en mécanique des structures, couplage et vibration. Ces différents objectifs font que l'industrie aérospatiale est un mécène incontournable au carrefour d'un grand nombre de domaines de la recherche technologique et fondamentale.

Le moteur Vulcain 2

Le moteur Vulcain 2 est un moteur cryotechnique à propergols liquides qui consiste à réunir un oxydant avec un combustible au sein d'une chambre de combustion, il équipe le lanceur Ariane 5 depuis 2009. Il mesure 3.45 m pour un diamètre en sortie de divergent de 2.10 m et une masse de 2100 kg. Ce moteur fournit une poussée au sol de 960 kN au sol et 1340 kN dans le vide permettant d'atteindre une vitesse d'éjection des gaz de 4280 m/s. La forte poussée de ce moteur nécessite une pression importante dans la chambre de combustion ce qui implique d'installer un organe de pompage entre le réservoir et la chambre de combustion. Le moteur Vulcain 2 fonctionne grâce à la combustion de l'hydrogène. L'hydrogène et l'oxygène liquides sont acheminés à la chambre de combustion à une pression de 155 bar au moyen de deux turbopompes. Une petite partie des ergols est prélevée et brûlée dans le générateur de gaz pour alimenter les turbines des turbopompes. L'hydrogène liquide circule dans les parois de la tuyère pour refroidir le divergent et éviter qu'il ne fonde. Une fois les deux ergols réunis et brûlés dans la chambre de combustion le gaz est accéléré dans le convergent et le divergent pour atteindre la vitesse de 4280 m/s en sortie de divergent. La surpression fournie par la turbopompe à hydrogène est d'environ 200 bars, cette forte surpression a des conséquences sur le "design" de la turbopompe et sur le fonctionnement de la fusée.

3. propulsion à poudre

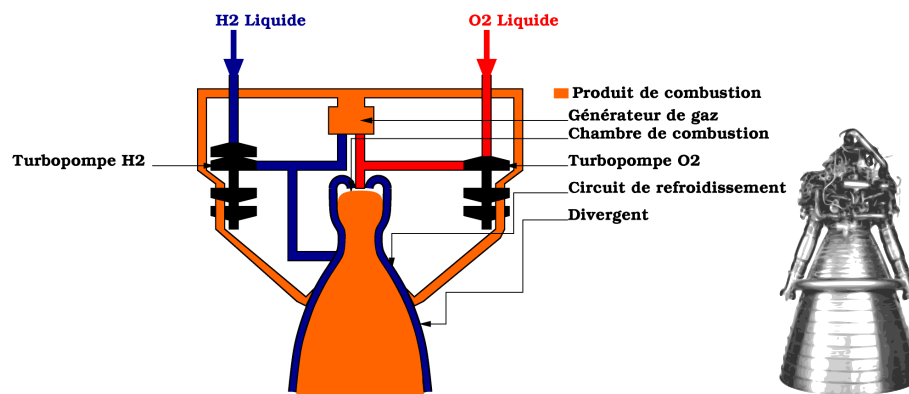


FIGURE 2: Schéma de fonctionnement du moteur Vulcain 2

La turbopompe

La nécessité d'économiser chaque kilogramme de matière dans le lanceur implique de stocker les ergols à faible pression (environ 2 bar pour l'hydrogène). En effet plus la pression dans le réservoir est importante plus les parois de celui-ci sont épaisses. Il convient donc d'ajouter un organe dans le moteur qui permet d'amener les ergols de la pression réservoir à la pression nécessaire dans la chambre de combustion. Ces turbopompes sont mues en détendant, dans les différents étages de turbine, les gaz brûlés dans le générateur de gaz ; l'énergie ainsi récupérée permet d'entraîner les différents étages de pompage. Par souci d'économiser le plus de masse, la turbopompe doit être compacte et légère. Ces spécifications ainsi que la faible masse volumique de l'hydrogène liquide implique une vitesse de rotation importante de la turbopompe (de 31800 à 39800 rotations par minute). Il en résulte comme inconvénient majeur que l'hydrogène liquide se vaporise sous l'effet de l'accélération, c'est le phénomène de cavitation. La partie pompage de la turbopompe à hydrogène est constituée de deux étages : un étage de pompage principal centrifuge, précédé d'un étage axial : l'inducteur (forme hélicoïdale). Le rôle de l'inducteur est d'amener le fluide à une pression suffisamment élevée à l'entrée de la partie centrifuge afin d'éviter que cet étage ne cavite. L'inducteur doit également

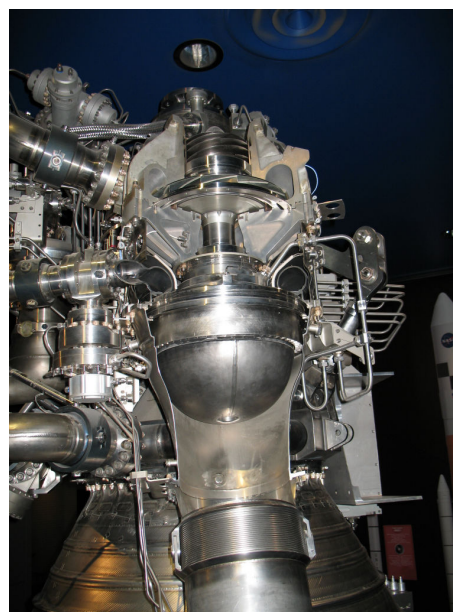


FIGURE 3: Turbopompe

absorber les perturbations de débit et de pression dues au phénomène de cavitation qui se développe sur ses pales. Du fait de la faible pression de stockage dans les réservoirs la cavitation est un phénomène quasiment inévitable. Les constructeurs de moteurs spatiaux sont obligés de prendre en compte les conséquences de ce phénomène sur le fonctionnement des lanceurs. Les perturbations de débit et de pression dues à la cavitation sont néfastes car ces oscillations peuvent se propager à la chambre de combustion engendrant alors des perturbations de poussée. Ces perturbations peuvent également interagir avec la structure du lanceur et entrer en résonance ce qui peut engendrer un échec de lancement. Le phénomène de cavitation engendre également des vibrations qui peuvent nuire au bon fonctionnement de la pompe voire la détruire. Il convient donc d'étudier de façon précise ce phénomène ainsi que ses interactions avec les autres phénomènes physiques qui entrent en jeu dans l'écoulement de la turbopompe.

Contexte de l'étude

La présente étude se focalise sur le phénomène de cavitation et ses interactions avec la turbulence. Elle fait suite à plusieurs travaux numériques et expérimentaux effectués au LEGI notamment ceux de Vincent Aeschlimann [3], concernant des mesures précises de vitesse et de masse volumique dans un écoulement de couche de mélange cavitante. Les travaux numériques réalisés dans le même temps ont mis en évidence le besoin de données expérimentales supplémentaires sur la dynamique du changement de phase et l'interaction avec la turbulence. À titre d'exemple on peut consulter les travaux de Aeschlimann *et al.* [4] dans lesquels certaines hypothèses des modèles conventionnels de turbulence sont confrontées aux résultats expérimentaux de la couche de mélange cavitante. De plus la complexité des écoulements dans les turbopompes (écoulement tournant turbulent et cisailé) pousse les industriels à avoir recours à des méthodes de simulation plus avancées (LES, DES, RANS-hybride). Par conséquent la tâche qui nous incombe est d'une part de comprendre et mieux appréhender les écoulements complexes diphasiques inhérents à ce type de machine et d'autre part de fournir des données expérimentales précises sur les écoulements cavitants afin de proposer et calibrer des modèles pertinents pour la turbulence et le changement de phase. Pour cela il est judicieux de se ramener à des écoulements canoniques bien documentés dans la littérature, tout du moins en monophasique. C'est le cas de la couche de mélange et de la marche descendante. Ce dernier écoulement présente de plus des similitudes avec l'écoulement en amont de l'inducteur d'une turbopompe ("Le backflow"). Nous verrons dans la partie suivante quelles sont ces similitudes et pourquoi

nous avons choisi cet écoulement comme cas test.

Structure du document

Le premier chapitre est consacré à une étude bibliographique portant sur les différents mécanismes inhérents aux écoulements turbulents et cavitants. Le deuxième chapitre présente le dispositif expérimental ainsi que les différentes méthodes de mesures utilisées pour quantifier des grandeurs telles que la masse volumique, la vitesse et la pression. Les chapitres 3 et 4 présentent les résultats expérimentaux obtenus au cours des différentes campagnes de mesures en abordant d'abord les aspects statistiques (grandeurs moyennes, écart-type et moments d'ordre supérieurs) puis les aspects dynamiques (structures fluctuantes de l'écoulement, échelles, vitesses de convection et fréquences caractéristiques). Ces deux chapitres constituent des bases de données expérimentales pouvant servir de références pour valider des calculs numériques. Enfin, au chapitre 5 les résultats expérimentaux sont utilisés afin de tirer des conclusions sur les stratégies de modélisation des écoulements turbulents cavitants. Ce dernier chapitre distingue les aspects portant sur la modélisation de la turbulence dans ce type d'écoulement des aspects portant sur la modélisation du changement de phase pour les écoulements turbulents cavitants.

CHAPITRE 1

ÉTUDE BIBLIOGRAPHIQUE

Ce chapitre bibliographique s'articule en trois parties. La première présente le phénomène de cavitation et les études relatives à l'effet de la cavitation sur la dynamique des écoulements. La deuxième partie concerne les études sur les inducteurs de turbopompe et vise à présenter la problématique industrielle des instabilités de cavitation et plus particulièrement celle du "backflow" via les différents travaux tant expérimentaux que numériques effectués ces dernières années. Elle vise également à faire le lien entre les écoulements de "backflow" à l'amont des inducteurs et des écoulements plus simples comme la couche de mélange ou la marche descendante. La troisième partie a pour but de décrire l'écoulement de marche descendante que nous allons étudier expérimentalement. Cette étude permet de dégager un certain nombre de caractères "benchmark" de l'écoulement (nombre de Reynolds, point de recollement, fréquences caractéristiques, Topologie ...) qui permettront de re-situer et confronter nos travaux à ceux existant dans la littérature.

1.1 La cavitation

La cavitation est un changement de phase de l'état liquide à l'état gazeux le long d'une ligne isotherme du diagramme de phase de l'espèce chimique considérée. En d'autres termes la vapeur se crée non pas par apport de chaleur mais par diminution de la pression. (*cf* figure 1.1) Cela se manifeste par l'apparition de bulles ou de poches de vapeur au sein d'un écoulement

C'est principalement ce qui se passe dans les zones d'accélération de fluide telles que l'entrée des organes de pompage, l'extrados des hydrofoils ou encore les tourbillons marginaux de bout de pales des hélices propulsives. Ceci n'est bien sûr pas une liste exhaustive et le lecteur pourra consulter les travaux de Champagnac [12] pour prendre la mesure du grand nombre de systèmes fluides dans lesquels la cavitation apparaît. La cavitation a largement été étudiée en particulier à Grenoble par Franc *et al.* [25] concernant la description et l'analyse de différents écoulements cavitants du point de vue comportemental. Notamment la description rigoureuse des différents types de cavitation que l'on peut trouver dans des écoulements autour de profils en incidence en fonction du nombre de Thomas σ et du nombre de Reynolds Re .

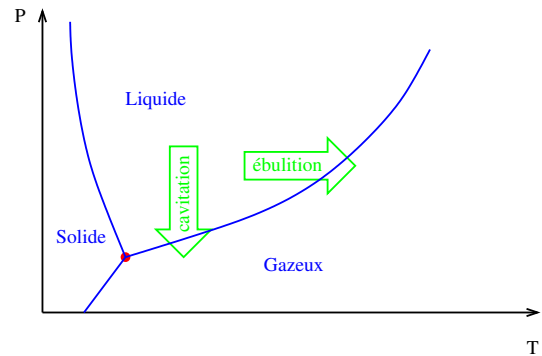


FIGURE 1.1: Diagramme de phase

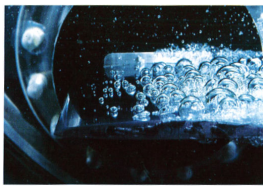


FIGURE 1.2: cavitation à bulles

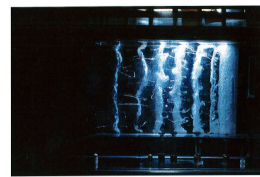


FIGURE 1.4: cavitation de sillage

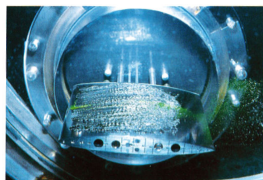


FIGURE 1.3: cavitation à poche

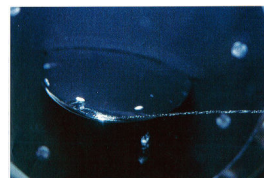


FIGURE 1.5: cavitation de tourbillons

Clichés issus de [25]

Étant donnée la diversité d'échelles en écoulement monophasique et diphasique et la diversité des configurations auxquelles la cavitation et la turbulence interviennent (*cf.* figures 1.2, 1.3, 1.4 1.5), il est difficile de décrire les interactions de façon exhaustive pour chaque type de cavitation.

Le parti pris pour cette étude est donc de se focaliser sur l'interaction turbulence cavitation en général, du point de vue expérimental et numérique. On s'attachera donc à décrire quelles sont les conséquences de l'apparition d'une phase gazeuse dans un écoulement cisaillé turbulent sur la topologie de l'écoulement moyen, les statistiques de la turbulence et les stratégies de modélisation qui en découlent, à travers les travaux disponibles dans la littérature.

Des efforts considérables ont été faits ces dernières années pour comprendre comment ces interactions pouvaient être prises en compte. En effet, il convient d'introduire d'une part les échelles spatio-temporelles de l'écoulement turbulent (structures cohérentes dans les zones cisaillées, de sillage ou de jet, sièges de zone de basse pression ou structures à petites échelles siège de la dissipation de la turbulence) et d'autre part celles relatives au changement de phase (temps de réponse d'une bulle, temps de transit dans une zone de dépression etc. . .). On peut citer des travaux attestant du couplage entre les structures de la turbulence et l'apparition de cavitation. Ceux de Joseph Katz [44], portant sur l'étude du sillage derrière une arête vive, montrent qu'il existe deux structures principales, les tourbillons bidimensionnels dits "primaires" qui se développent parallèlement à l'envergure de l'obstacle sous forme de rouleaux 2D et les tourbillons tridimensionnels dits "secondaires" qui se développent parallèlement à la direction de l'écoulement. Ces structures sont le siège de dépression intense où la cavitation prend naissance. Les objectifs principaux de ces études étaient de déterminer d'une part un critère d'apparition en fonction du nombre de Reynolds et d'établir d'autre part une relation entre les caractéristiques de l'écoulement et le phénomène de cavitation. Ils ont constaté que la cavitation apparaissait d'abord entre les tourbillons de grande échelle, montrant ainsi l'importance de la contribution des tourbillons secondaires axiaux de la couche de mélange sans toutefois quantifier les interactions observées. O'Hern [63] s'est intéressé, dans le même type d'écoulement, à la mesure des fluctuations de pression dans la zone cisaillée turbulente par une méthode d'injection de bulles calibrées. Ses conclusions, qui portent essentiellement sur l'évolution du critère de cavitation en fonction de nombre de Reynolds, établissent une corrélation entre l'apparition de cavitation et l'intensité tourbillonnaire des structures cohérentes. Aucune remarque concernant l'influence de la cavitation sur ces structures n'est par contre formulée.

Belahadji [10],[9] met en évidence le même type de structures tourbillonnaire dans le sillage lointain d'un obstacle en forme de coin et observe également, dans le sillage proche, la présence de tourbillons issus des couches limites se développant sur les extrémités du coin. L'apparition de cavitation qui se manifeste d'abord au coeur des tourbillons secondaires (3D), puis dans les tourbillons primaires, semble influencer à la fois leur dynamique et leur aspect physique. Belahadji montre par exemple que le nombre de Strouhal correspondant au lâcher de tourbillons primaires peut, en écoulement cavitant, dépasser de 30% la valeur qu'il prendrait en régime non-cavitant. Il constate également le resserrement des deux allées tourbillonnaires de Bénard-Karman lorsque la cavitation est suffisamment développée, l'espacement pouvant se réduire de 80 %. Aucun lien n'a cependant été établi entre ces structures tourbillonnaires et les zones de fortes fluctuations de pression auxquelles font référence Arakeri [7] et Huang [39]. Les travaux de Keller et Rott [45],[46] concernant l'influence de la turbulence et des effets d'échelle sur l'apparition de la cavitation apportent une contribution importante au problème de la prédiction de cette classe d'écoulement. Ces travaux sont relatifs à l'analyse des conditions d'apparition de la cavitation en fonction des différents taux de turbulence amont de l'écoulement, de la variation du nombre de Reynolds, de la viscosité, de la qualité de l'eau et enfin de la géométrie des corps immergés. Ils ont permis de mieux dissocier les différents phénomènes mis en jeu et de mieux cerner la contribution particulière de la turbulence. Keller et Rott présentent des résultats expérimentaux sur l'effet de la turbulence de fond de l'écoulement amont sur le comportement de la cavitation sur les corps immergés et ont montré que les écarts observés étaient principalement dus aux fluctuations de pression additionnelles dans la couche limite. Ils concluent ainsi à la nécessité de mettre en oeuvre des recherches théoriques et expérimentales dans le but d'éclairer les interprétations physiques des précédents résultats empiriques relatifs aux effets d'échelles dans les écoulements cavitants.

Les approches de ce problème étant extrêmement complexes et variées, certains auteurs se sont également intéressés à l'étude du comportement d'une bulle au sein d'un arrangement tourbillonnaire. Thomas *et al.* [85] par exemple, ont étudié la capture et le transport de bulles par des structures à grandes échelles, dans des écoulements cisailés turbulents. Même si les modèles de turbulence se sont révélés inadaptés pour calculer dans ce type d'écoulement, les trajectoires de bulles à partir de bilans de forces, ces auteurs ont pu mettre en évidence l'influence majeure de ces structures sur la capture, le transport et la coalescence de bulles. De plus Chahine *et al.* [28] ont établi que les zones de cisaillement relatives à ces structures tourbillonnaires avaient une influence non négli-

geable sur le comportement de la bulle. Ce résultat fondamental atteste une fois de plus l'existence d'interactions mutuelles entre les structures de la turbulence et la cavitation. D'autres auteurs ont tenté de corrélérer également la présence de bulles dans certaines zones d'écoulement avec la nature de celui-ci. Sato *et al.* [78] par exemple, ont mis en place des techniques expérimentales permettant de mesurer simultanément, dans le sillage turbulent d'un cylindre, la population de germes et le champ de vitesse dans le but de corrélérer les deux aspects.

Une revue non exhaustive concernant le mécanisme d'instationnarité de poches sur des profils en incidence a été proposée par Coutier Delgosha *et al.* [18]. Dans cette revue, expérimentale et numérique, les auteurs analysent la dynamique d'une poche de vapeur, depuis sa formation jusqu'à son éjection, due au jet rentrant. Ce jet rentrant vient déstructurer la poche de vapeur, déclenchant ainsi le détachement de nuages de vapeur et son effondrement en aval du profil. On peut remarquer toutefois qu'il est encore difficile de corrélérer les nombreux résultats relatifs à la prédiction numérique de tels écoulements. Cela peut s'expliquer par l'existence d'interactions non linéaires rendant difficile la modélisation du couplage entre les structures de la turbulence et la phase vapeur. Plus particulièrement la dynamique des échanges entre les phases est encore mal comprise. Le débat reste donc ouvert concernant les méthodes numériques, et les stratégies de modélisation de la turbulence et du changement de phase en écoulement cavitant.

La communauté scientifique a fourni des efforts considérables concernant l'apport de données expérimentales pour répondre à la problématique numérique. Les travaux récents de Iyer et Ceccio [41] ou encore de Laberteaux et Ceccio [52],[53] ont montré l'intérêt de développer des techniques instrumentales de pointe (PIV-LIF par exemple) pour caractériser, en écoulement canonique (type couche cisailée), l'influence de la cavitation sur la dynamique des structures tourbillonnaires turbulentes. Il a été montré que la cavitation ne modifiait pas de manière significative les structures à grande échelle mais que le collapse des bulles engendrait une agitation turbulente importante à petite échelle. De plus, en couplant ces techniques de mesure du champ de vitesse liquide par PIV-LIF et les techniques de visualisation rapide de structures cavitantes, il est devenu possible d'analyser de manière plus approfondie la dynamique des écoulements diphasiques. On peut également noter que la mise en place des techniques rayons X [89], [5] a permis des avancées significatives. Il est désormais possible de mesurer de façon quantitative la phase vapeur au sein des écoulements cavitants. Les récents résultats expérimentaux, sur une couche de cisaillement 2D cavitante de Aeschlimann *et al.* [5],[4],[3], montrent que les stratégies de modélisation des écoulements sont actuellement inadaptées à la problématique de l'in-

teraction turbulence cavitation. Ces difficultés sont inhérentes à une méconnaissance des effets de compressibilité en écoulement turbulent cavitant, qui selon Aeschlimann *et al.* , diffèrent des écoulements aérodynamiques compressibles. On notera en particulier que les modèles visant à diminuer la viscosité turbulente avec le niveau de cavitation [72] sont en désaccord avec les résultats présentés par Aeschlimann *et al.* [5],[4],[3]. Par ailleurs les approches à viscosité turbulente (Boussinesq) apparaissent mal adaptées aux écoulement cavitants. En effet, l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente observée dans la couche de mélange cavitante semble décorrélée du cisaillement turbulent.

Concernant la modélisation du changement de phase on distingue deux types d'approches¹ dans le cadre des modèles à fluide homogène.

Les approches de type loi d'états barotropes [19],[82] : La masse volumique est directement liée à la pression par une relation bijective. L'avantage étant la robustesse numérique cependant elles n'autorisent que très peu de déséquilibre thermodynamique pourtant observé expérimentalement. On trouve également des travaux proposant des approches pseudo barotropes permettant ainsi d'adapter la loi d'état en fonction de paramètres physique comme le taux de gaz dissous ou la variation de la pression de vapeur saturante [70],[71].

Les modèles à transport de taux de vide [51], [81], [76] : L'évolution du taux de présence de la phase vapeur est décrit par un équation de transport autorisant plus de déséquilibre thermodynamique mais souffrant de la détermination toujours empirique des termes sources de l'équation.

Aucun résultat récent ne permet d'infirmer ou de confirmer de façon certaine l'une ou l'autre des approches. Cette dernière remarque confirme le besoin de résultats expérimentaux supplémentaires sur les écoulements turbulents cavitants. Ces résultats permettraient de mettre en oeuvre des stratégies de modélisations plus avancées afin d'être capable de prédire l'ensemble des phénomènes présents dans les systèmes industriels où la cavitation et la turbulence interviennent. C'est par exemple le cas des turbopompes spatiales.

1. Une classification plus exhaustive est fournie par Goncalves [32]

1.2 Étude des inducteurs et du “backflow”

Dans le domaine des moteurs spatiaux la cavitation se manifeste principalement sur l'étage de pompage axial des turbopompes (l'inducteur). Comme mentionné dans l'introduction, le rôle de l'inducteur est de protéger l'étage de pompage principal de la cavitation. Il est donc primordial d'étudier en détail l'écoulement autour de cette partie de la turbopompe, critique pour le moteur. On trouve

beaucoup d'études expérimentales et numériques sur la sensibilité des performances de l'inducteur aux paramètres de design notamment sur les performances en régime cavitant pour les raisons expliquées en introduction.

Les performances des inducteurs se résument en traçant les courbes caractéristiques de surpression réduite $\phi = \frac{P_2 - P_1}{\rho \frac{\Omega^2 D^2}{4}}$ en fonction du débit réduit $\psi = \frac{Q}{\rho \Omega \frac{D^3}{8}}$ en mesurant les grandeurs explicitées sur la figure 1.6 pour différents nombres de cavitation $\sigma = \frac{P_1 - P_{vap}}{\frac{1}{2} \rho U^2}$. Cela permet de déterminer le nombre de cavitation critique σ_c en dessous duquel le rendement de la machine s'effondre.

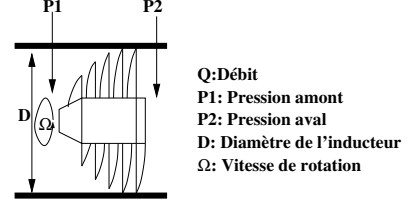


FIGURE 1.6: Schéma d'un inducteur

1.2.1 Les études globales

Dans la plupart des études de sensibilité aux paramètres de design, ceux les plus étudiés sont le nombre de pales, comme dans les simulations de Kimura *et al.* en 2003 [48], l'angle d'incidence des pales en statique et l'écart d'entrefer dans les travaux de Hong *et al.* en 2006 [37]. D'une manière générale les inducteurs multi-étages sont plus adaptés pour les fortes surpressions et "tiennent" mieux en cavitation. Pour ce qui est de l'entrefer, plus celui-ci est petit plus les performances de l'inducteur s'améliorent jusqu'à une valeur d'entrefer de 1% de la taille des pales. Il sera mis en évidence plus tard (§1.2.2) que le débit de fuite a un effet sur le développement d'instabilités de cavitation. L'enjeu principal de ces études est de garantir de bonnes performances de pompage, un maintien de ces performances en régime cavitant² et de contenir les poches de cavitation aux premières aubes de l'inducteur, afin d'éviter que la vapeur ne se propage dans la partie centrifuge engendrant alors un blocage cavitant. D'autres paramètres sont également étudiés comme la courbure du bord d'attaque des pales de l'inducteur par Acosta *et al.* en

2. σ_c le plus petit possible

2001[2] et Choi *et al.* en 2009 [15]. Leurs études montrent que les courbures négatives du bord d'attaque ont un effet bénéfique sur le développement de la cavitation en modifiant localement l'angle d'incidence limitant ainsi les zones de très basse pression à l'extrémité des pales et non à tout le bord d'attaque pour les inducteurs dépourvus de courbure.

Bien que la plupart des études réalisées soient en eau, on trouve quelques études expérimentales et numériques sur les effets thermosensibles liés à l'utilisation de fluides cryogéniques. Les effets thermosensibles se manifestent par un retard de chute de rendement en régime cavitant. Hassan *et al.* [36] ont travaillé avec du fréon et se sont attachés à décrire les poches de cavitation qui se développent sur les aubes de l'inducteur en utilisant une technique d'absorption de rayons X. Cette technique leur permet de remonter au comportement dynamique de la cavitation sur les pales de l'inducteur et de corrélérer ce dernier à la vitesse de rotation de l'inducteur. En simulation numérique la majorité des travaux se concentre sur la modélisation de l'écoulement en régime cavitant aussi bien en eau froide (e.g. Mejri *et al.* [60] et Flores-Gonzalo *et al.* [24]) qu'en fluides cryogéniques avec effets thermosensibles. En effet, en fluide cryogénique la chaleur latente de changement de phase n'est pas négligeable et est prélevée dans la phase liquide ce qui a tendance à refroidir le mélange liquide vapeur réduisant ainsi la cavitation via la baisse de la pression de vapeur saturante. Il est donc primordial de prendre en compte l'équation de l'énergie dans la modélisation des écoulements cavitants thermosensibles. Par exemple Goncalves *et al.* [31], en ajoutant une loi d'état pour la pression de vapeur saturante variable avec la température, déterminent dans un écoulement d'hydrogène liquide, par simulation RANS, les transferts thermiques au niveau des pales de l'inducteur grâce à un modèle de fluide homogène en formulation compressible. Ce modèle a, par la suite, été implémenté dans le code de calcul commercial *Fine/Turbo*TM.

1.2.2 Une instabilité de cavitation : Le “backflow”

En ce qui concerne le comportement dynamique des écoulements, les chercheurs ont porté leur intérêt sur les instabilités de cavitation en amont de l'inducteur. Ces instabilités de cavitation décrites et observées par Acosta en 1958 [1] peuvent être de la cavitation tournante, des poches de cavitation oscillantes, ou encore des tourbillons cavitants se propageant en amont de l'inducteur. Cette étude portant principalement sur l'instabilité de “backflow”, les deux premières instabilités ne seront donc pas traitées, on peut néanmoins consulter les travaux de Tsujimoto *et al.* de 1997 [88] pour les poches de cavitation oscillantes et de Tsujimoto *et al.* de 1993 [87] pour la cavitation tournante.

Acosta en 1958 [1] observe des tourbillons cavitants qui se propagent en amont de l'in-

1.2 Étude des inducteurs et du “backflow”

ducteur. Il sont liés à une topologie particulière de l’écoulement autour de l’inducteur de la turbopompe : le “backflow”.

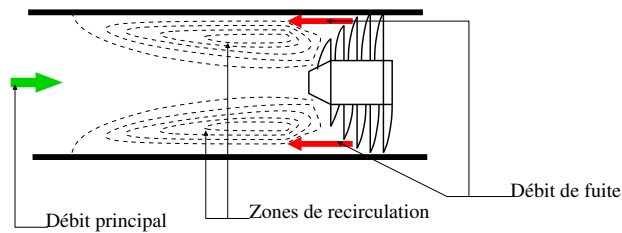


FIGURE 1.7: Schéma du “backflow”

Le “backflow” est un décollement de l’écoulement principal au voisinage du carter avant les premières aubes de l’inducteur. Comme illustré sur la figure 1.7, ce décollement est dû au débit de fuite de l’inducteur qui se caractérise par un jet entre les aubes et le carter. L’écoulement de backflow a été étudié et caractérisé expérimentalement par Yokota *et al.* en 1999 [92]. Les auteurs ont menés une étude expérimentale sur les paramètres d’écoulement qui influencent l’apparition du “backflow”. Ils mentionnent que le “backflow” se produit principalement à bas débit lorsque l’incidence relative des pales est forte, ce qui induit un fort gradient de pression entre l’extrados et l’intrados des premières aubes faisant naître le débit de fuite.

La taille du décollement peut atteindre jusqu’à dix fois le diamètre de l’inducteur. Selon Tsujimoto *et al.* en 2005 [86], les structures tourbillonnaires qui composent le “backflow” sont longitudinales comme explicité sur la figure 1.8. Les auteurs les mettent en évidence par injection d’air ou par cavitation afin de quantifier leur vitesse de propagation angulaire, qui serait la moitié de celle de l’inducteur. La taille de la région de “backflow” augmente lorsque le débit diminue. Ceci est également observé par Hashimoto *et al.* en 2000 [35] dans un article sur l’étude du champ de vitesse dans la région de “backflow” par vélocimétrie par image de particules³. Leurs observations confirment la relation entre le débit de fuite venant de l’intrados et le développement de la zone de recirculation. Cette étude est à notre connaissance la première

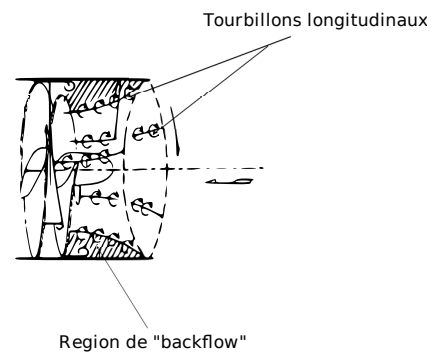


FIGURE 1.8: Schéma des structures tourbillonnaires du “backflow” (Voir Tsujimoto *et al.* , 2005 [86])

mettant en oeuvre des techniques de PIV pour mesurer l'écoulement en amont d'un inducteur. En ce qui concerne les tourbillons longitudinaux Tsujimoto *et al.* avançaient comme premiers responsables, les tourbillons marginaux d'extrémité de pales qui s'enrouleraient dans l'écoulement "swirlé" en amont. Cependant une étude de stabilité réalisée par Yokota *et al.* en 1999 [92] a montré qu'il existait un nombre de vortex stable pour chaque position radiale et que cette position radiale dépendait essentiellement du débit et de la taille de la région de "backflow". Le nombre de tourbillons étant indépendant du nombre de pales de l'inducteur, les tourbillons marginaux d'extrémité de pales ne peuvent être responsables des tourbillons de "backflow". Par ailleurs la topologie d'écoulement du "backflow" a été reproduite expérimentalement de façon simplifiée (sans inducteur) par l'équipe de Yokota en 2004 [93]. Le dispositif expérimental illustré sur la figure 1.9 consiste à faire rencontrer frontalement dans une conduite cylindrique un écoulement principal et un écoulement périphérique "swirlé".

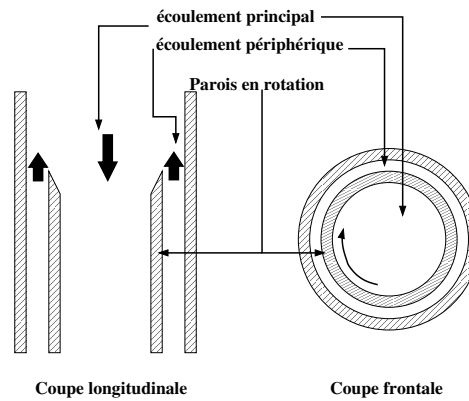


FIGURE 1.9: Schéma du dispositif expérimental utilisé par Yokota *et al.* en 2004 [93]

Les auteurs retrouvent la même topologie d'écoulement que pour le "backflow" en amont des inducteurs et les mêmes conclusions sur l'apparition des tourbillons longitudinaux. Une étude de stabilité similaire à celle réalisée par la même équipe en 1999 [92] conduit à des conclusions identiques sur le nombre de vortex et leurs positions radiales. Selon les auteurs, les structures tourbillonnaires du "backflow" seraient dues à l'intense cisaillement induit par le débit de fuite. Quelques tentatives de contrôle du "backflow" ont été explorées, notamment Choi *et al.* [16] qui réussissent expérimentalement à supprimer la cavitation de "backflow" au débit nominal de l'inducteur en ajoutant des crèneaux dans le carter parallèles au gradient de pression. Ils améliorent dans le même temps les performances de pompage de l'inducteur. Ces résultats sont reproduits en moyenne par simulation numérique avec un modèle RANS $k - \epsilon$ par Kimura *et al.* [49]. L'hypothèse avancée est que les crèneaux ajoutés dans le carter diminuent la force du contre jet de

1.2 Étude des inducteurs et du “backflow”

débit de fuite, diminuant ainsi la force du décollement qui caractérise le backflow.

1.2.3 Modélisation numérique du “backflow”

La grande diversité des échelles caractéristiques du backflow et la complexité des géométries amène à préférer les simulations des grandes échelles⁴ aux approches moyennées de type RANS qui sont certes moins chères mais occultent la majeure partie des phénomènes instationnaires. Pour bien traiter le problème Yamanishi *et al.* 2007 [91], utilisent la LES avec un modèle de Smagorinsky standard. Ils mettent en évidence les structures tourbillonnaires en traçant les isosurfaces de basse pression et arrivent aux mêmes conclusions que Yokota *et al.* [92] concernant l’influence du débit sur le nombre et la position radiale des tourbillons. Néanmoins leurs simulations se limitent à des cas non cavitant car il manque aujourd’hui beaucoup de données par calibrer des modèles de turbulence prenant en compte un changement de phase comme la cavitation. Le backflow est un régime d’écoulement décollé turbulent en amont de l’inducteur. Ce décollement est engendré par un débit de fuite venant de l’intrados des premières pales de l’inducteur. Cela provoque un cisaillement intense donnant naissance à des structures tourbillonnaires complexes et fondamentalement instationnaires ayant une forte interaction avec la cavitation. Étudier de façon détaillée un tel écoulement est très difficile de par la complexité des géométries à instrumenter. Il convient donc de décomposer le problème en écoulements plus simples, faciles à instrumenter et bien documentés dans la littérature. La couche de mélange et la marche descendante sont des écoulements qui présentent des similitudes avec le “backflow” comme l’intense cisaillement, la recirculation et une dynamique tourbillonnaire riche. De plus ces écoulements sont des cas test pour un grand nombre de modèles numériques. Il sont également très peu documentés en régime cavitant ce qui permet de constituer une base de données indispensable pour calibrer de nouveaux modèles numériques en cavitation et mieux appréhender la physique complexe inhérente à cette classe d’écoulement.

4. SGE ou LES

1.3 Marche descendante

L'écoulement de marche descendante est largement étudié en mécanique des fluides car il présente de nombreuses similitudes avec des écoulements industriels de type culots d'automobile, arrière corps de fusée, zones à large décollement, etc. L'intérêt scientifique d'étudier ce type d'écoulement réside dans l'interaction entre la couche cisailée qui se développe près du point de décollement et la dynamique tourbillonnaire grande échelle au sein des zones de recirculation. De plus, l'écoulement de marche descendante, est aujourd'hui un cas test incontournable pour de nombreux codes de calcul compte tenu de la richesse de la base de données le concernant. Par exemple Fadai-Ghotbi *et al.* en 2008 [23] utilisent ce cas test pour valider leurs méthodes numériques ainsi qu'un nouveau modèle de turbulence (URANS) basé sur la fermeture des moments d'ordre deux (EB-RSM). En LES la marche descendante est également un cas test important car l'écoulement présente une grande diversité d'échelles temporelles et spatiales (voir §1.3.3)

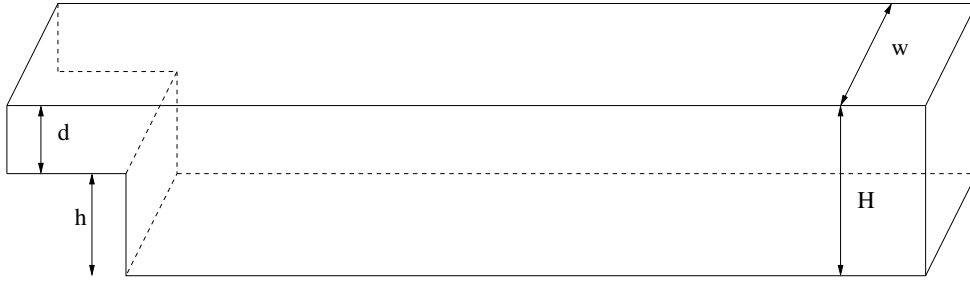


FIGURE 1.10: Paramètre géométrique d'une marche descendante

Chaque écoulement de marche descendante se caractérise par trois nombres sans dimensions basés sur les paramètres géométriques résumés sur la figure 1.10 :

- Le nombre de Reynolds basé sur la hauteur de marche $Re_h = \frac{Uh}{\nu}$
- Le rapport d'expansion $ER = \frac{H}{H-h} = \frac{H}{d}$
- Le rapport d'aspect $AR = \frac{h}{W}$

1.3.1 Topologie moyenne

La topologie de l'écoulement moyen a été largement décrite et explorée par Eaton et Johnston en 1980 [22] et Armaly *et al.* en 1983 [8]. Les auteurs déterminent, à l'aide de la vélocimétrie à fil chaud pour les premiers et laser doppler pour le suivant, le champ de vitesse moyenne et le champ turbulent pour des nombres de Reynolds compris entre 800 et 8000. Ils mettent en évidence une topologie d'écoulement décollé à plusieurs endroits.

1.3 Marche descendante

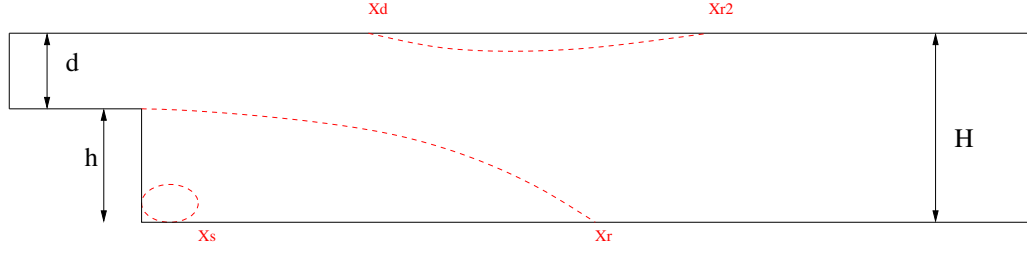


FIGURE 1.11: Topologie moyenne de l'écoulement en aval d'une marche descendante

Ainsi, comme l'illustre la figure 1.11, on trouve une poche de recirculation primaire abritant un tourbillon secondaire contrarotatif au pied de la marche. En plus de ces deux poches de recirculation il y a également un décollement de la couche limite sur la paroi supérieure.

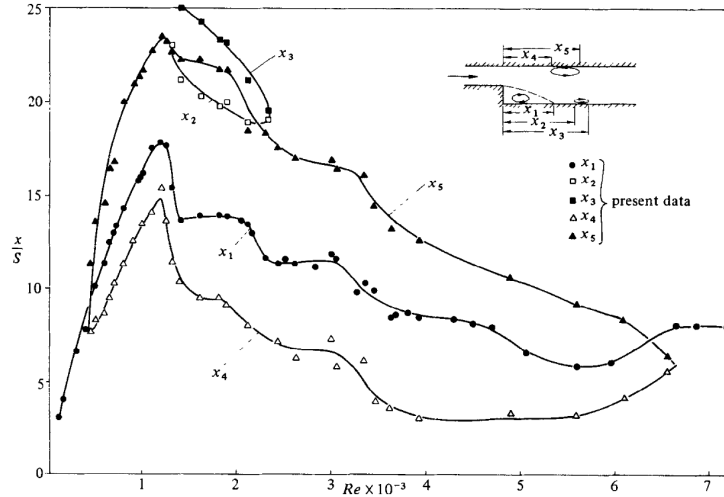


FIGURE 1.12: Tailles des zones de recirculation extrait de Armaly *et al.* [8]

La figure 1.12 représente, pour des nombres de Reynolds allant de 800 à 8000, l'évolution des différentes zones de recirculation. Armaly *et al.* mentionnent que la transition à la turbulence pour l'écoulement de marche descendante commence à partir de $Re_h = 1500$. Celle-ci se caractérise par une brusque chute des abscisses de décollement et de recollement des recirculations. Au cours de cette transition les auteurs remarquent l'existence d'un décollement supplémentaire en aval de la recirculation primaire. Cette recirculation est très fine et ne persiste pas lorsque Re_h augmente. À partir de $Re_h = 6600$ l'écoulement turbulent est pleinement développé, cela se caractérise par une longueur de recirculation x_r constante. Celle-ci est approximativement de 6 à 7 fois la hauteur de la marche.

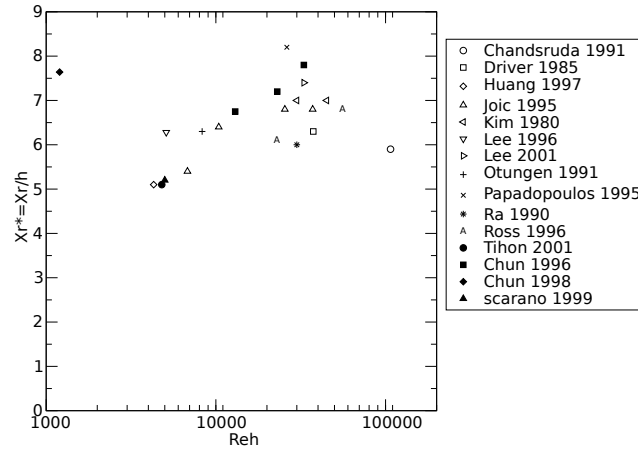


FIGURE 1.13: Résumé des longueurs de recollement en régime turbulent en fonction du nombre de Reynolds, données extraites de [13],[17],[21],[43],[47],[54],[64],[65],[67]

Les données mises en évidence sur la figure 1.13 montre que cette tendance se confirme à haut nombre de Reynolds, cependant il faut noter que les auteurs ne travaillent pas tous avec les mêmes paramètres géométriques.

L'effet de la hauteur de marche sur l'écoulement a été étudié en régime laminaire par Thamgam *et al.* en 1989 [84]. Ceux-ci présentent des résultats de simulations numériques pour de faibles nombres de Reynolds compris entre 50 et 900. La longueur de recollement est affectée et croît plus vite en fonction du nombre de Reynolds lorsque la marche est grande. Cela conduit l'écoulement à transitionner plus vite vers la turbulence. Otügen, en 1991 [64], travaille avec un écoulement turbulent, $Re = 16000$ et détermine l'effet du rapport d'expansion ER sur l'écoulement par vélocimétrie laser doppler (LDV). Il remarque que pour des grands rapports d'expansion, la longueur de recollement tend à diminuer et que le niveau de turbulence dans la zone de cisaillement proche du point de décollement est plus important. Il faut cependant noter que Thangam *et al.* [84], ainsi que Otügen ne travaillent pas à Re_h constant. En effet ils basent leurs nombres de Reynolds, soit sur le diamètre hydraulique du canal de sortie, soit sur la hauteur du canal d'entrée. Augmenter la taille de la marche revient naturellement à augmenter Re_h et ainsi le niveau de turbulence. C'est pourquoi Thangam trouve que le point de recollement évolue plus vite.

Les données issues des simulations numériques directes de Le *et al.* [54] renseignent entre autre sur le champ de pression en aval de la marche. on constate que la pression augmente en aval de la marche comme dans tout écoulement divergent subsonique, cependant au

1.3 Marche descendante

voisinage de la recirculation observe une diminution de la pression pour atteindre un minimum en $x^* = 2.5$ avec une valeur de $C_p = -0.1$. Ces résultats corroborent bien les données expérimentales de Jovic *et al.* [43].

1.3.2 Le champ turbulent

L'énergie turbulente du champ de vitesse a été déterminée par Piirto *et al.* en 2003 [66] au moyen d'une technique de stéréo PIV qui leur permet d'accéder aux trois composantes de la vitesse dans un plan. Leurs résultats suggèrent que le cisaillement turbulent atteint son maximum le long de la zone de mélange et au niveau du point de recollement. C'est également au voisinage de ce point que la variance des fluctuations de pression en paroi atteint un maximum (cf Le *et al.* [54] et Lee *et al.* [56, 57]). Les auteurs renseignent également sur le maximum de l'écart type de la vitesse pour un écoulement turbulent ($\sqrt{u'^2} \sim 0.15$). Cette valeur est confirmée par plusieurs études numériques et expérimentales et peut être prise pour référence. Les bilans d'énergie cinétique turbulente montrent que les termes majoritaires dans l'équation de transport sont le terme de production et le terme de dissipation visqueuse ; ils atteignent leurs maxima dans la zone de cisaillement.

1.3.3 Le comportement instationnaire

On peut distinguer trois types d'instabilités dans l'écoulement de marche descendante. L'instabilité convective, qui naît dans la zone de cisaillement au niveau du décollement, et correspond à l'émission de tourbillon de Kelvin-Helmholtz. Cette instabilité est souvent caractérisée par un nombre de Strouhal basé sur l'épaisseur de vorticité dans la zone de cisaillement δ_w ou sur l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite amont δ_2 . Elle est clairement mise en évidence par Scarano *et al.* [80] qui utilisent un algorithme d'identification tourbillonnaire par inter-corrélation. La seconde, beaucoup plus basse en fréquence, appelée "flapping mode" et correspond au rééquilibrage de la différence entre la quantité de mouvement injectée dans la zone de recirculation au niveau du point de recollement et celle prélevée au niveau de la zone de cisaillement par les tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Selon Spazzini *et al.* [83] cette instabilité se manifeste par une oscillation du point de recollement autour de sa position moyenne. Ceci est également observé en régime laminaire établi par Huang *et al.* [38]. La troisième instabilité également basse en fréquence est appelée "shedding mode" correspond à un lâcher tourbillonnaire périodique en aval de la zone de recirculation. Ce lâcher peut être interprété de différentes façons. Selon Hasan [34], il s'agit de la signature des tourbillons de Kelvin-Helmholtz au niveau

du point de recollement après un ou deux appariements, ce qui explique la fréquence plus faible. Des appariements de tourbillons de Kelvin-Helmholtz ont effectivement été observés par décomposition orthogonale en modes propres⁵ du champ de vorticité mesuré en PIV par Kostas *et al.* [50].

Plus récemment Spazzini *et al.* [83] proposent un scénario selon lequel la croissance du tourbillon secondaire au pied de la marche pousserait le tourbillon principal jusqu'au détachement de ce dernier. Cependant aucune étude rapporte avoir observé les trois instabilités dans le même écoulement. Il semblerait que dans la pratique en régime turbulent les deux dernières instabilités soient confondues et noyées dans le champ turbulent. Elles peuvent néanmoins être révélées par des analyses en ondelettes comme l'ont fait Lee *et al.* en 2001 [57]. La figure 1.14 décrit de façon qualitative la topologie instantanée d'un écoulement de marche descendante ; les données rassemblées dans la littérature montrent que les fréquences de ces instabilités sont relativement constantes en régime turbulent.

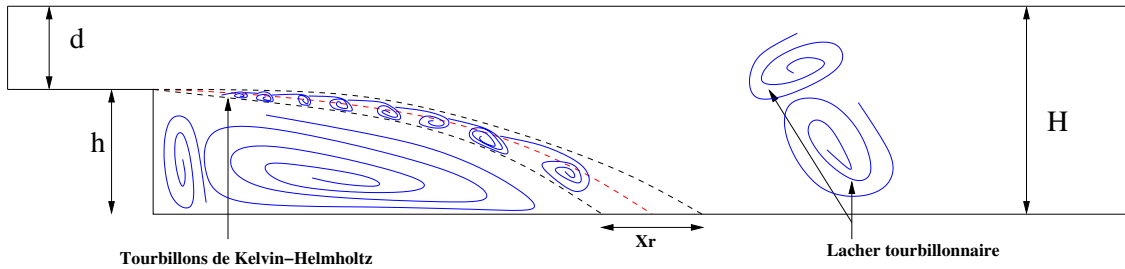


FIGURE 1.14: Schéma de la topologie instationnaire *et al.* [8]

- **Kelvin-Helmholtz** : $0.012 \leq St_{\delta_2} = \frac{f\delta_2}{U_0} \leq 0.015 \equiv 0.2 \leq St_{\delta_\omega} = \frac{f\delta_\omega}{U_c} \leq 0.3$
- **Flapping** : $0.12 \leq St_{x_r} = \frac{fx_r}{U_0} \leq 0.18 \equiv 0.017 \leq St_h = \frac{fh}{U_0} \leq 0.025$
- **Shedding** : $0.5 \leq St_{x_r} = \frac{fx_r}{U_0} \leq 0.63 \equiv 0.062 \leq St_h = \frac{fh}{U_0} \leq 0.09$

Les structures grandes échelles ont été étudiées par Furuichi *et al.* [27, 26]. Grâce à un système de vélocimétrie laser Doppler innovant qui consiste à faire croiser non pas deux faisceaux mais deux plans laser. Cette technique permet d'obtenir en temps réel un profil vertical de vitesse. Ils déterminent ainsi les corrélations spatio-temporelles des vitesses en aval de la marche. Ils montrent ainsi que l'échelle intégrale des structures tourbillonnaires croit dans l'axe de l'écoulement de $x^* = 2$ à $x^* = 6$ et atteint un maximum au niveau du point de recollement de $L_y^* = \frac{L_y}{h} = 0.4$. Leurs résultats indiquent également que les fluctuations de vitesses au point de recollement sont dominées par des basses fréquences et très bien corrélées en espace, ce qui influence le développement de la couche de cisaillement en amont.

1.3.4 Aspects tridimensionnels

En réalité l'écoulement de marche descendante présente des aspects tridimensionnels aussi bien en instantané qu'en moyenne pour les grands rapports d'aspects AR et d'expansion ER . La signature de ces tridimensionnalités est incarnée en moyenne par la recirculation secondaire du pied de la marche. Cette zone tourbillonnaire de l'écoulement a été étudiée en détail par Hall *et al.* [33] qui réalisent des mesures PIV dans plusieurs plans. Il déterminent ainsi le trajet de ce tourbillon dans le plan (x, z) . Ce tourbillon prend naissance aux coins supérieurs de la marche, proche des parois latérales, et ensuite descend vers le pied de la marche pour finir en forme de croissant. Comme vu précédemment cette topologie moyenne est très instable et il s'avère que cette forme de tourbillon secondaire soit très difficile à observer à haut nombre de Reynolds en instantané. D'après de Nie et Amarly [62] la position du point de recollement principal ne varie quasiment pas selon l'axe z . Leurs simulations montrent que l'abscisse de recollement est plus importante près des parois mais atteint très vite la valeur moyenne de $x_r^* = 7$ pour rester constante au centre du canal. En ce qui concerne le comportement dynamique des structures cohérentes, les mesures de corrélations pression-vitesse réalisées par Lee *et al.* [55] indiquent qu'il y a présence, dans l'écoulement, de structures contrarotatives dans les plans (x, z) et (y, z) . Lee *et al.* rapportent que l'échelle intégrale de ces structures est de deux à trois fois la taille de la marche et que ces dernières ont tendance à grossir dans la direction de l'écoulement, enfin les auteurs avancent que ces structures ont un comportement proche des structures en épingle à cheveux des couches limites turbulentes.

Conclusion de l'étude bibliographique

Cette revue bibliographique non exhaustive a permis de mettre en évidence une topologie complexe d'écoulement de backflow à l'amont des inducteurs qui nécessite une connaissance fine des instabilités de type couche cisailée et de zone recirculante. Il est clair que l'écoulement de marche descendante, qui est un écoulement canonique du backflow, présente une topologie similaire largement documentée du point de vue expérimental et numérique. On retrouve en effet, l'instabilité convective de Kelvin Helmholtz qui prend naissance dans la zone cisailée de la marche descendante, une instabilité de type flapping dans la zone de recirculation en aval de la marche et enfin une instabilité de type détachement tourbillonnaire correspondant à un lâcher périodique en aval de la zone de recirculation. Cependant, la complexité de ces écoulements en régime cavitant est telle qu'il est encore à l'heure actuelle difficile de les prédire correctement compte tenu de l'as-

pect instationnaire et diphasique prenant en compte les interactions mutuelles entre les phases inhérentes à cette classe d'écoulements. En effet, on peut conclure que pour les écoulements de backflow, seules les grandeurs globales relatives aux performances sont fournies ainsi que les démarches de contrôle de backflow concernant la disparition de la cavitation. Pour les écoulements de marche descendante, bien que ceux-ci soient très documentés concernant la dynamique tourbillonnaire (via des méthodes de mesure du champ de vitesse par PIV résolue en temps), les quantités turbulentes, les points de recollement et de décollement ainsi que les fréquences caractéristiques ; il n'existe pas de travaux relatifs à ce type d'écoulement en diphasique. On peut citer toutefois les travaux de Ramamurthy *et al.* de 1991 [69] qui fournissent quelques caractéristiques d'un écoulement de marche descendante en incluant les effets de la cavitation. Ils notent que pour des nombres de Reynolds élevés (de l'ordre de 10^5) et pour des rapports d'expansion dans la gamme 1.07-1.14, la cavitation a une influence sur le nombre de Strouhal basé sur la hauteur de marche (correspondant au mode flapping). En effet, le nombre de Strouhal diminue avec le paramètre de cavitation indépendamment du nombre de Reynolds et cette décroissance semble plus marquée pour un rapport d'expansion plus important. A l'apparition de cavitation des filaments transversaux sont visibles dans la couche cisailée bien en aval de la zone séparée. Néanmoins, bien que ce travail mette en évidence une modification notable de l'écoulement en présence de cavitation, il ne donne accès ni aux grandeurs turbulentes, ni aux taux de présence de la phase vapeur ni aux interactions entre la phase vapeur et la dynamique tourbillonnaire. C'est pourquoi, il a été mis en place au LEGI, des études expérimentales des écoulements cavitants dans le but de caractériser finement non seulement les instabilités de couche cisailée mais aussi les interactions mutuelles entre la phase vapeur et les tourbillons de Kelvin Helmholtz, siège de la cavitation. Les techniques de pointe utilisées (telles que la PIV-LIF ou encore la mesure par atténuation des rayons X) ont permis de mettre en évidence que même si en moyenne la cavitation n'engendrait pas de modifications notables sur la dynamique tourbillonnaire, elle engendrait une agitation turbulente non négligeable dans l'écoulement faisant varier ainsi l'anisotropie de l'écoulement. Les résultats obtenus sur les échelles intégrales et les tenseurs de Reynolds ont également montré la nécessité de reconsidérer les approches de modélisation de la turbulence en régime diphasique et en particulier les modèles RANS basés sur l'hypothèse de Boussinesq ne prenant pas en compte les interactions mutuelles entre les phases. On peut citer à ce propos les travaux de Aeschlimann [4] qui ont quantifié de manière détaillée les grandeurs moyennes et turbulentes de la phase liquide et vapeur d'une couche de mélange cavitante. Cette première approche nous permet d'ores et déjà d'envisager une difficulté

1.3 Marche descendante

supplémentaire liée au couplage entre la dynamique de la zone recirculante et celle de la couche de mélange qui l’entoure. En effet, le mode de flapping dépend du taux d’entraînement de la couche de mélange ainsi que de la densité moyenne du fluide au sein de la zone recirculante mais également de la valeur de la vitesse du son au sein de celle-ci. Ainsi le problème se complique car il ne suffit plus de considérer un écoulement purement diffusif comme dans le cas de la couche de mélange mais de coupler celui-ci avec une zone de recirculation qui permet à des grandeurs physiques telles que la pression de “remonter” et ainsi de créer une interaction globale. Dans ces cas précis, les modèles purement diffusifs, tels que ceux basés sur une viscosité turbulente, ne sont plus à même d’appréhender ce couplage par la pression. En particulier, on se retrouve en présence d’une anisotropie induite par ce phénomène et des effets spatio-temporels liés à la dynamique même des grosses structures. Cependant, on peut noter que la richesse bibliographique relative à la marche descendante monophasique nous permettra d’une part de choisir les paramètres adéquats en terme de nombre de Reynolds, de rapport d’expansion ou d’aspect et d’autre part de quantifier l’écoulement turbulent de manière fine. De plus, la cavitation apporte une complexité supplémentaire car elle affecte la vitesse du son dans la zone de recirculation mais également la densité moyenne et de ce fait devrait engendrer des modifications importantes des fréquences propres de flapping et par la suite des situations vibratoires potentiellement dangereuses. Enfin, cette étude servira de cas test pour la mise en oeuvre et la validation de méthodes de calcul basées sur la LES ou sur des méthodes hybrides de type RANS-DES en écoulement turbulent diphasique et compressible. Ainsi, grâce à la synergie calcul-expérience, l’ensemble des résultats numériques de simulation pourra d’une part être validé par les données expérimentales et d’autre part on aura accès à des quantités inaccessibles par la mesure.

CHAPITRE 2

DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTHODES DE MESURE

2.1 Le banc d'essais

La boucle d'essais « marche descendante » était implantée au Centre de Recherche et d'Essais des Machines hydrauliques de Grenoble (CREMHyG). La boucle d'essais était initialement prévue pour étudier un écoulement de couche de mélange cavitante [3], ce qui a nécessité un certain nombre d'évolutions pour réaliser un écoulement de marche descendante. La veine fonctionne en circuit fermé et est alimentée par une pompe à vitesse variable d'une puissance de 15kW, située 9m en dessous de la section d'essais pour éviter qu'elle ne fonctionne en régime cavitant (*cf.*

figure 2.1). La section d'essais est composée de trois parties. La première est une chambre de tranquillisation de l'écoulement équipée de nids d'abeille dont le diamètre des alvéoles est de 8 mm pour une longueur de 80 mm. Cette chambre de tranquillisation est également équipée de grilles avec des trous de 8 mm de diamètre pour que l'écoulement soit homogène et faiblement turbulent. La seconde partie est un convergent ayant un rapport de section de 5. Ce convergent a été spécialement optimisé pour minimiser les « overshoot

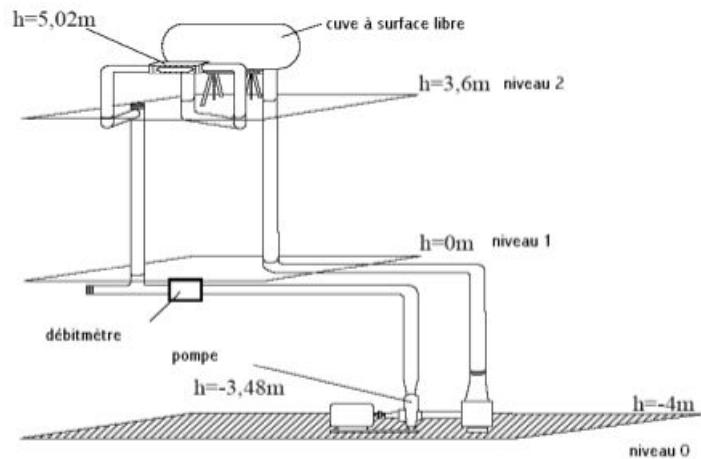


FIGURE 2.1: Schema de la boucle d'essai

» de surpression et dépression dus aux virages à l'entrée et à la sortie du convergent. En effet si « l'overshoot » de dépression est trop important, l'écoulement risque de caviter avant la zone d'essais. Le but de ce convergent est donc d'accélérer l'écoulement et de diminuer la pression pour atteindre les conditions d'essais dans la troisième partie où se trouve la marche descendante et la zone de visualisation de l'écoulement.

2.1.1 Évolution de la boucle d'essais

La principale difficulté de l'évolution de la veine d'essais résidait dans la transformation de la veine « couche de mélange » en « marche descendante ». En effet il était nécessaire de condamner une partie des conduites pour faire en sorte qu'un seul écoulement atteigne la zone d'observation. De plus comme le montre la figure 2.2 la veine d'observation « couche de mélange » était légèrement divergente. Il a donc été choisi de conserver la hauteur d'entrée du canal supérieur de la couche de mélange et de prolonger la veine d'observation (*cf.* figure 2.2) afin d'avoir une vue maximale de l'écoulement. Ce faisant, la hauteur de sortie de la veine d'observation a été conservée pour ne pas avoir à re-fabriquer un divergent de sortie et pour éviter un changement de section brusque dans l'écoulement. Les dimensions de la veine d'observation ainsi obtenues sont présentées sur la figure 2.3 Avec ces dimensions les rapports d'expansion ER et d'aspect AR

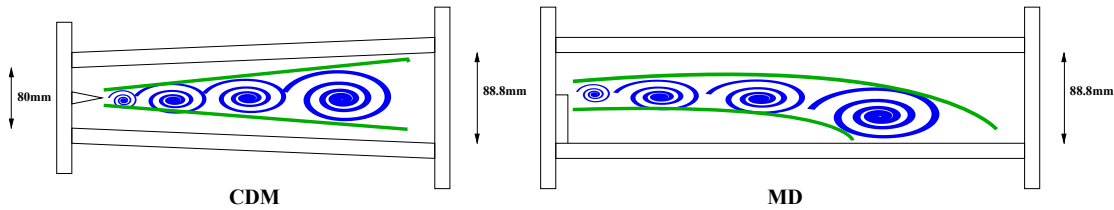
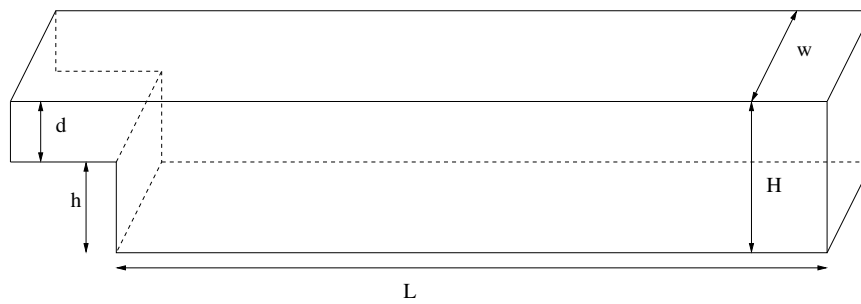


FIGURE 2.2: Transformation de la veine d'observation

sont respectivement de 1.4 et 0.64. Ces valeurs correspondent à un fort taux d'expansion très peu étudié dans la littérature. Cependant ce rapport rend l'écoulement similaire aux conditions d'écoulement décollé à l'amont des inducteurs (" backflow " *cf.* figure 2.4). En effet on peut voir le " backflow " de deux façons différentes. Premièrement du point de vue de l'écoulement principal il s'agit d'une marche montante ayant une hauteur correspondant à l'épaisseur de la zone de recirculation. Deuxièmement du point de vue de l'écoulement de fuite d'épaisseur d il s'agit d'une marche descendante de hauteur h .

2.1 Le banc d'essais



- $L=400$ mm longueur observable
- $h=51.8$ mm hauteur de la marche
- $H=88.8$ mm hauteur totale de la veine d'essai
- $W=80$ mm largeur totale d'entrée du canal d'entrée
- $d=37$ mm hauteur d'entrée du canal d'entrée

FIGURE 2.3: Transformation de la veine d'observation

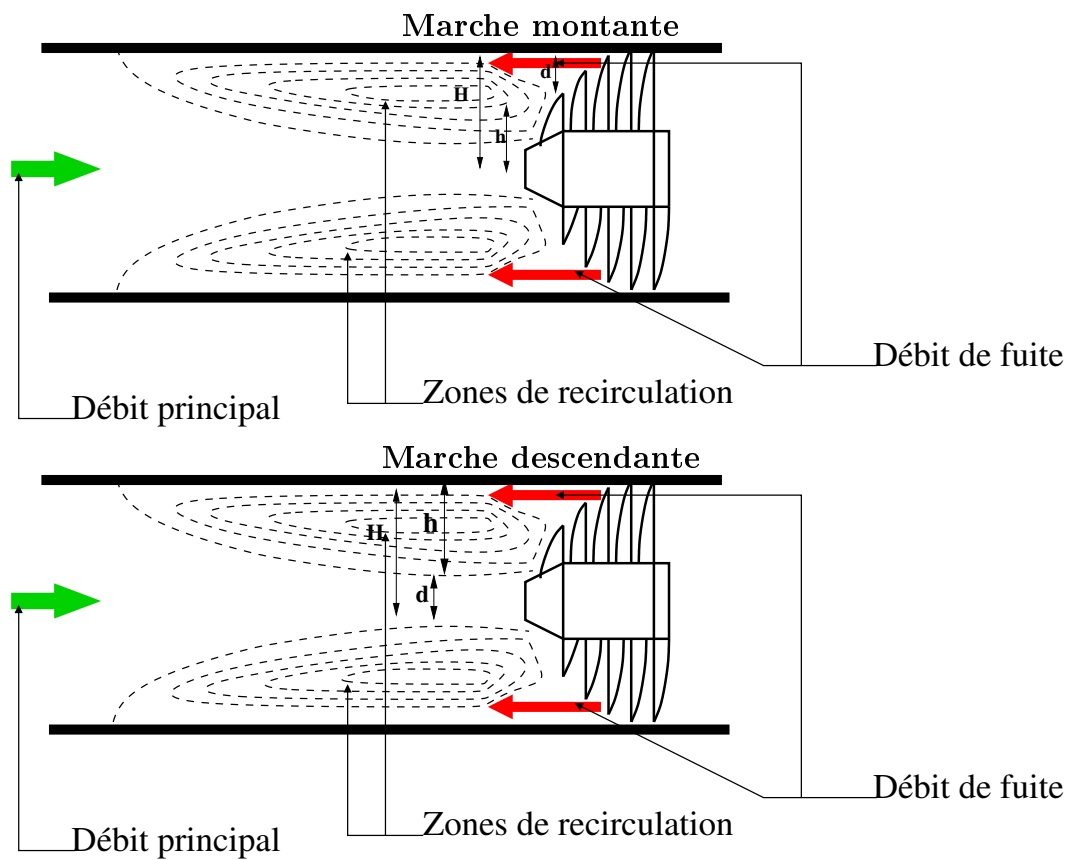


FIGURE 2.4: Schémas du "backflow"

2.1.2 Choix des points de fonctionnement et conditions de mesures

Le réglage des points de fonctionnement s'effectue à la fois en débit et en pression. Le débit est régulé via un asservissement de la pompe selon une consigne de vitesse ou de débit, spécifiée via un ordinateur relié au variateur de la pompe et au débitmètre électromagnétique situé en amont de la veine d'essais (*cf.* figure 2.1). La pression quant à elle est fixée par une pompe à vide reliée directement à la cuve à surface libre. Afin de maintenir le point de fonctionnement stable une petite pompe à vide et une régulation PID¹ commandant une servo-vanne permet de maintenir la pression cuve dans une fourchette de 100 mbar autour de la consigne spécifiée. De cette façon en réactualisant la pression avec la mesure de la température de l'eau, qui est fournie par la sonde PT100² située en aval de la zone d'essais, le paramètre de cavitation ou nombre de Thomas σ reste donc constant au cours des différentes mesures. Une première campagne d'observation a été réalisée afin de connaître le comportement de la nouvelle boucle d'essais pour choisir judicieusement les points de fonctionnement. Des mesures de pression ont donc été réalisées à différents débits. Dans le même temps l'apparition de cavitation (appelée "inception") a été caractérisée visuellement et acoustiquement en débit et en pression (*cf.* figure 2.5 pour la position des différentes sondes)

1. proportionnel intégral dérivé

2. Sonde de température à résistance de platine

2.1 Le banc d'essais

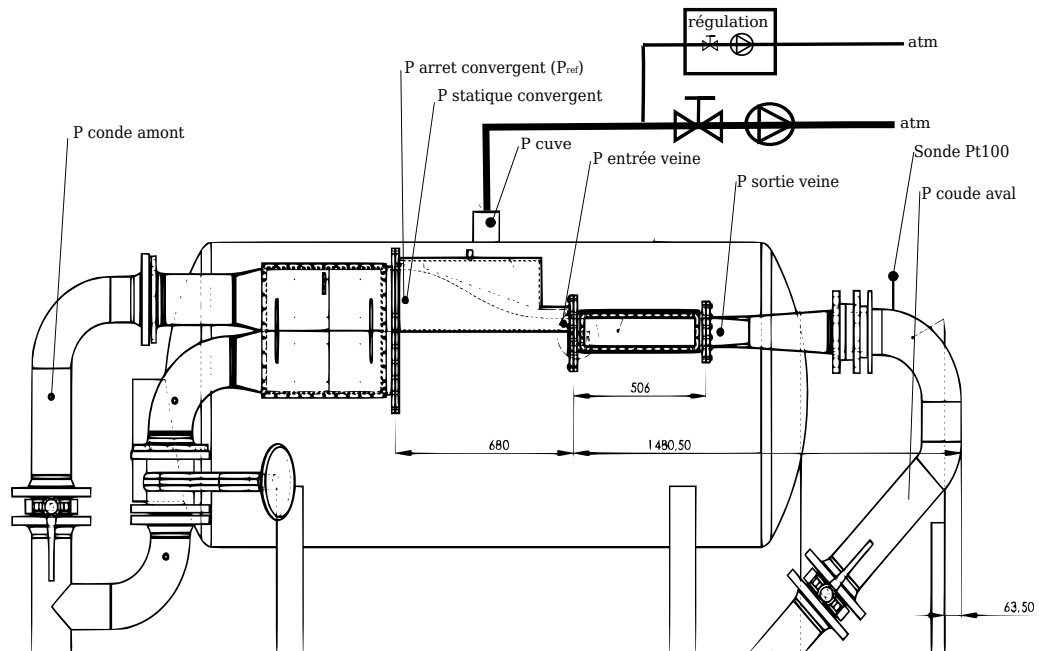


FIGURE 2.5: Schéma de la veine d'essai avec la position des différentes sondes de pression et de température

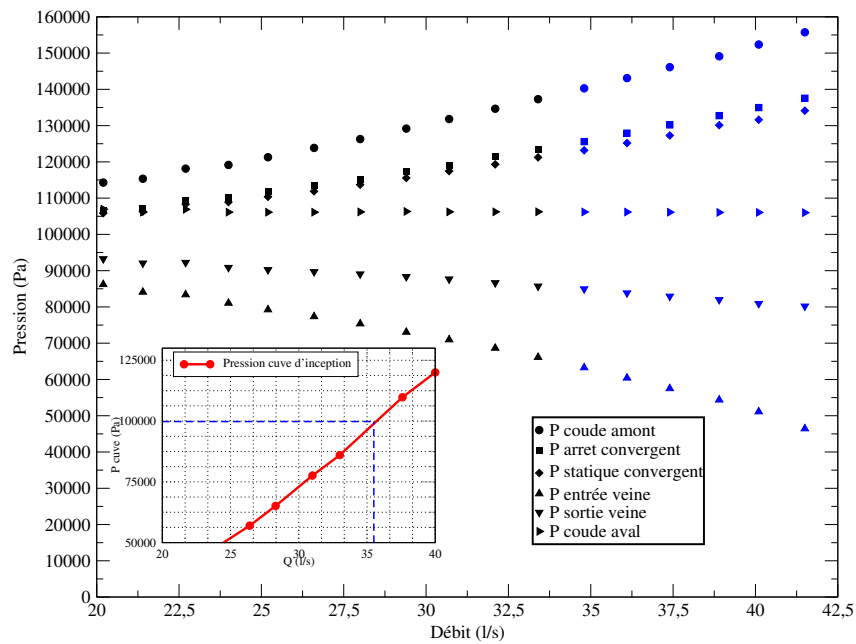


FIGURE 2.6: Évolution des pressions dans le circuit en fonction du débit avec la cuve à surface libre ouverte à l'atmosphère. Les marqueurs de couleur bleue indiquent que l'écoulement est cavitant. Le sous graphe représente la pression cuve d'inception pour un débit fixé

Comme le montre la figure 2.6 lorsque la cuve à surface libre est ouverte à l'atmosphère, la cavitation apparaît pour un débit d'environ 35 l/s. Ce faisant le débit de travail choisi

est de 33 l/s soit une vitesse moyenne en entrée de la section d'essais de 11.15 m/s. Ce choix résulte de la volonté de pouvoir réaliser des mesures en régime non cavitant, sans avoir à pressuriser la cuve tout en étant capable de balayer plusieurs régimes cavitants en dépressurant modérément cette dernière. De plus il est plus confortable de réaliser des mesures PIV³ à basse vitesse afin de minimiser la fréquence des pulses laser et des caméras, ce qui donne accès à plus de lumière et à des champs plus grands. Par commodité le nombre de cavitation de référence σ_{ref} est basé sur la vitesse moyenne à l'entrée de la section d'essais et la pression d'arrêt à l'entrée du convergent (cf. 2.5). En effet la pression y est plus élevée et donc plus facile à mesurer. De plus cela permet de supprimer les prises de pression dans la section d'entrée, là où la pression est basse, et ainsi de diminuer le risque de cavitation parasite.

$$V_{ref} = 11.15 \text{ m/s}; \quad P_{ref} = P_{arret}; \quad \sigma_{ref} = \frac{P_{ref} - P_{vap}(T)}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} \quad (2.1)$$

L'expression choisie pour σ_{ref} permet également de retrouver facilement le nombre de cavitation en entrée de la section d'essais σ_i à une constante près. Cette constante est liée à la perte de charge du convergent ΔP_{conv} puisque selon le théorème de Bernoulli généralisé on a :

$$P_{ref} = P_{arret} = P_{conv} + \frac{1}{2}\rho V_{conv}^2 = P_i + \frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 + \Delta P_{conv} \quad (2.2)$$

d'où il vient

$$\sigma_i = \frac{P_i - P_{vap}}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} = \frac{P_{ref} - P_{vap} - \frac{1}{2}\rho V_{ref}^2 - \Delta P_{conv}}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} = \sigma_{ref} - 1 - \frac{\Delta P_{conv}}{\frac{1}{2}\rho V_{ref}^2} \quad (2.3)$$

Cette perte de charge a été mesurée en régime non-cavitant pour différents débits (cf. figure 2.7). Pour 33 l/s, le débit de travail, elle est de 5090 Pa d'où,

$$\sigma_i = \sigma_{ref} - 1.0820. \quad (2.4)$$

3. Particule Image Velocimetry : Méthode de mesure de champs de vitesse, sera expliquée plus bas

2.1 Le banc d'essais

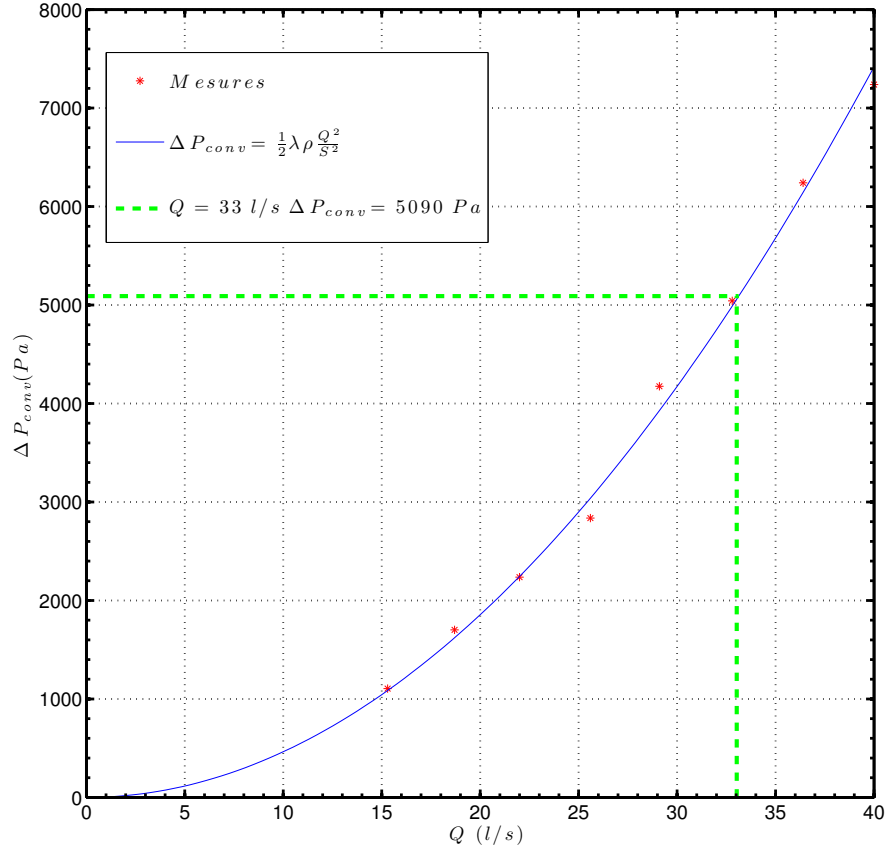


FIGURE 2.7: Perte de charge du convergent en fonction du débit

La précision des mesures de débit est 0.1 l/s, celle des mesures de pression est de 100 Pa et la précision de la mesure de la température de référence est de 0.01 K. En propageant ces incertitudes de mesures sur l'expression de σ_{ref} et σ_i , l'incertitude sur la détermination de σ_{ref} et σ_i n'excède pas 0.9 % dans la gamme de points de fonctionnement étudiée.

Points de fonctionnement

Afin de choisir judicieusement les points de fonctionnement, plusieurs visualisations rapides ont été réalisées au moyen d'une caméra "AOS technologies Promon 500". La résolution spatiale des images était de 3 pixels/mm pour une fréquence d'acquisition de 2000 images par seconde. Les différents points de fonctionnement ont été choisis selon des critères visuels correspondant à un niveau de cavitation croissant dans les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement. Ainsi 5 conditions de cavitation ont été retenues pour étudier de façon plus approfondie l'interaction entre la turbulence et le changement de phase. Ces 5 conditions sont respectivement, "l'inception" de cavitation où la phase vapeur apparaît dans les plus petits tourbillons longitudinaux, le cas "streaks"

où les tourbillons longitudinaux sont remplis de vapeur et trois cas cavitant nommés "cav1", "cav2", "cav3" qui correspondent à l'apparition et la migration de la phase vapeur au sein des tourbillons de plus grande échelle (voir figures 2.8,2.9,2.10,2.11,2.12). Les cas "inception" et "streaks" ne seront étudiés que partiellement car la précision des mesures de taux de vide par absorption de rayon X n'est pas suffisante pour mesurer les faibles taux de vide. Le tableau ci-dessous rassemble les paramètres de contrôle pour les points de fonctionnement choisis, la pression est ajustée en fonction de la température pour satisfaire un σ_{ref} constant pour un débit de 33 l/s au cours des mesures.

CAS	Débit	$T(^{\circ}C)$	$P_{vap}(Pa)$	$P_{cuve}(Pa)$	$P_{ref}(Pa)$	σ_{ref}	σ_i
inception	33	17.8	2040.2	75100	107338.1	1.736 ± 0.015	0.654
Streaks	33	18.15	2085.6	59900	92612.6	1.489 ± 0.013	0.407
cav1	33	18.49	2130.6	50200	82622.2	1.325 ± 0.012	0.243
cav2	33	19.15	2220.3	44300	76819.4	1.232 ± 0.011	0.15
cav3	33	19.27	2236.9	38000	64227.7	1.107 ± 0.009	0.025



FIGURE 2.8: Image instantanée du cas inception



FIGURE 2.9: Image instantanée du cas streaks

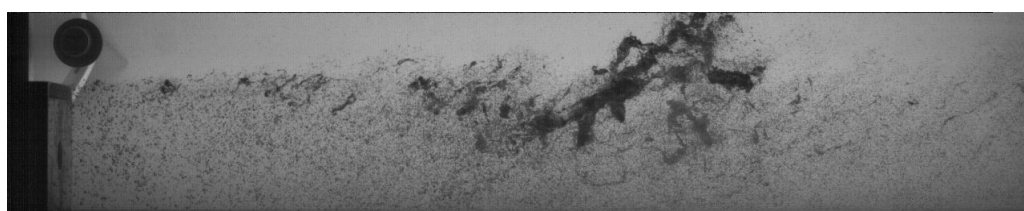


FIGURE 2.10: Image instantanée du cas cav1

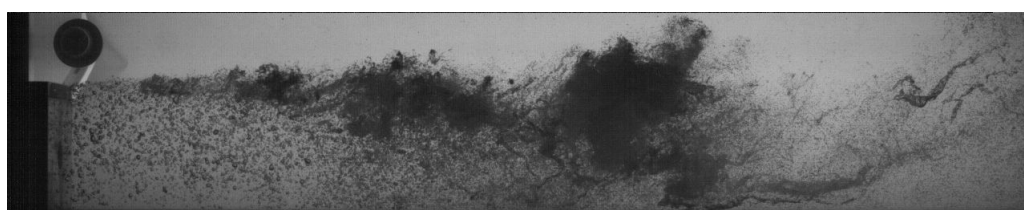


FIGURE 2.11: Image instantanée du cas cav2



FIGURE 2.12: Image instantanée du cas cav3

Condition d'engagement de l'eau

La teneur en gaz dissous est un paramètre important pour les écoulements cavitants. En effet si cette teneur est supérieure au seuil de saturation de l'eau cela favorise l'apparition de bulle de gaz et peut biaiser les mesures car la présence d'interface pré-existante favorise le changement de phase. Afin de garantir la reproductibilité des résultats expérimentaux, la teneur en gaz dissous doit être constante au cours des mesures. Malheureusement ce taux de gaz est difficilement contrôlable de façon fiable et reproductible. La stratégie adoptée est de mesurer le temps de dégazage nécessaire à l'établissement de conditions asymptotiquement stables afin de déterminer une procédure d'essais systématique pour chaque campagne de mesure. La décroissance du taux d' O_2 dissous dans l'eau de la veine d'essais a été mesurée par prélèvement en condition cavitante avant et après une vidange complète de la boucle (cf. figure 2.13)

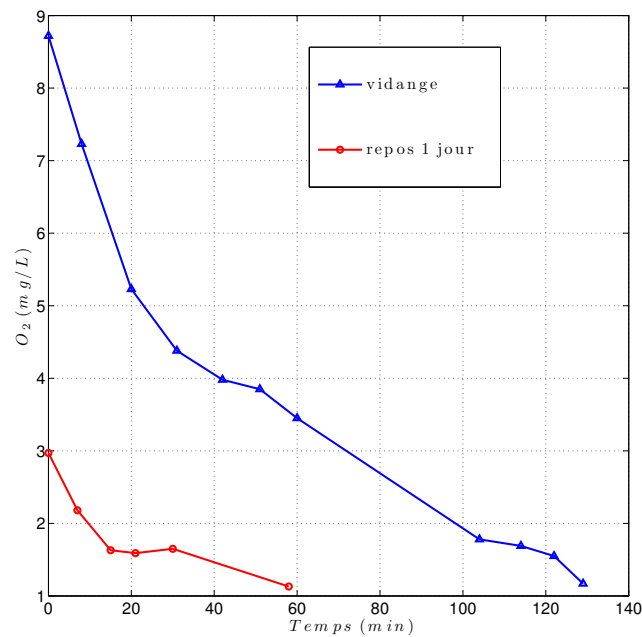


FIGURE 2.13: Taux d' O_2 dissous dans l'eau en fonction du temps d'essai

Lorsque la boucle d'essais est vidangée l'eau est naturellement à une teneur en gaz élevée. Cependant dès que l'écoulement cavite, cette teneur en gaz décroît très vite vers une valeur inférieure à 2 mg/L . Chaque campagne d'essais est donc systématiquement précédée d'un temps de dégazage d'une heure avant d'entamer toutes mesures. Cela garantit au mieux la reproductibilité des conditions de mesure.

Conditions aux limites

Les conditions d'entrée de la veine d'essais ont été mesurées par PIV et LDV⁴, le détail des mesures des conditions aux limites est disponibles en Annexe A. L'ambition de cette étude est de constituer une base de données expérimentales pour la modélisation des écoulements turbulents cavitants, et la connaissance précise des conditions aux limites de l'écoulement ne peut qu'améliorer la mise en place de comparaison entre calculs numériques et expériences.

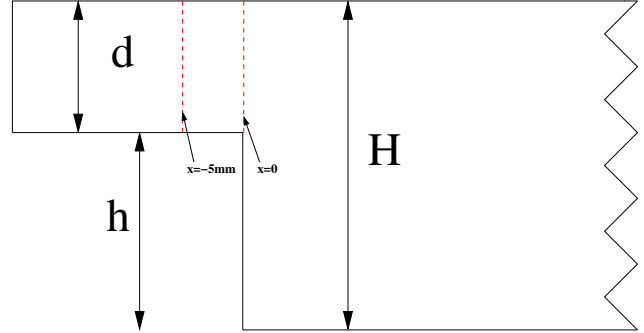


FIGURE 2.14: Profils de vitesse mesurés en LDV

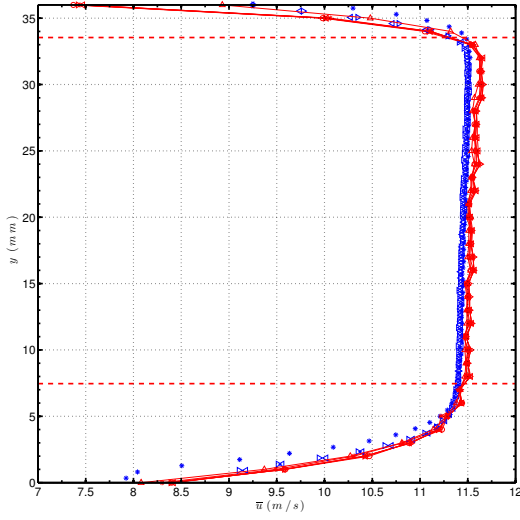
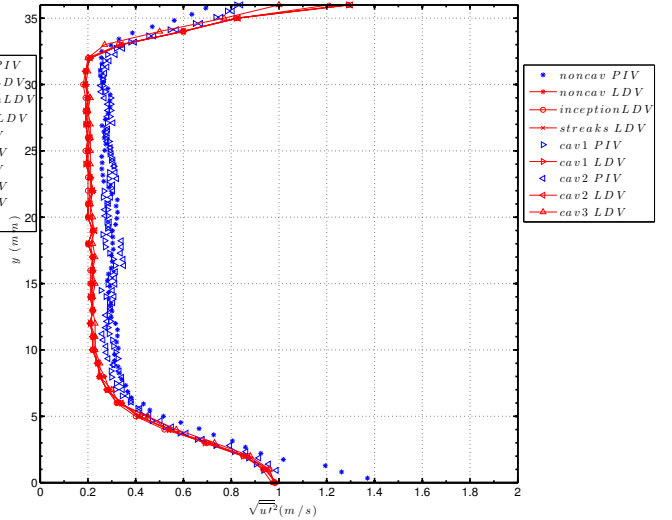
De plus les mesures PIV et LDV ayant été réalisées à un an d'intervalle cela permet de vérifier la reproductibilité des mesures dans la veine d'essais "marche descendante". La figure 2.14 montre la position des profils de vitesse mesurés (*cf.* figures 2.15, 2.16). Les mesures LDV corroborent bien les mesures PIV réalisées un an plus tôt, le profil de vitesse en entrée de la veine d'essais correspond à un profil d'écoulement de Poiseuille turbulent classique. L'intensité de turbulence n'excède pas 1.5% en milieu de veine ce qui est tout à fait acceptable compte tenu des contraintes de l'installation expérimentale. La résolution spatiale des profils de vitesse est de 1 mm, en proche paroi cette résolution a été ramenée à 0.2 mm avec un premier point de mesure à 0.6 mm de la paroi afin de pouvoir calculer les épaisseurs intégrales δ_1 , δ_2 , δ_3 ⁵, l'épaisseur de couche limite δ_{99} et estimer le frottement à la paroi pour calculer l'échelle adimensionnelle de paroi y^+ . Le nombre de Reynolds élevé de cet écoulement (*cf.* tableau ci-dessus), fait que le gradient de vitesse à la paroi est important et ne peut être estimé à partir du premier point de mesure. De plus la valeur estimée à partir de corrélation empirique du frottement à la paroi donne une valeur de y^+ du premier point de mesure de 280. Cela veut dire que pour des calculs numériques il sera nécessaire d'adjoindre à ce profil de vitesse une loi empirique permettant de raccorder le profil à la paroi. Le frottement à la paroi pourra toujours être mesuré grâce à des films chauds ou des mesures μ LDV⁶. Cependant le nombre de Reynolds élevé a également pour effet un oubli rapide de la condition initiale. Cela signifie que les structures turbulentes générées dans la couche limite sont très vite dissipées et n'impactent pas le développement du reste de l'écoulement.

4. Laser Doppler Velocimetry, Méthode de mesure de vitesse, sera expliquée plus bas

5. respectivement épaisseur de déplacement, épaisseur de quantité de mouvement, épaisseur d'énergie

6. Mesure de vélocimétrie laser Doppler utilisant des longueurs focales micrométriques

$\delta_1 = \int_0^\delta (1 - \frac{\bar{u}}{U_e})^2 dy$	2.59 mm	$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} (1 - \frac{\bar{u}}{U_e}) dy$	2.19 mm
$\delta_3 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} (1 - \frac{\bar{u}}{U_e})^2 dy$	4.05 mm	$\delta_{99} = y _{\bar{u}=0.99U_{max}}$	7.43 mm
$\tau_w = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} _{y=0}$	220 Pa	$y^+ = \frac{y \sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu}$	280
$Re_h = \frac{U_0 h}{\nu}$	576420	$Re_{\delta_2} = \frac{U_0 \delta_2}{\nu}$	24382

FIGURE 2.15: Profil de $\bar{u}$ en $x = 0$ FIGURE 2.16: Profil de $\sqrt{u'^2}$ en $x = 0$

On constate sur les figures 2.15 et 2.16 que quelque soit le niveau de cavitation, les conditions d'entrée ne sont pas affectés. On note cependant un écart entre les mesures LDV et PIV mais celui-ci est dû au fait que les mesures PIV sont moins précises. En effet seuls 1000 échantillons ont été pris pour la PIV (précision sur la valeur moyenne $\frac{1}{\sqrt{N}} = 3.1\%$) alors que les profils LDV ont été réalisés avec plus de 100000 ($\frac{1}{\sqrt{N}} = 0.3\%$) échantillons par points de mesures. Quoiqu'il en soit, pour les valeurs moyennes comme pour les valeurs fluctuantes, on retrouve des conditions aux limites reproductibles, stables et conformes à un écoulement de Poiseuille plan en entrée de la veine d'essais

2.2 Mesures de pression

Pour les écoulements cavitants la pression est une variable importante qui intervient fortement dans la modélisation et doit être mesurée aussi finement que possible afin de comprendre les couplages avec les autres variables de l'écoulement (vitesse et masse volumique). Malheureusement il est très difficile voire impossible de mesurer la pression en tout point de l'écoulement de façon non-intrusive et simultanée. La pression est alors mesurée en paroi au moyen de différents capteurs ou puits de mesures normalisés, placés dans les hublots de la veine d'essais (*cf.* figure 2.17). Par souci d'optimiser la précision des mesures de pression dans l'écoulement, les mesures de pression moyenne sont découplées des mesures de pression instantanée.

2.2.1 Mesures de pression moyenne

Les mesures de pression moyenne sont réalisées grâce à trois capteurs piezo-résistifs, deux ayant une gamme de mesure 0 à 70000 Pa pour mesurer les pressions à l'intérieur de la veine d'essais et un ayant une gamme de mesure de 0 à 2 bar pour mesurer les fortes pressions comme la pression de référence ou les pressions en amont de la veine d'essais. N'ayant que trois capteurs à disposition les puits de mesures sont reliés à un tableau hydrostatique qui permet de connecter chaque puits à un capteur, l'opération étant répétée pour tous les points de fonctionnement. La pression ainsi mesurée P_m est corrigée par la pression hydrostatique P_h , $P = P_m - P_h = P_m - \rho g \Delta h$ où Δh correspond à la différence de hauteur entre le capteurs et le point de mesure. Chaque mesure de pression moyenne est réalisée sur une période d'observation de 10 s à une fréquence d'acquisition de 2 kHz. De cette façon la pression moyenne dans l'écoulement est connue avec une précision relative de $\frac{1}{\sqrt{N}} = 0.7\%$. Deux campagnes de mesures de pression ont été conduites. La première consistait à explorer les différents régimes cavitants de la veine d'essais et à connaître précisément la perte de charge du convergent (*cf.* §2.1.2). La deuxième campagne avait pour but de mesurer la pression moyenne en aval de la marche descendante au niveau du plancher, du plafond de la veine d'essais et du culot de la marche descendante, grâce au hublot représenté sur la figure 2.17. Chaque puit de mesure est espacé d'une demi hauteur de marche ce qui permet d'avoir une bonne représentation de l'évolution de la pression en aval de la marche.

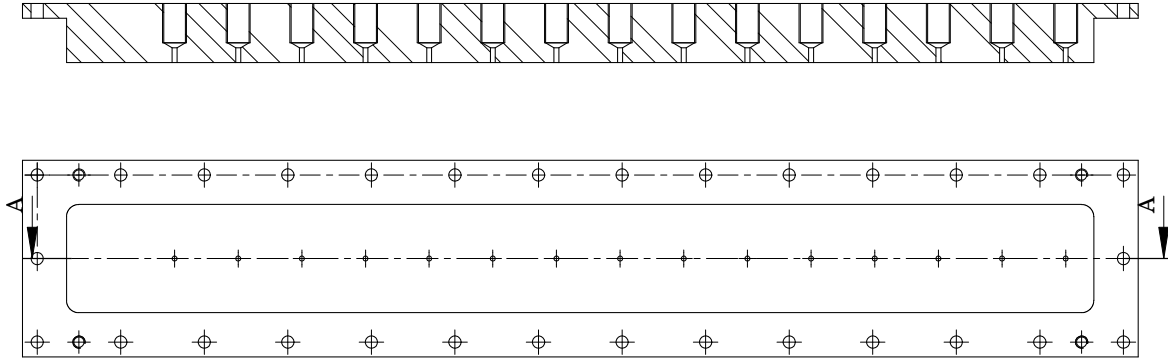


FIGURE 2.17: Plan des puits de mesures de pression sur un hublot

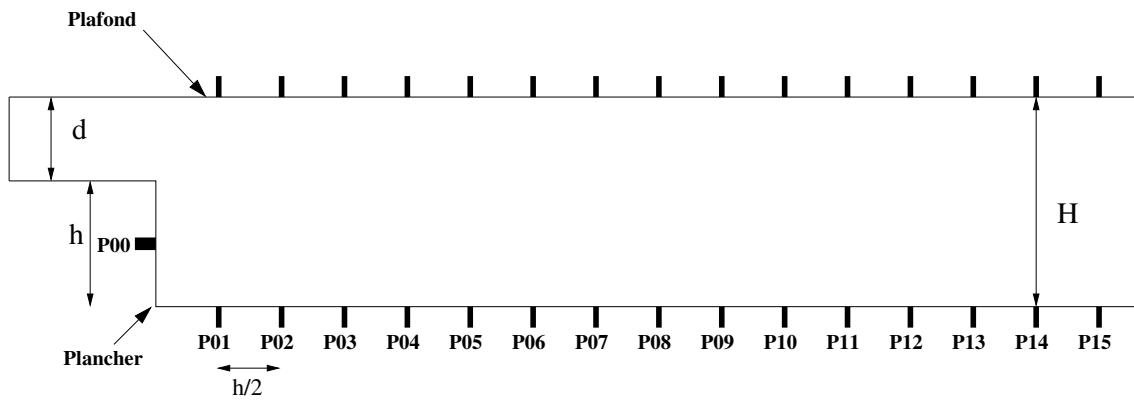


FIGURE 2.18: Disposition des capteurs de pression et puits de mesure

2.2.2 Mesures de pression fluctuante

La pression instantanée est mesurée grâce à des capteurs piezo-électriques, PCB piezotronics. Ces capteurs ne perçoivent pas la composante continue des signaux, cependant ils permettent de mesurer avec précision les fluctuations de pression autour de la pression moyenne. Deux types de capteur piezo-électriques sont utilisés (cf figures 2.19a, 2.19b), un capteur 106B ayant une résolution de 0.7Pa/mV placé dans le culot de la marche et 15 capteurs 112A22 ayant une résolution 7Pa/mV implantés dans un hublot en inox pour mesurer les fluctuations de pression en aval de la marche. Le montage des capteurs est à prendre avec précaution car la moindre rugosité peut faire caviter l'écoulement et biaiser les mesures. Les capteurs sont donc montés le plus affleurant possible à la paroi du hublot. Les acquisitions des 16 signaux de pression sont simultanées à une fréquence de 25600 Hz grâce à un châssis d'acquisition NI9188 4 cartes NI9234.

2.2 Mesures de pression



(a) capteur 106B



(b) capteur 112A22

FIGURE 2.19: capteurs piezo-électriques utilisés pour les mesures de pression instantané

La période d'échantillonnage varie selon les différentes campagne de mesures. En effet les mesures de pression fluctuante ont systématiquement été synchronisées à une autre instrumentation (visualisations rapides, mesures de vitesse en PIV et stéréo PIV et mesures de masse volumique par absorption de rayons X). Pour la PIV et les mesures de masse volumique seule la pression plancher a été mesurée simultanément, en revanche les visualisations rapides ont été réalisées synchronisées à la pression au plancher et à la pression au plafond de la veine d'essais. En plus de ces acquisitions synchronisées, des acquisitions longues sur une période de l'ordre d'une minute ont été réalisées afin de calculer l'écart-type σ_p , le skewness S_p , le flatness K_p et les corrélations spatio-temporelles des signaux de pression R_{pp} . Ces statistiques d'ordre élevé sont respectivement données ci-dessous.

$$\begin{aligned} \text{— } \sigma_p &= \sqrt{\overline{p'^2}} \\ \text{— } S_p &= \frac{\overline{p'^3}}{\overline{p'^2}^{\frac{3}{2}}} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{— } K_p &= \frac{\overline{p'^4}}{\overline{p'^2}^2} \\ \text{— } R_{pp}(x, \delta_x, \delta_t) &= \frac{\overline{p'(x, t)p'(x + \delta_x, t + \delta_t)}}{\sqrt{\overline{p'^2(x)} \cdot \overline{p'^2(x + \delta_x)}}} \end{aligned}$$

2.3 Mesure de Vitesse

Les mesures de vitesse de la phase liquide ont été réalisées grâce aux techniques optiques de type LDV et PIV ; le lecteur pourra consulter [6] et [68] pour plus de précision sur ces techniques de mesure. Afin de s'affranchir des perturbations liées aux techniques de mesures intrusives, les techniques laser ont été préférées aux techniques intrusives (mesures pitot et films chauds). Ainsi trois campagnes de mesures de vitesse ont été réalisées afin de bien connaître la topologie et la dynamique de l'écoulement. Une campagne de mesure par vélocimétrie laser doppler, une campagne de mesure par vélocimétrie par image de particules classique et une campagne de mesure par vélocimétrie par image de particules stéréoscopique rapide. L'ensemble de ces techniques nécessite d'ensemencer l'écoulement avec des particules dont la masse et la taille dépendent du fluide et de l'écoulement étudié. On introduit le nombre de Stokes défini par :

$$Sk = \frac{\tau_p}{T_f} \text{ où } \tau_p = \frac{d_p^2 \rho_p}{18\mu} \quad (2.5)$$

Ce nombre est assimilé au rapport du temps caractéristique de réponse d'une particule τ_p , avec d_p le diamètre des particules, ρ_p la masse volumique des particules et μ la viscosité dynamique du fluide, sur un temps caractéristique de l'écoulement T_f . Un nombre de stokes petit signifie que le temps de réponse des particules est petit devant le temps caractéristique de l'écoulement. Cela veut dire que les particules sont de bon traceurs pour l'écoulement. Comme plusieurs campagnes de mesure laser ont été effectuées, on trouvera les caractéristiques des particules utilisées dans les sections suivantes.

2.3.1 La vélocimétrie laser doppler

Principe de mesure

La vélocimétrie laser Doppler consiste à faire croiser deux faisceaux laser de même longueur d'onde légèrement déphasée et à mesurer, à l'aide d'un photo multiplicateur, la lumière diffusée par les particules qui traversent le volume de mesure formé au croisement. Le croisement des deux faisceaux produit un réseau de franges d'interférence dont la distance inter-frange dépend uniquement des caractéristiques optiques de l'instrument (longueurs d'onde du laser, distance focale de l'optique d'émission). Ce faisant, le temps inter-frange, qui dépend de la vitesse, est calculé par transformée de Fourier du signal issu du photo multiplicateur. La figure 2.20 illustre le principe de mesure pour une composante

2.3 Mesure de Vitesse

de la vitesse. Pour mesurer les autres composantes de la vitesse il suffit d'ajouter deux faisceaux supplémentaires ayant une longueur d'onde différente. Le volume de mesure ainsi formé est un quadrillage de franges d'interférences dans deux longueurs d'onde et il suffit d'ajouter un filtre laissant passer la longueur d'onde appropriée devant les photomultiplicateurs pour mesurer l'une ou l'autre des composantes.

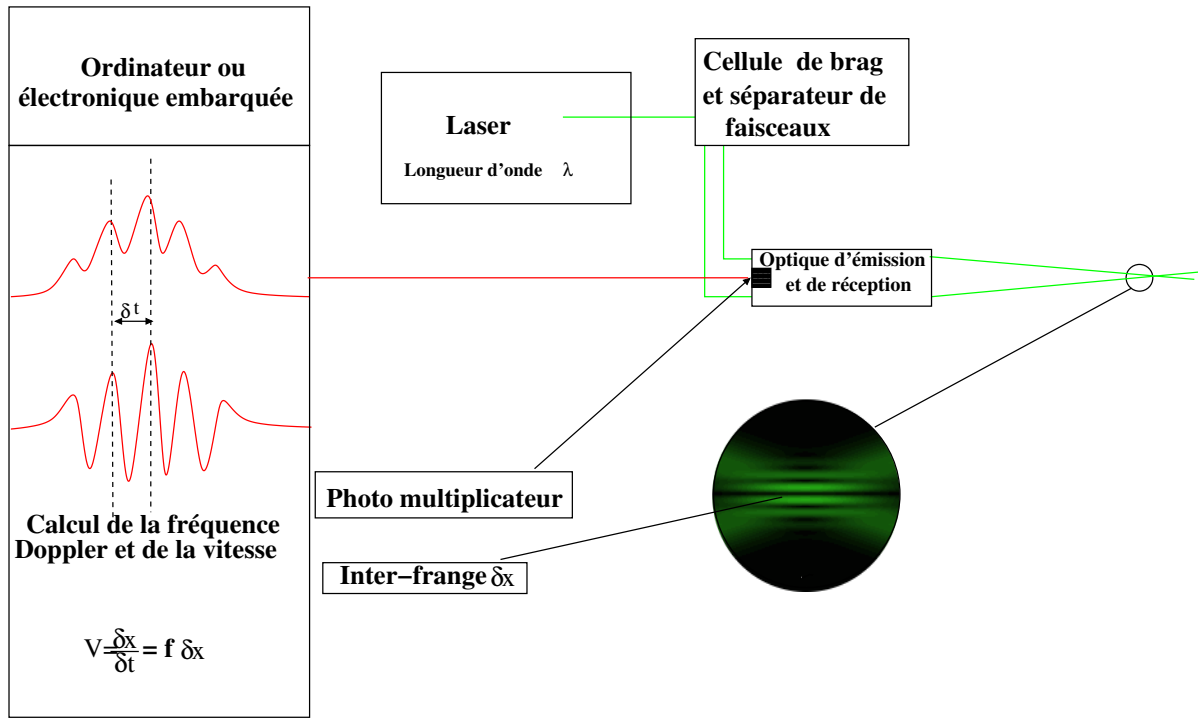


FIGURE 2.20: Principe de mesure de la LDV en back scattering

L'inconvénient de cette technique de mesure est que l'échantillonnage temporel dépend du passage des particules dans le volume de mesure, il n'est donc pas régulier et il faut prendre des précautions avant de procéder à des analyses spectrales des signaux de vitesse ainsi mesurés. En revanche cette technique permet de mesurer avec précision et une bonne résolution temporelle⁷ un signal de vitesse de façon non intrusive.

Détail de la campagne

Le système utilisé pour cette campagne de mesure est un système Flow Explorer distribué par la société Dantec dynamics. Le Laser émet dans le rouge et l'infrarouge à des longueurs d'onde respectives de $\lambda_r = 660 \text{ nm}$ et $\lambda_I = 785 \text{ nm}$. La distance focale de la lentille utilisée pour la convergence des faisceaux est de 500 mm. Le volume de mesure résultant est un ellipsoïde de 0.2 mm de hauteur 0.2 mm de profondeur et 1 mm de

7. Fréquence d'acquisition moyenne de 10 kHz pour une vitesse d'écoulement de 10 m/s

longueur. Ce volume de mesure est déplacé dans l'écoulement grâce à trois bras robotisés ayant une précision de l'ordre $100 \mu\text{m}$. L'écoulement estensemencé avec des micro-billes de verre argentées ayant un diamètre moyen de $10 \mu\text{m}$ ($Sk = \frac{\tau_p}{T_f} \approx 10^{-4}$). Afin de s'assurer de la convergence des moments statistiques calculés, 100000 échantillons sont acquis par points de mesures. Les conditions aux limites de l'écoulement ont été mesurées (*cf.* 2.14) et l'ensemble des résultats est présenté en annexe A. De plus une série de mesures ponctuelles en frontière de la zone diphasique de l'écoulement a été réalisée sur une période d'échantillonnage plus longue (200000 échantillons) afin de mieux comprendre l'influence de la cavitation sur la dynamique spectrale de l'écoulement. Les positions des points de mesure sont résumées dans le tableau ci-dessous et illustrées sur la figure 2.21. La frontière de la zone diphasique a été déterminée selon un critère visuel sur l'écart-type des images issues des visualisations rapides pour le cas cav3.

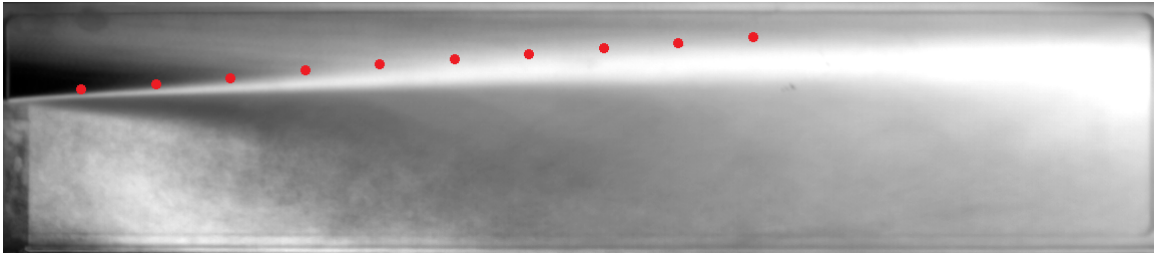


FIGURE 2.21: Position des points de mesure en LDV

x (mm)	y (mm)	x^*	y^*
25.9	4	0.5	0.07
51.8	5.88	1	0.11
77.7	7.77	1.5	0.15
103.6	10.6	2	0.204
129.5	12.55	2.5	0.242
155.4	14.44	3	0.278
181.3	16.33	3.5	0.315
207.2	18.22	4	0.51
223.1	20.11	4.5	0.388
259	22	5	0.424

2.3.2 PIV 2D 2 composantes classique

Principe

Le principe de la PIV est de mesurer la vitesse de l'écoulement dans un plan à partir de la lumière diffusée par les particules présentes dans l'écoulement préalablement ensemencé. L'écoulement est illuminé par deux flash laser successifs dans un plan grâce à une lentille cylindrique comme l'illustre la figure 2.22.

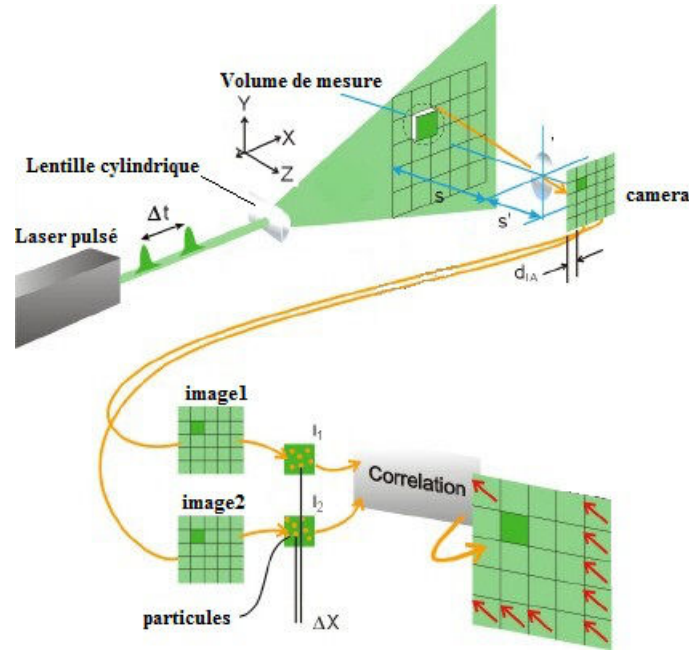


FIGURE 2.22: Principe de mesure de la PIV

Le temps Δt séparant les deux flash est déterminé en fonction des caractéristiques de l'écoulement et de la caméra utilisée de façon à satisfaire un déplacement moyen des particules de l'ordre de 25% de la première fenêtre d'inter-corrélation dans toute l'image. On obtient ensuite le champ de vitesse en faisant le produit d'inter-corrélation fenêtrée $C_{x,y}(\delta x, \delta y)$, entre l'image au temps t et celle au temps $t + \Delta t$.

$$C_{x,y}(\delta x, \delta y) = \frac{\overline{(I_t(x, y) - \bar{I}_t)(I_{t+\Delta t}(x + \delta x, y + \delta y) - \bar{I}_{t+\Delta t})}}{\sqrt{\overline{I_t^2} \times \overline{I_{t+\Delta t}^2}}} \quad (2.6)$$

Le déplacement le plus probable des particules dans la fenêtre choisie correspond au décalage spatial $(\delta x, \delta y)^T$ où le produit de corrélation est maximal (cf. figure 2.23). Le champ de vitesse se déduit ensuite en divisant le champ de décalage spatial par le décalage

temporel séparant les deux images.

$$\begin{pmatrix} u(x, y) \\ v(x, y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\delta x(x, y)}{\Delta t} \\ \frac{\delta y(x, y)}{\Delta t} \end{pmatrix} \quad (2.7)$$

Les méthodes modernes utilisent des algorithmes itératifs et adaptatifs permettant de raffiner et d'adapter la forme des fenêtres d'inter-corrélation de façon à rendre la mesure plus précise dans les zones à fort taux de déformation. De plus afin d'éviter que chaque déplacement soit mesuré en valeurs entières de pixel⁸, le résultat du produit d'inter-corrélation $C_{x,y}(\delta x, \delta y)$ est interpolé sur un maillage plus fin (c'est l'interpolation subpixel). De cette façon, les statistiques du champ de vitesse mesuré tendent vers des lois continues. En PIV 2D 2C classique l'étalonnage se résume à déterminer un rapport d'échelle permettant de convertir un déplacement mesuré en pixels en un déplacement en coordonnées physiques (m ou mm). La plupart du temps un réglet placé dans le champs suffit. Il est néanmoins plus rigoureux d'utiliser une mire à points calibrés pour vérifier que ce rapport d'échelle est constant dans tout le champ d'observation et que les images sont exemptes d'aberrations optiques. De plus la mire à points permet de positionner de façon précise le plan de calibration dans le plan de mise au point de la caméra en plaçant la mire dans le plan laser (cf. figure 2.24).

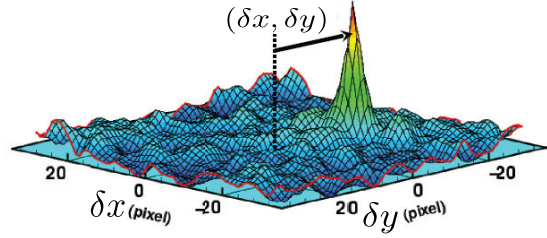


FIGURE 2.23: Algorithme de PIV

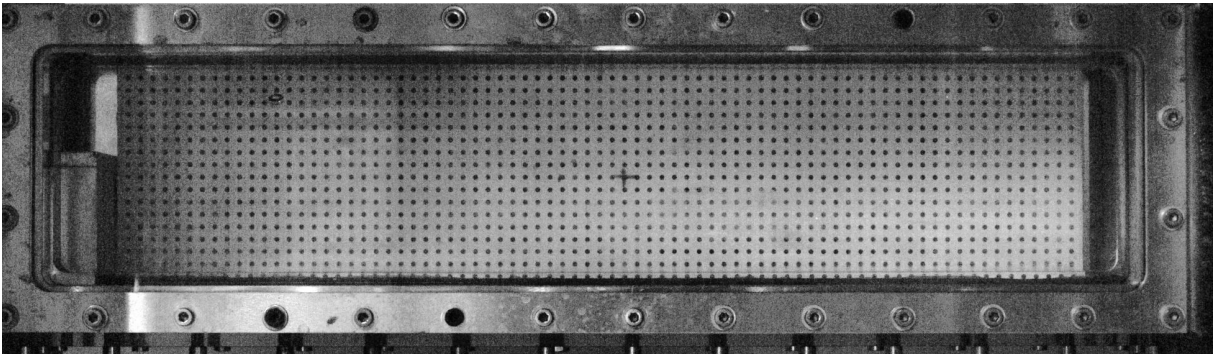


FIGURE 2.24: Mire de calibration utilisée pour la PIV 2D 2C

8. Phénomène de peak locking.

La PIV en écoulement cavitant (PIV LIF)

En écoulement cavitant la présence de bulle dévie une grande partie de la lumière. Cela a pour effet de brouiller l'information et peut être néfaste pour la caméra si une réflexion directe atteint le capteur CCD. Pour s'affranchir des images parasites des bulles, il convient d'utiliser la fluorescence induite par laser⁹. Pour cela l'écoulement estensemencé avec des particules colorées avec de la rhodamineB. En effet comme le montre la figure 2.25 cette espèce chimique absorbe la lumière verte et ré-émet de la lumière jaune-orange (pic d'émission à 590 nm). En plaçant un filtre passe haut devant l'objectif de la caméra, la lumière verte du laser est coupée (longueur d'onde inférieure à 570 nm) et le capteur ne reçoit que la lumière ré-émise par les particules. Le second avantage de placer un filtre devant la caméra est de diminuer la lumière parasite due aux réflexions sur les hublots de la veine d'essais. (Ce montage est illustré sur la figure 2.26)

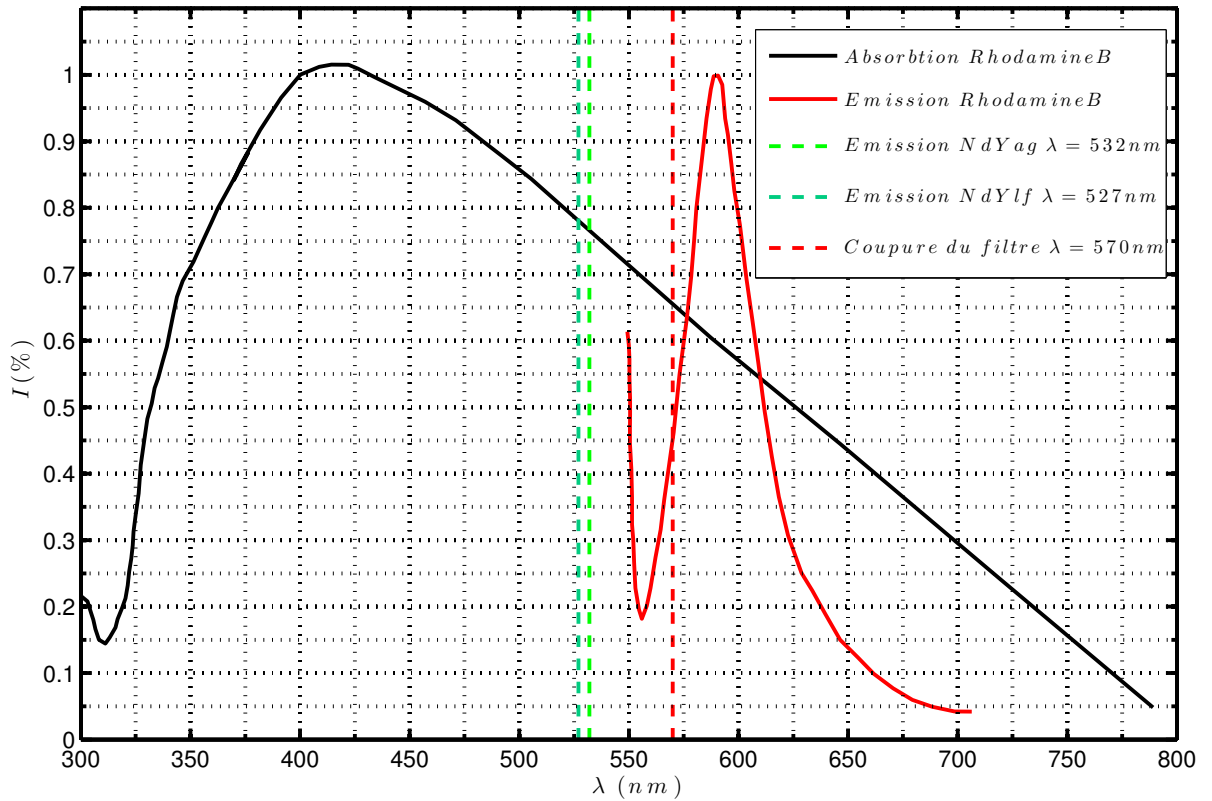


FIGURE 2.25: Caractéristiques spectrales de la rhodamine B

Détail de la campagne

Le laser utilisé était un laser double cavité NdYAG pulsé new-wave émettant une énergie de $45mJ$ par pulse dans le vert à une longueur d'onde de $532nm$. Le diamètre des particules utilisées était de 20 à 50 μm ce qui conduit à une valeur du nombre de stokes de :

$$Sk = \frac{\tau_p}{T_f} \approx 10^{-3}. \quad (2.8)$$

La fréquence de travail était de $2.2Hz$, imposée par le transfert mémoire de la caméra Hamamatsu 11M ayant une résolution de 4000×2750 pixels. Les caractéristiques de la campagne de mesure sont résumées dans le tableau ci dessous. Deux configurations de mesure ont été réalisées. La première configuration, globale, a permis d'explorer tout l'écoulement pour connaître la topologie moyenne et les statistiques 2D de l'écoulement. La seconde a permis de vérifier que les conditions aux limites restaient stables pour les différents points de fonctionnement ¹⁰.

Afin de s'assurer de la convergence statistique des données, 5000 paires d'images ont été acquises par point de fonctionnement, par séries de 1000 paires d'images. En effet, acquérir 5000 paires d'images en une seule fois aurait pris environ 37 minutes à une fréquence de 2.2Hz. Compte tenu du fait que la température de l'eau augmente lorsque la pompe est en fonctionnement, il était préférable de limiter le temps de mesure afin de pouvoir réactualiser le point de fonctionnement. L'acquisition des images a été synchronisée à l'acquisition des 16 signaux de pression issus des capteurs sertis dans le plancher de la veine d'essais. Le schéma de principe de l'acquisition des images et des signaux est présenté sur la figure 2.27.

	PIV grand champs	PIV conditions amonts
Taille des particules	20 – 50 μm	20 – 50 μm
Δt laser	150 μs	100 μs
Caméra	Hamamatsu 11M	Hamamatsu 11M
Taille du champ	417 mm $\times$ 88.8 mm	37 mm $\times$ 25 mm
Nombre de paires d'images	5000	1000
Résolution	9 pixels/mm	45 pixels/mm

10. Observation confirmée de façon précise par la campagne de mesure LDV cf. Annexe A

2.3 Mesure de Vitesse

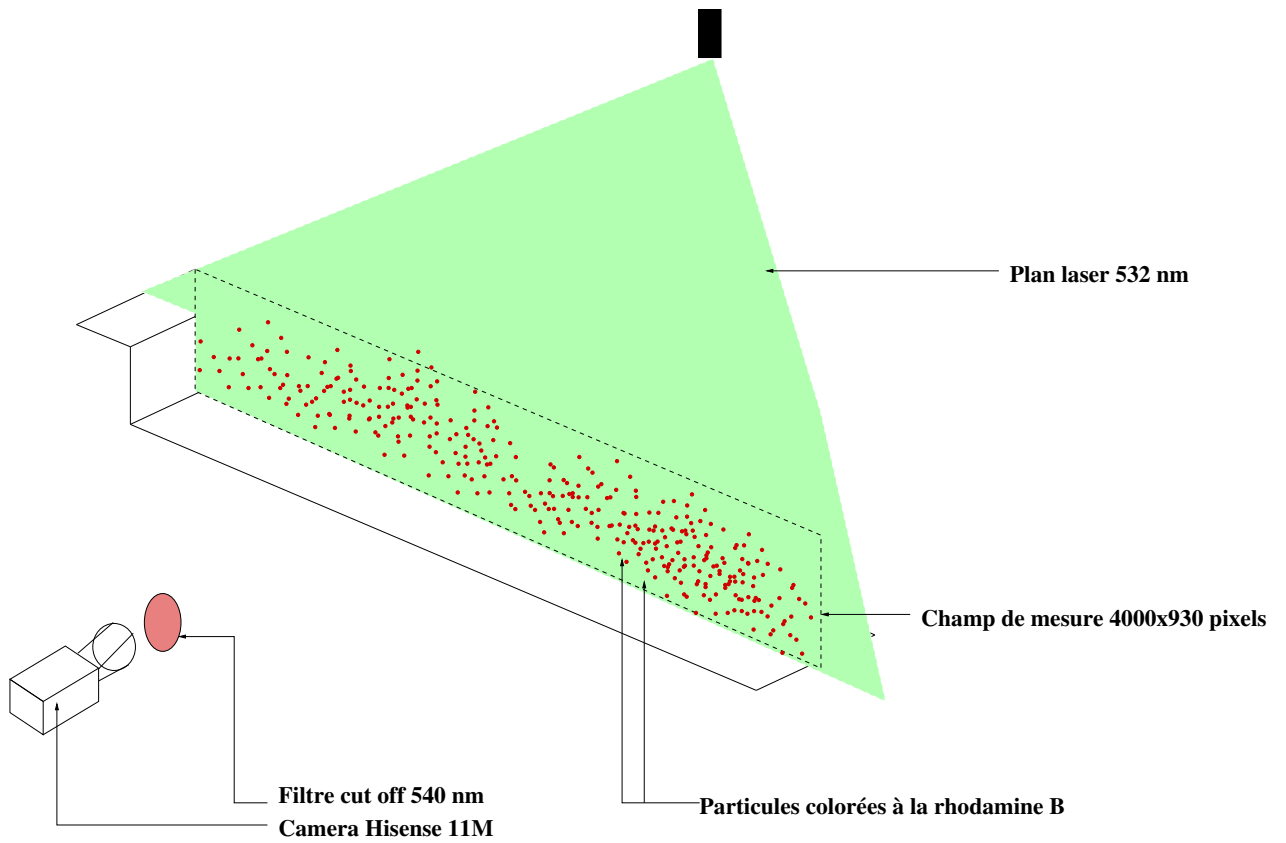


FIGURE 2.26: Schéma du montage expérimental

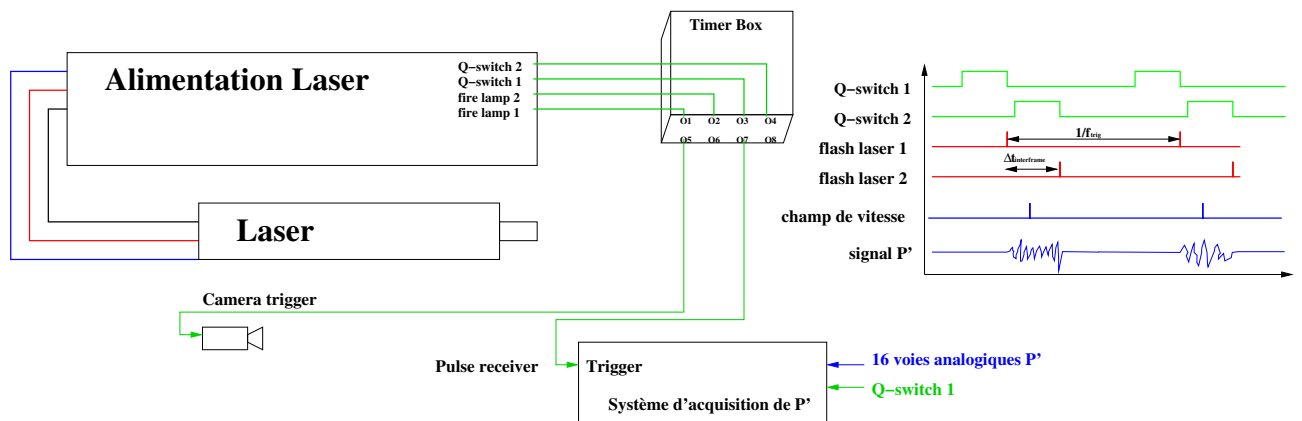


FIGURE 2.27: Schéma d'acquisition de la PIV 2D 2C synchronisé à la pression

Traitement des images

Avant d'utiliser l'algorithme d'inter-corrélation les images sont pré-traitées afin de faire ressortir un peu mieux les particules. L'image moyenne de chaque série est calculée puis retranchée à toutes les images de la série correspondante. Cela a pour effet d'atténuer un peu le flou dû aux structures diphasiques traversées par la nappe laser. Un exemple de ce pré-traitement est illustré sur les figures 2.28, 2.29, 2.30 pour le cas cav3.



FIGURE 2.28: Image PIV brute en cav3

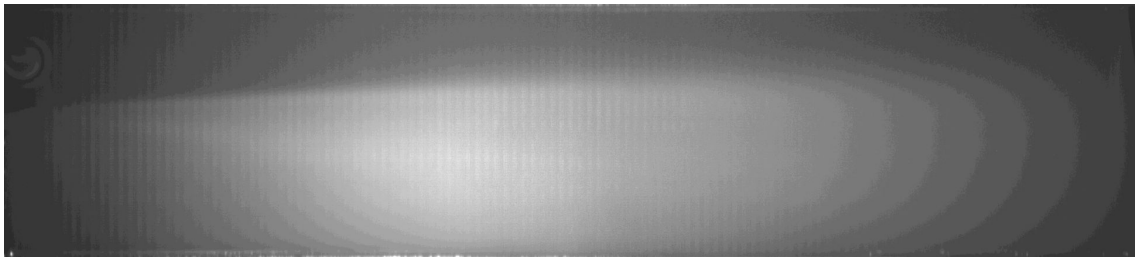


FIGURE 2.29: Image PIV moyenne en cav3

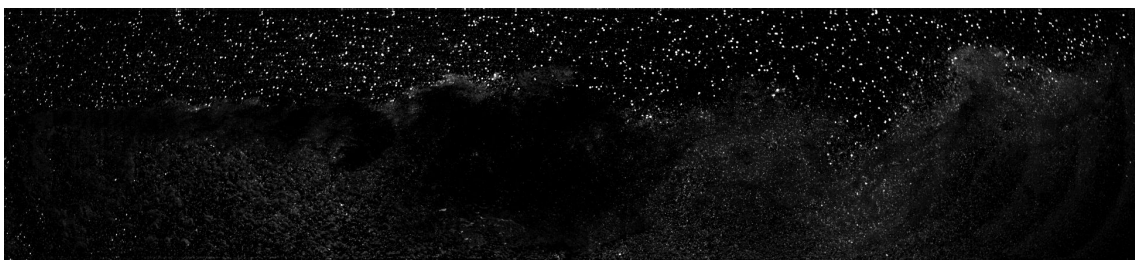


FIGURE 2.30: Image PIV après avoir retranché l'image moyenne en cav3

Une fois toutes les images pré-traitées, un algorithme d'inter-corrélation adaptatif est appliqué à chaque paire d'images. L'algorithme utilisé calcule d'abord le champ de vecteurs avec des fenêtres d'inter-corrélation de 64×64 pixels puis raffine le traitement en utilisant le champ de déplacement calculé précédemment comme prédicteur du déplacement à l'itération suivante. Au final la taille des fenêtres d'inter-corrélation est de 16×16 pixels se recouvrant de 8 pixels chacune. La résolution spatiale des champs de vecteurs

2.3 Mesure de Vitesse

ainsi obtenus est de 0.9 mm . Tous les calculs ont été réalisés avec le logiciel commercial "Dantec Dynamics". Malgré l'utilisation de la fluorescence induite par laser, il subsiste tout de même des imperfections sur les images, le signal est brouillé voire inexistant parfois dans les zones à fort taux de vide. Cela produit des vecteurs erronés qui peuvent être interprétés comme du bruit de mesure. La figure 2.31 montre un champs instantané des deux composantes de la vitesse u et v , le bruit de mesure se distingue bien de l'information du champ de vitesse.

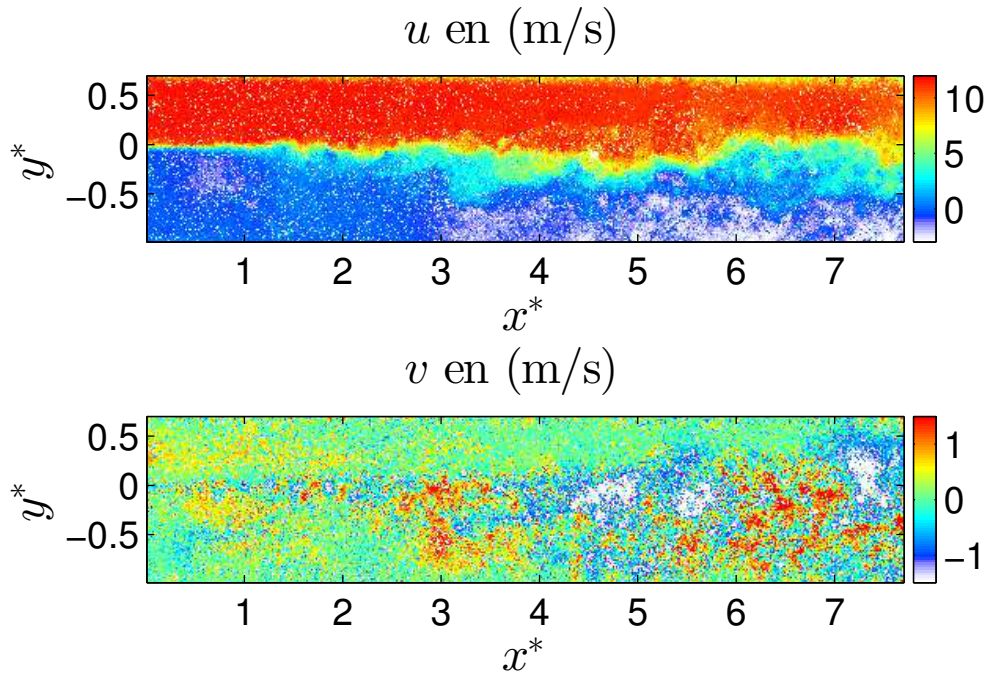


FIGURE 2.31: Champs instantané de u et v en cav3

Pour remédier à ce méfait, une étape de validation sur les statistiques locales est ajoutée dans le calcul du champ de vecteurs. Un vecteur est invalidé si une de ses composantes s'écarte de plus de 12% de la moyenne locale dans un carré de 5×5 vecteurs centrés sur ledit vecteur. Les vecteurs invalidés sont ignorés dans le calcul des statistiques globales de l'écoulement (moyenne, énergie cinétique turbulente, tenseur de Reynolds,...). La figure 2.32 montre le nombre de vecteur disponible en tout point de l'écoulement pour calculer ces statistiques. Une vérification de la convergence statistique des données (*cf.* figure 2.34) permet de s'assurer que l'étape de validation et de suppression des éléments déviants n'a pas d'influence sur les conclusions de la campagne d'essais.

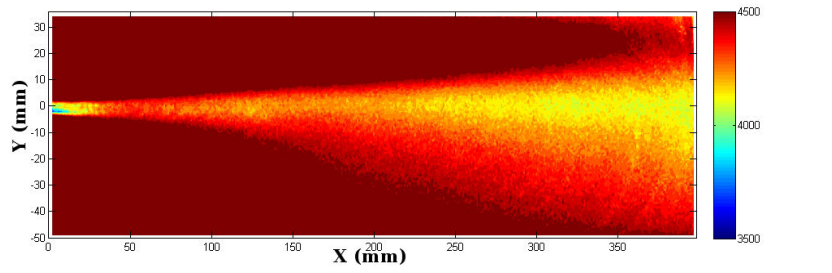
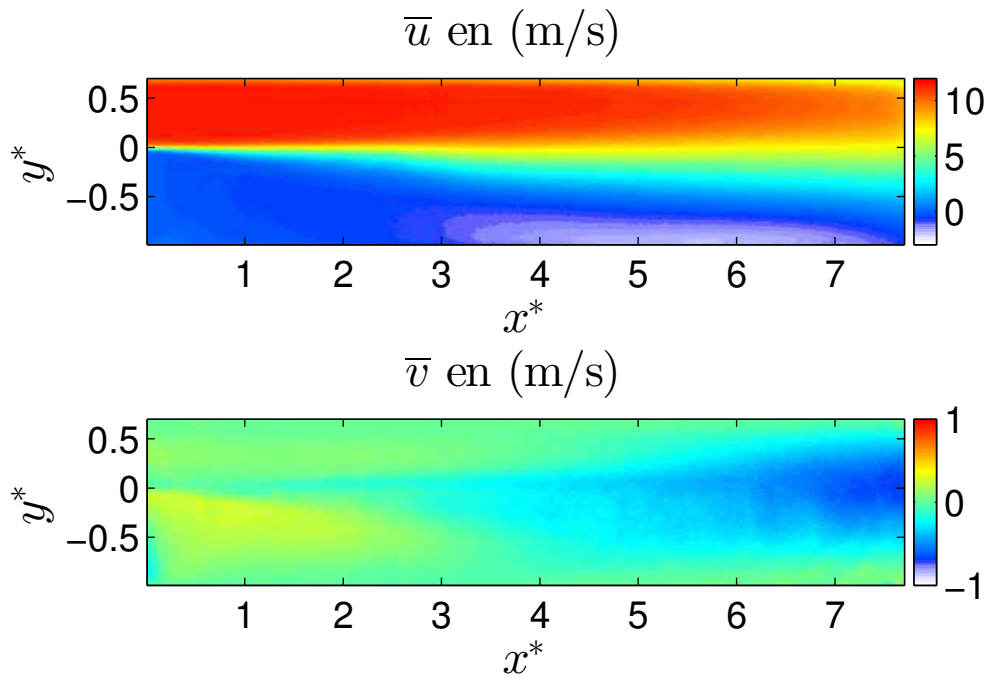
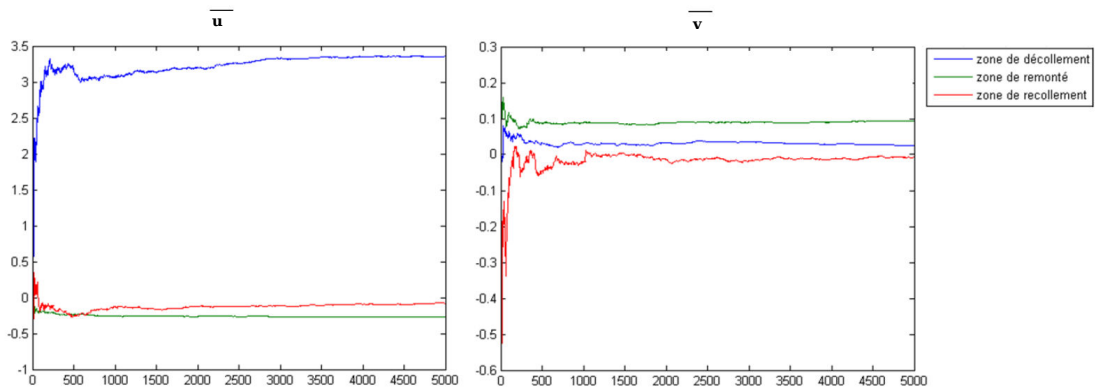


FIGURE 2.32: Nombre de vecteurs validés en cav3

FIGURE 2.33: Champs moyens, $\bar{u}$ et $\bar{v}$ en cav3FIGURE 2.34: convergence de $\bar{u}$ et $\bar{v}$ en cav3

2.3 Mesure de Vitesse

La figure 2.34 montre le résultat de la moyenne cumulée des vecteurs vitesse dans trois zones stratégiques de l'écoulement, la zone de décollement qui est fortement cisailée, la zone de recollement où l'écoulement est très intermittent et la zone de remontée en paroi. Dans toutes ces zones la variation de la moyenne reste quasi constante à partir de 3000 échantillons, les statistiques sont donc convergées.

2.3.3 Stéréo PIV résolue en temps

Principe de mesure

La PIV stéréoscopique permet de mesurer les trois composantes du vecteur vitesse u , v , et w dans un plan grâce à deux caméras focalisées dans un même plan de mesure avec un angle de vision différent. Le principe est de mesurer le champ de déplacement le plus probable des particules dans chaque plan de mise au point des deux caméras $\overrightarrow{\Delta X_1} = (\delta_{x1}(x, y), \delta_{y1}(x, y))^T$ et $\overrightarrow{\Delta X_2} = (\delta_{x2}(x, y), \delta_{y2}(x, y))^T$, grâce à un l'algorithme d'inter corrélation similaire aux algorithmes de PIV classique.

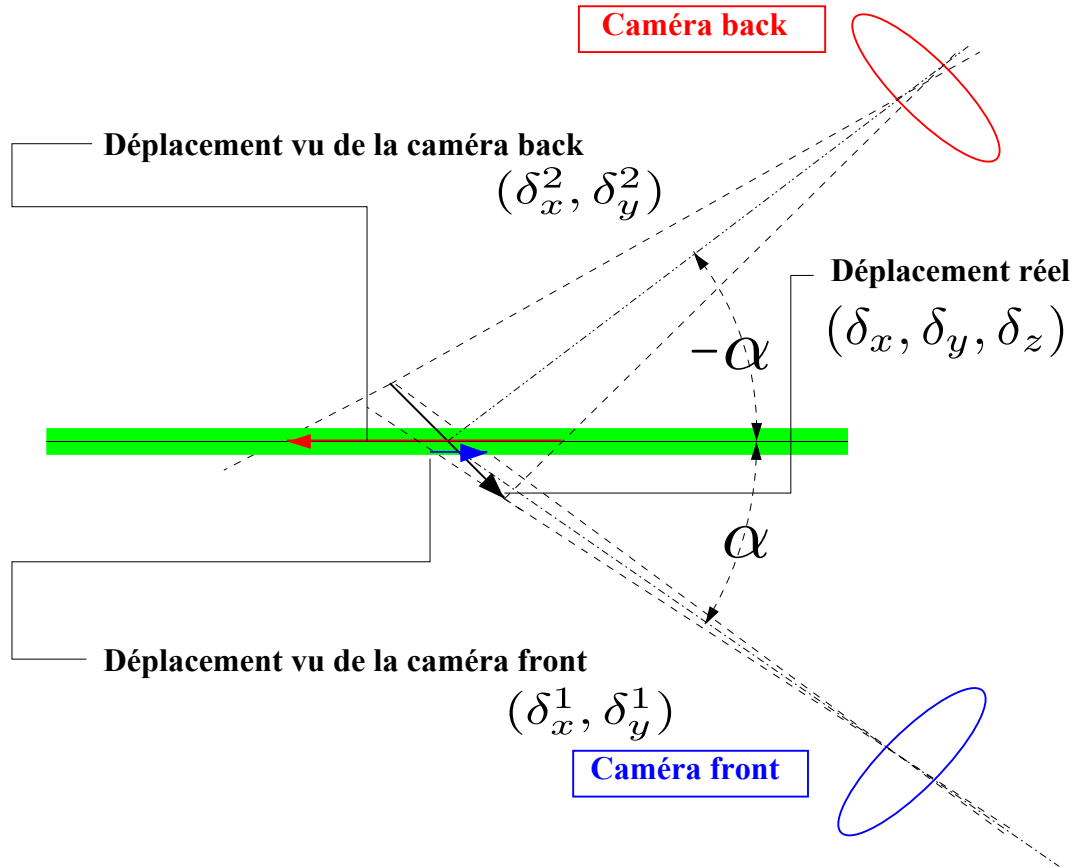


FIGURE 2.35: Schéma du principe de mesure de la PIV stéréoscopique

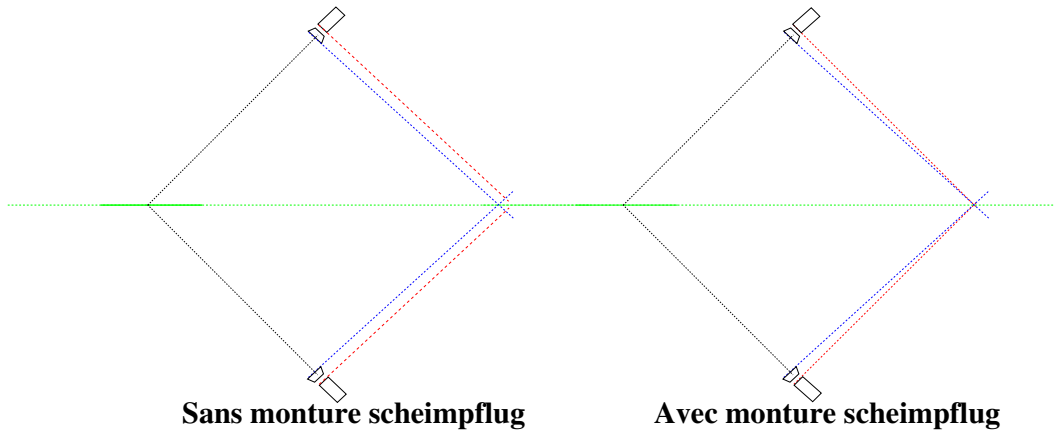


FIGURE 2.36: Schéma d'un montage "scheimpflug"

La figure 2.35 illustre le principe de mesure lorsque les caméras sont situées de part et d'autre de la nappe laser, il est également possible de placer les caméras du même côté de la nappe laser, les deux configurations étant équivalentes pour le principe de mesure. Cependant la configuration choisie maximise le champ de vision commun entre les deux caméras [90]. Avec une monture classique, la zone de mise au point des caméras se trouve dans un plan parallèle aux capteurs des caméras. Lorsque les caméras sont inclinées par rapport au plan objet (nappe laser), si la profondeur de champ n'est pas assez grande, les bords des images sont flous. Pour corriger ce défaut il est nécessaire de satisfaire le critère de "Scheimpflug". Le plan objet, le plan de l'objectif et le plan image (le capteur) doivent se croiser en une même intersection (cf. figure 2.36). Pour cela il faut utiliser soit un objectif à décentrement soit une monture spéciale permettant de faire tourner le capteur par rapport à l'objectif. Une fois les deux champs de déplacement connus une transformation spatiale est appliquée, cette transformation permet de reconstruire le champ de déplacement réel $\overrightarrow{\Delta X} = (\delta_x(x, y), \delta_y(x, y), \delta_z(x, y))^T$. Cette transformation peut être calculée géométriquement et dépend des caractéristiques optiques du matériel utilisé et de l'angle α entre les deux caméras .

On peut écrire pour les composantes x des vecteurs déplacement :

$$\begin{cases} \delta_{x1} = \delta_x + \delta_z \tan(\alpha) \\ \delta_{x2} = \delta_x - \delta_z \tan(\alpha) \end{cases} \quad (2.9)$$

Pour les composantes y des vecteurs déplacement, l'expression dégénère puisque l'angle entre le plan de mesure et les caméras est nul.

$$\delta_{y1} = \delta_{y2} = \delta_y \quad (2.10)$$

2.3 Mesure de Vitesse

Il est donc possible de calculer le vecteur déplacement réel à partir des expressions précédentes.

$$\begin{cases} \delta_x = \frac{\delta_{x1} + \delta_{x2}}{2} \\ \delta_y = \delta_{y2} = \delta_{y1} \\ \delta_z = \frac{\delta_{x1} - \delta_{x2}}{2\tan(\alpha)} \end{cases} \quad (2.11)$$

En pratique il est très difficile de connaître les paramètres géométriques du montage expérimental, il convient donc de procéder à plusieurs plans de calibration grâce à une mire calibrée qui est déplacée dans le plan de mesure pour faire correspondre l'espace des caméras (x_1, y_1) et (x_2, y_2) à l'espace réel (x, y, z) . Il s'agit de rechercher une transformation spatiale généralement polynômiale pour chaque caméra. Les coefficients de ces transformations s'obtiennent par une méthode des moindres carrés.

$$\begin{cases} x_n = F_{xn}(x, y) \\ y_n = F_{yn}(x, y) \end{cases} \quad \text{où } F_{xn} \text{ et } F_{yn} \text{ sont des polynômes d'ordre 3} \quad (2.12)$$

Un vecteur déplacement s'exprime dans le plan des caméras par :

$$\overrightarrow{\Delta X_n} = F_n(\overrightarrow{X} + \overrightarrow{\Delta X}) - F_n(\overrightarrow{X}) = \frac{\partial F_n(\overrightarrow{X})}{\partial \overrightarrow{X}} \overrightarrow{\Delta X} \quad (2.13)$$

Les vecteurs déplacement sont calculés en inversant le système linéaire résultant :

$$\begin{pmatrix} \delta_{x1} \\ \delta_{y1} \\ \delta_{x2} \\ \delta_{y2} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial F_{x1}}{\partial x} & \frac{\partial F_{x1}}{\partial y} & \frac{\partial F_{x1}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{y1}}{\partial x} & \frac{\partial F_{y1}}{\partial y} & \frac{\partial F_{y1}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{x2}}{\partial x} & \frac{\partial F_{x2}}{\partial y} & \frac{\partial F_{x2}}{\partial z} \\ \frac{\partial F_{y2}}{\partial x} & \frac{\partial F_{y2}}{\partial y} & \frac{\partial F_{y2}}{\partial z} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \delta_x \\ \delta_y \\ \delta_z \end{pmatrix} \quad (2.14)$$

Aspect résolu en temps

En PIV classique le laser émet deux flashes de lumière à une fréquence arbitraire généralement inférieure à $15Hz$. Pour résoudre temporellement un écoulement il est nécessaire d'augmenter cette fréquence afin d'être capable de capturer les différentes échelles temporelles qui dépendent généralement de la vitesse de l'écoulement. On utilise alors des lasers rapides pouvant délivrer de la lumière à des fréquences de l'ordre du kHz . En plus de ces lasers rapides il faut également utiliser des caméras rapides pour acquérir les images. Deux types de configurations sont possibles. Si le temps inter image nécessaire¹¹ est suffisamment grand, le laser émet un flash de lumière répété à une fréquence fixe. Dans ce dernier cas la résolution temporelle des signaux de vitesse est identique au temps inter-image. En revanche si ce temps inter-image nécessaire est trop faible, le laser émet deux flashes successifs répétés à une fréquence fixe comme en PIV classique. Dans ce dernier cas la résolution temporelle des signaux de vitesse est différente du temps inter-image (cf. figure 2.37).

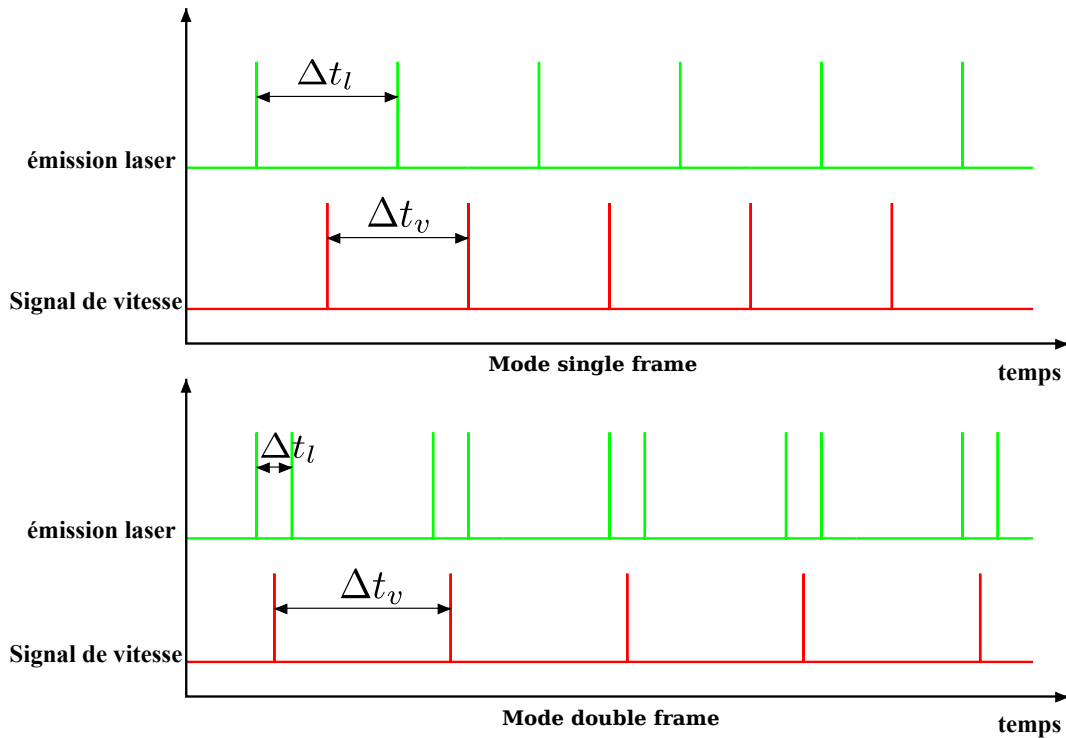


FIGURE 2.37: Diagrammes temporels de la PIV résolue en temps

11. Le temps satisfaisant le mieux les critères sur les déplacements en pixels sur l'image.

Détails de la campagne

La campagne de mesure PIV2D3C a été réalisée à la fin de l'automne 2012. Cette campagne a permis de mesurer un champ de vitesse complet, résolu en temps dans le plan central de la veine d'essais. Le laser délivrait de la lumière verte à une longueur d'onde de 527 nm à une énergie de 14mj par cavité pour une fréquence nominale de 1kHz. Afin de maximiser la lumière, les deux cavités étaient réglées synchrones à une fréquence de 4kHz (Mode single frame). Pour acquérir les images deux caméras "Phantom miro 310" ont été utilisées. La résolutions des images était de 1280×600 pixels donnant accès à une fréquence de travail de 4khz. Cette résolution étant trop faible pour pouvoir mesurer le champ de vitesse dans toute la longueur de la veine en une seule fois, il a été nécessaire de diviser les 400 mm d'écoulement observable en une partie amont et une partie aval se recouvrant chacune de 50mm (*cf.* figure 2.38). En plus de ces deux positions de mesure, une position supplémentaire appelée milieu a été réalisée à une résolution plus faible 600×600 et une fréquence plus élevée (8kHz). Pour les positions amont et aval quatre séries de 11078 images ont été acquises pour les conditions "noncav", "cav1", "cav2" et "cav3", soit environ 2.8 s de temps d'écoulement par série. Pour les points "inception" et "streaks", une série de 11078 images a été acquise pour les deux positions. Concernant la position milieu une seule série de 22156 images a été acquise par point de fonctionnement soit également environ 2.8 s à une fréquence de 8kHz. Le détail des conditions de mesures est reporté dans le tableau ci-dessous. Chaque série de mesure a été synchronisée à la pression mesurée en paroi grâce au chassis d'acquisition déclenchable NI9188. Afin de s'assurer de la synchronisation des signaux, le signal déclencheur de l'acquisition de pression était le même que le signal déclencheur des flashes laser.

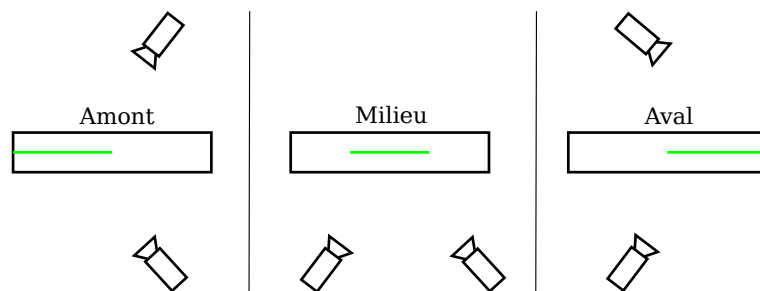


FIGURE 2.38: Schéma du dispositif expérimental pour les trois positions

	Position amont	Position milieu	Position aval
Caméras	2 miroirs 310	2 miroirs 310	2 miroirs 310
Fréquence d'acquisition	4000 hz	8000 hz	4000 hz
Δt laser	$\frac{1}{f} = 250\mu s$	$\frac{1}{f} = 125\mu s$	$\frac{1}{f} = 250\mu s$
Taille du champ	$0 - 4.5h$	$3.5h - 5.5h$	$3.5h - 7.8h$
Nombre d'images	4×11078 par points	22156 par points	4×11078 par points

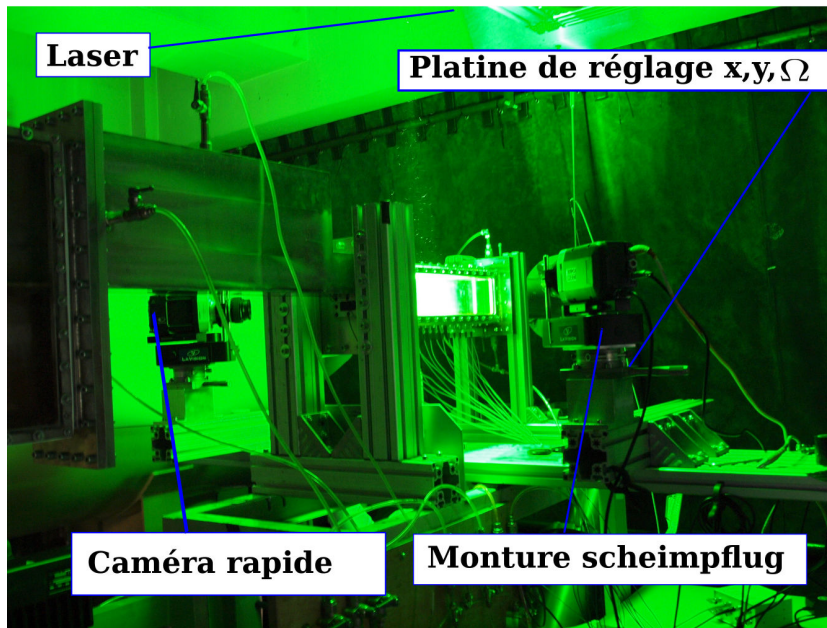


FIGURE 2.39: Photo du dispositif expérimental en position aval

Le dispositif expérimental est représenté en photo sur la figure 2.39, pour les mêmes raisons que lors de la campagne PIV2D2C les particules sont colorées à la rhodamineB et un filtre passe haut est placé devant l'objectif des caméras pour couper la lumière réfléchiée par les bulles à 527nm (*cf.* figures 2.25 et 2.26 le filtre et les particules sont toujours efficaces pour une lumière émise à 527 nm). Le laser est placé au dessus de la veine d'essais sur un support autorisant une translation en x et en z afin de pouvoir positionner le plan laser de façon précise en $z=0$ (milieu de la veine) et pouvoir déplacer le plan laser de l'amont vers l'aval lors du changement de position des caméras. Pour faciliter le placement des caméras, celles-ci sont montées sur trois platines de réglage : deux linéaires et une de rotation. Une fois les caméras positionnées de façon précise, la mise au point est faite sur les points de la mire, l'angle entre les capteurs des caméras et les objectifs est réglé grâce aux montures scheimpflug, de façon à ce que la netteté soit optimale sur les deux images.

2.3 Mesure de Vitesse

Procédure de calibration

Pour les positions amont et aval, le montage expérimental nécessite l'utilisation d'une mire double face. Cette mire a été imprimée sur un support autocollant transparent. De cette façon les points de calibration sont identiques des deux côtés de la mire. Cette mire a ensuite été positionnée dans la veine d'essais remplie d'eau afin qu'il n'y ait pas de variation d'indice optique entre les images de calibration et les images de PIV. La calibration a été réalisée en déplaçant la mire avec un pas de 0.5 mm dans 7 plans centrés sur le plan laser, la mire était déplacée grâce à un système de platines micrométriques. (cf. 2.41)

plan	positions en z (mm)
z_0	0
z_1	0.5
z_2	1
z_3	1.5
z_4	-0.5
z_5	-1
z_6	-1.5

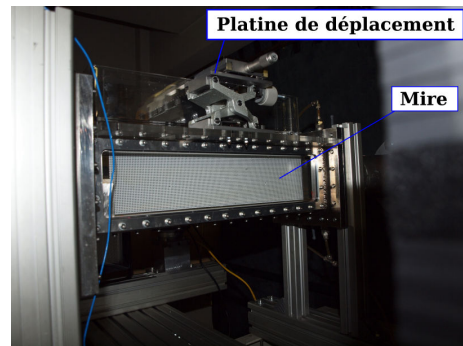


FIGURE 2.40: Photo du positionnement de la mire dans la veine d'essais

Une fois les images de mire acquises, la transformation spatiale est recherchée sous la forme d'un polynôme de degré 3 en minimisant l'erreur quadratique moyenne sur la position des points de calibration. Pour toutes les images de mire acquises l'erreur de reprojection moyenne était inférieure à 0.15 pixel.

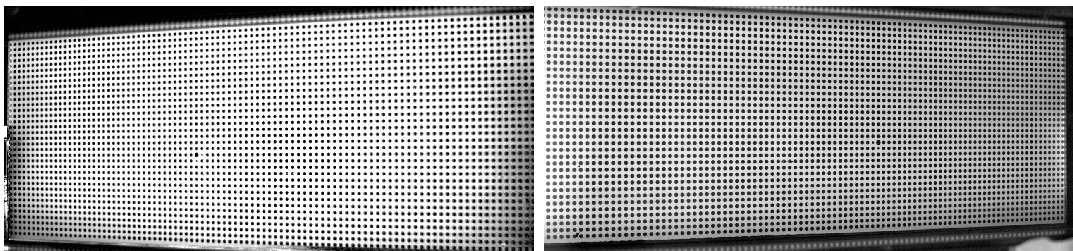


FIGURE 2.41: Images de la mire de calibration vue des deux caméras

Traitement et obtention des champs de vecteur

Comme pour la campagne PIV2D2C les images sont pré-traitées afin d'enlever les parties inutiles et diminuer le bruit dû aux réflexions sur les bulles. Les figures 2.42 et

2.43 illustrent ce pré-traitement pour le cas cav2.

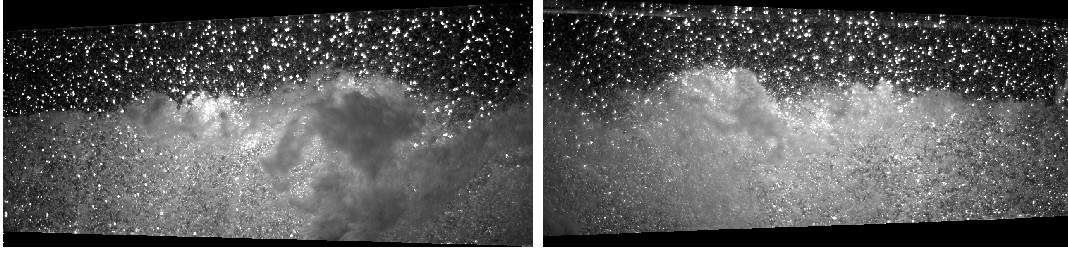


FIGURE 2.42: Images brutes issues des deux caméras en cav2

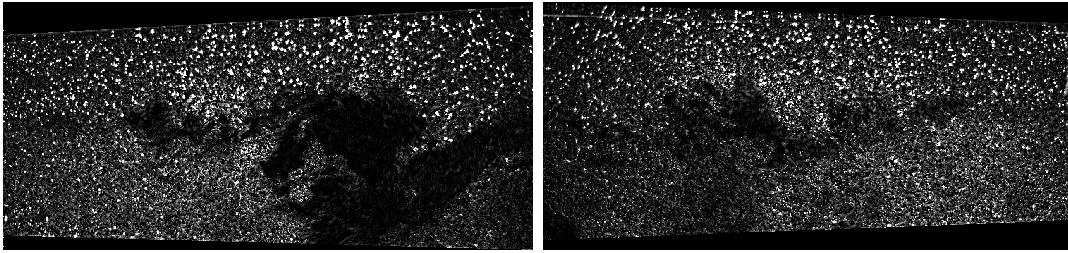


FIGURE 2.43: Images pré-traitées issues des deux caméras en cav2

Une fois les images traitées, un algorithme adaptatif d'inter-corrélation d'image est appliqué. La taille des fenêtres d'inter-corrélation de la première passe est de 64×64 pixels se recouvrant chacune de 32 pixels. La dernière passe est effectuée avec des fenêtres d'inter-corrélation de 16×16 pixels avec recouvrement de 50% les deux champs de vecteurs ainsi obtenus ont une résolution de 8 pixels.

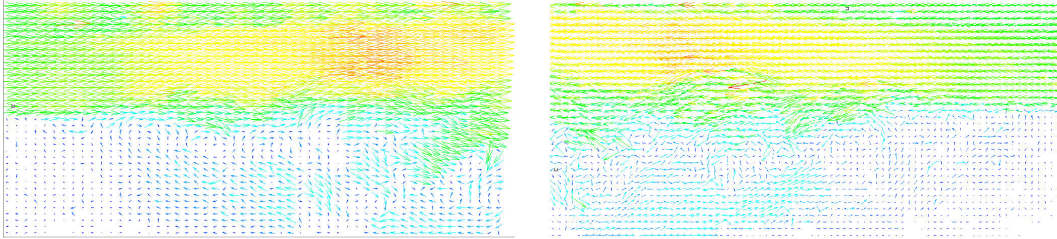


FIGURE 2.44: Champs de déplacement instantanée dans le repère des deux caméras

La figure 2.44 montre les champs de déplacement issus des algorithmes d'inter-corrélation pour les deux caméras. Pour obtenir le champ de vitesse trois composantes $(u(x, y), v(x, y), w(x, y))^T$, on applique la transformation spatiale déterminée grâce à la procédure de calibration expliquée plus haut, à la suite de cette transformation les champs de vitesse sont exprimés dans un repère direct comme rappelé sur la figure 2.45. La résolution spatiale du champ de vecteurs 3 composantes est de 1.8 mm en x et 1.5 mm en y soit des champs de 58×120 vecteurs.

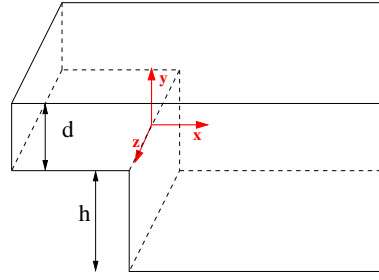


FIGURE 2.45: Repère pour l'orientation des vecteurs en stéréo PIV

Un exemple de champ de vitesse ainsi obtenu est illustré sur la figure 2.46. Les vecteurs représentent les composantes u et v du champs de vitesse tandis que la couleur correspond à la composante w du champ de vitesse.

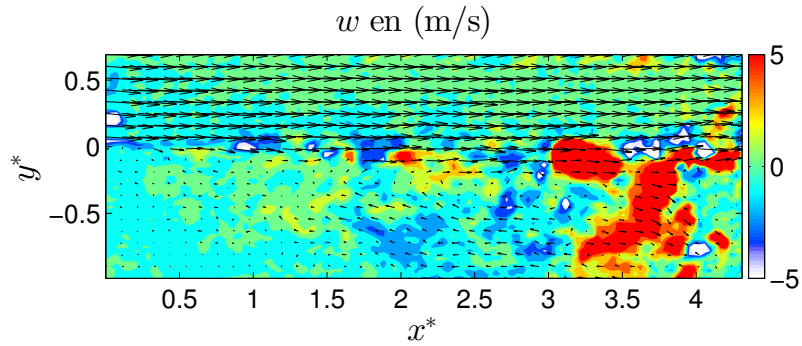


FIGURE 2.46: Champ de vitesse trois composantes instantanée en cav2

L'écoulement n'est pas bidimensionnel en instantané, en effet on remarque la présence de structures tourbillonnaires tridimensionnelles très intenses, entre $x^* = 2.5$ et $x^* = 4$, ces structures sont révélées par la carte de contour colorée par la composante w de l'écoulement sur la figure 2.46. Avant de procéder à une analyse fine de l'écoulement plusieurs vérifications ont été réalisées.

Premièrement la convergence des moments statistiques (moyenne et écart-type) des trois composantes de la vitesse a été vérifiée. Les courbes représentées sur la figure 2.47 montrent l'évolution des moments statistiques en fonction du nombre d'échantillons pour le cas cav3 qui est le plus défavorable, à trois endroits stratégiques de l'écoulement, la zone de décollement, la zone de recirculation et la zone de remontée de fluide proche de la marche. Elles attestent que les moyennes et écart-types sont convergés à partir de 6000 à 8000 échantillons.

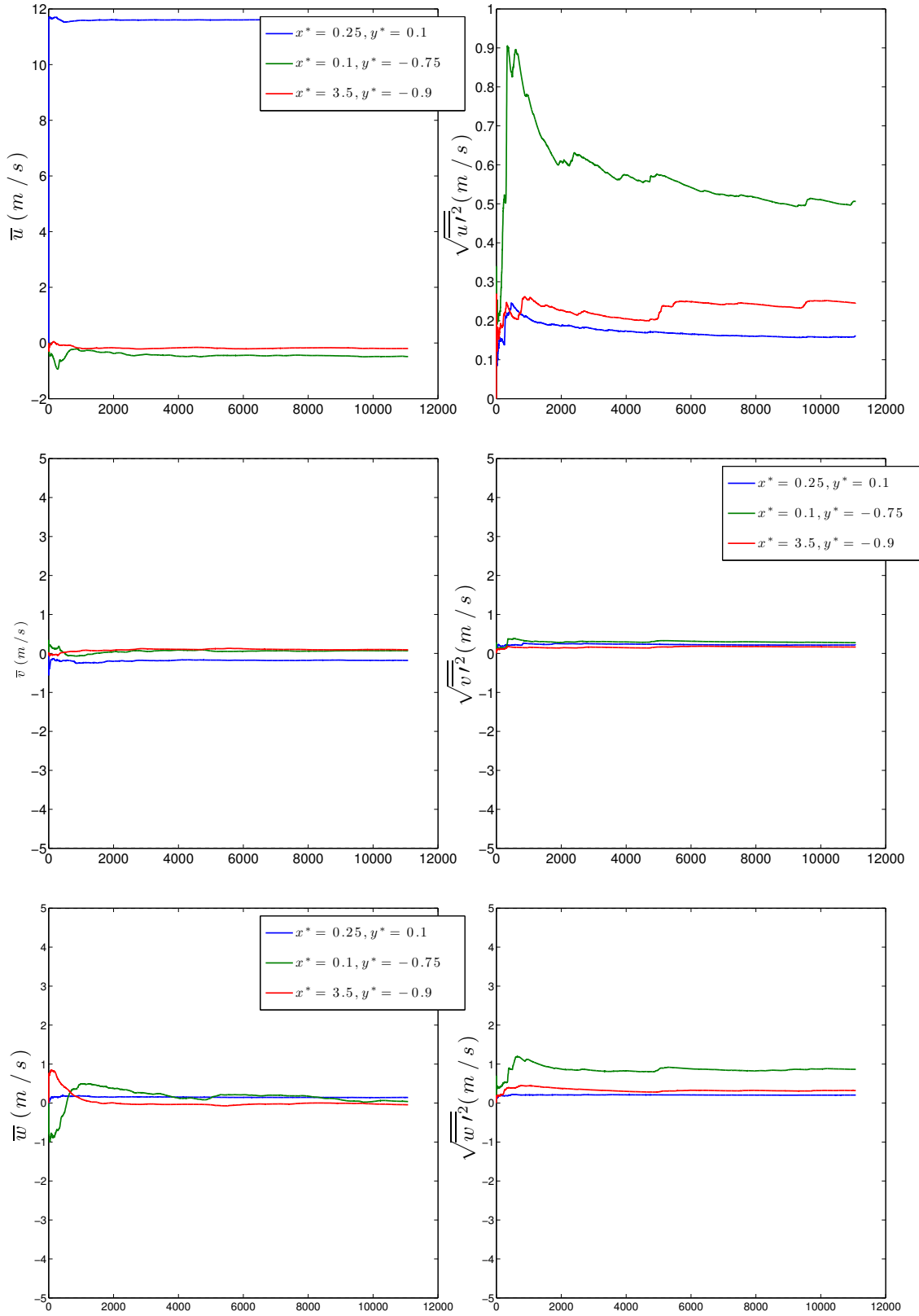


FIGURE 2.47: Courbes de convergence statistique des trois composantes de la vitesse pour le cas cav3

2.3 Mesure de Vitesse

Deuxièmement le temps de mesure doit être suffisamment long pour ne pas biaiser les analyses, pour cela l'échelle intégrale temporelle L_t a été calculée en intégrant la fonction d'auto-corrélation temporelle du signal de vitesse Cv_t représentée sur la figure 2.48.

$$L_t = \int_{-\infty}^{+\infty} Cv_{tt}(\Delta_t) d\Delta_t \quad \text{avec} \quad Cv_t(\Delta_t) = \frac{\overline{(v(t) - \bar{v})(v(t + \Delta_t) - \bar{v})}}{\bar{v}^2} \quad (2.15)$$

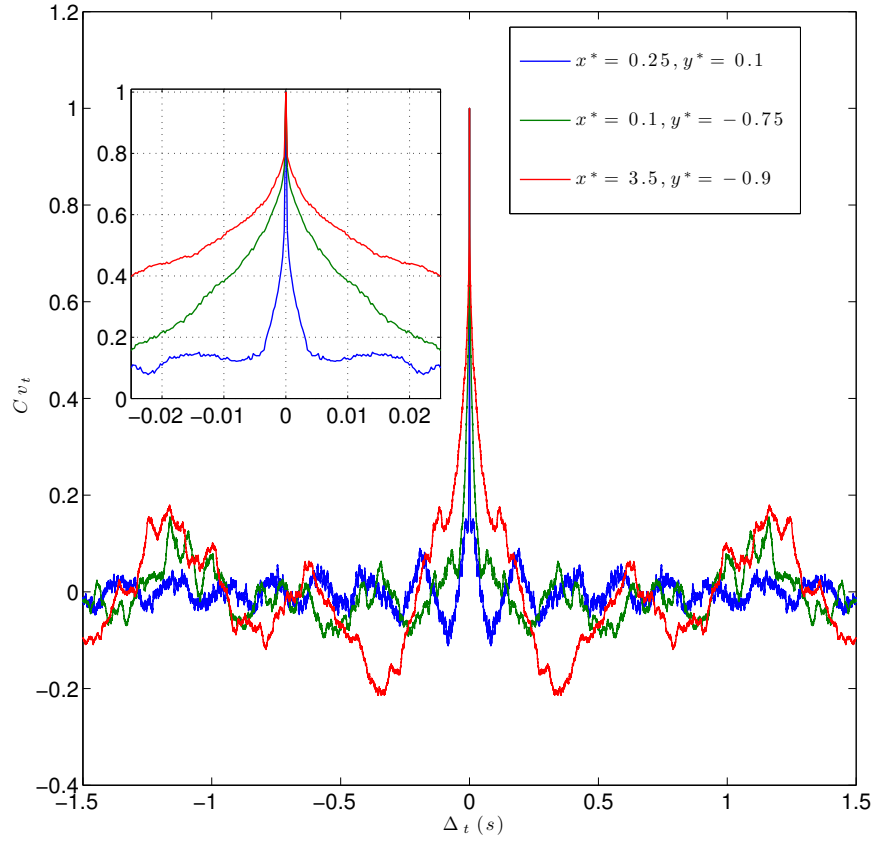


FIGURE 2.48: Auto-corrélation de la vitesse en trois positions de l'écoulement

Cette échelle intégrale est de l'ordre de 0.5s pour le cas cav3, elle est inférieure au temps d'observation qui est de 2.8s. De plus, les statistiques étant calculées sur 4 séries de mesures par points de fonctionnement, le temps d'observation total est de l'ordre de 22 fois l'échelle intégrale temporelle de l'écoulement. Cela permet d'affirmer que l'écoulement est bien résolu en ce qui concerne les grandes échelles. En revanche pour les petites échelles comme le montre l'encadré de la figure 2.48, la fonction d'auto-corrélation décroît très rapidement entre 0 et 2.5 ms ce qui veut dire que les fréquences supérieures à 400Hz ne sont pas bien résolues par le système de mesure. Cela doit être pris en compte pour l'analyse des résultats de la campagne PIV2D3C "résolue en temps".

2.4 Exploration de la phase vapeur

Pour quantifier l'évolution des structures diphasiques dans l'écoulement deux types de diagnostics ont été utilisés. Dans un premier temps la visualisation rapide permet de connaître qualitativement la phase vapeur. Dans un deuxième temps la radiographie à rayon X permet de mesurer quantitativement la masse volumique de l'écoulement intégrée sur les trajectoires des rayons (suivant la direction transversale z).

2.4.1 Visualisations rapides

La première campagne de visualisation rapide a permis de choisir les points de fonctionnement (*cf.* 2.1.2) en fonction du niveau de cavitation à l'intérieur de la section d'essais. Par la suite une campagne de visualisation rapide synchronisée avec l'acquisition de la pression fluctuante au plancher et au plafond de la section d'essais a été réalisée dans deux plans de visualisations (x, y) et (z, x) pour tous les points de fonctionnement cavitants. Le détail de cette campagne est résumé dans le tableau ci-dessous.

Visualisation	pression synchronisée
plan (x,y) et plan (z,x) simultané	plancher et culot
plan (x,y)	plafond et culot

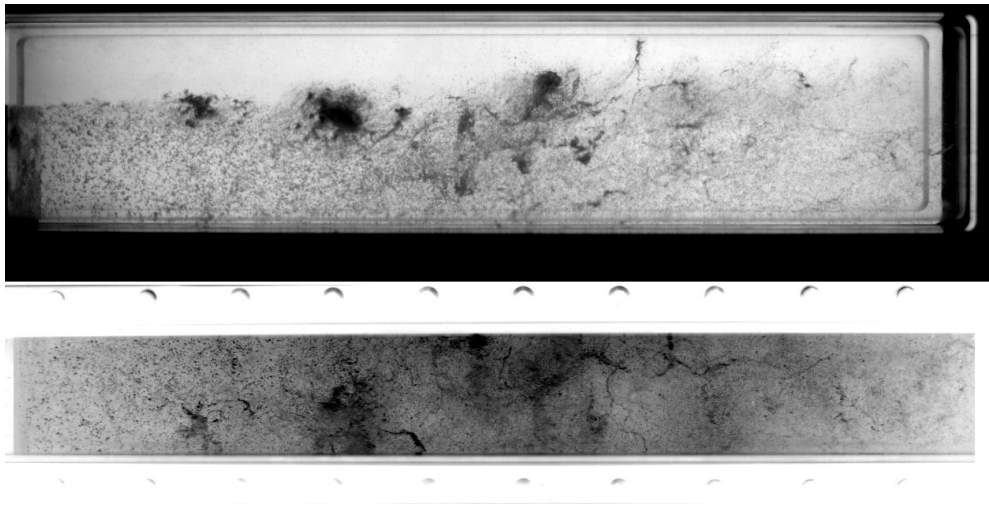


FIGURE 2.49: Instantané de l'écoulement dans les plans $(x-y)$ et $(z-x)$ pour le cas cav1

Cette campagne de mesure permet de caractériser qualitativement la structure tridimensionnelle de l'écoulement cavitant. La figure 2.49 montre que la vapeur est répartie à la fois sous forme de bulles et, sous forme d'amas dans les structures tourbillonnaires tridimensionnelles.

2.4.2 Mesure de masse volumique par absorption de rayon X

Pour d'obtenir une mesure quantitative de l'évolution de la phase vapeur dans l'écoulement il faut utiliser une source de lumière qui n'est pas déviée par les interfaces liquide-vapeur ainsi qu'un détecteur approprié.

Principe de mesure

Le principe des mesures par absorption de rayon X est basé sur la loi de Beer-Lambert qui relie l'absorption de la lumière aux propriétés du milieu traversé. On définit l'intensité reçue I par la relation suivante :

$$I = I_0 e^{-\mu_0 x \rho} \quad (2.16)$$

Avec

- I_0 l'intensité incidente
- μ_0 l'absorbance du milieu
- x le trajet optique
- ρ la masse volumique du milieu traversé

Les variables μ_0 et x sont rassemblées dans un paramètre X à déterminer par étalonnage qui dépend des espèces chimiques traversées, du trajet optique et du montage expérimental. Pour obtenir la masse volumique on utilise le logarithme de l'expression 2.16 et on obtient :

$$\rho = \frac{\ln(I_0) - \ln(I)}{X} \quad (2.17)$$

Il reste à déterminer les deux paramètres expérimentaux $\ln(I_0)$ et X . Pour cela il faut mesurer l'intensité de la lumière reçue sur le détecteur (I_a et I_l) dans les conditions expérimentales correspondant respectivement à deux masses volumiques connues *a priori*, l'air $\rho_a = 1.225 \text{ kg.m}^{-3}$ et l'eau liquide $\rho_l = 998 \text{ kg.m}^{-3}$. Les paramètres $\ln(I_0)$ et X découlent de la résolution du système suivant.

$$\begin{cases} \rho_a = \frac{\ln(I_0) - \ln(I_a)}{X} \\ \rho_l = \frac{\ln(I_0) - \ln(I_l)}{X} \end{cases} \quad (2.18)$$

$$\begin{cases} X = \frac{\ln \frac{I_a}{I_l}}{\rho_l - \rho_a} \\ \ln(I_0) = \ln \frac{I_a}{I_l} \frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_a} + \ln(I_l) \end{cases} \quad (2.19)$$

En remplaçant $\ln(I_0)$ et X par leurs expressions dans l'équation 2.17, la masse volumique du milieu traversé par les rayons X s'exprime par :

$$\rho = \rho_l - \frac{\ln \frac{I}{I_l}}{\ln \frac{I_a}{I_l}} (\rho_l - \rho_a) \quad (2.20)$$

Le taux de vide se calcule à partir des masses volumiques de l'eau liquide ρ_l et de la vapeur ρ_v

$$\alpha = \frac{\rho - \rho_l}{\rho_l - \rho_v} \quad (2.21)$$

L'erreur de mesure sur la masse volumique peut s'estimer en calculant la différentielle de la masse volumique donnée ci dessous :

$$d\rho = \left| \frac{\partial \rho}{\partial I} dI \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial I_l} dI_l \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial I_a} dI_a \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial \rho_a} d\rho_a \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial \rho_l} d\rho_l \right| \quad (2.22)$$

En pratique les incertitudes sur les paramètres ρ_a , ρ_l , I_a et I_l sont supposées négligeables devant l'incertitude sur l'intensité mesurée I .

$$\begin{aligned} d\rho &= \left| \frac{\partial \rho}{\partial I} dI \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial I_l} dI_l \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial I_a} dI_a \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial \rho_a} d\rho_a \right| + \left| \frac{\partial \rho}{\partial \rho_l} d\rho_l \right| \\ d\rho &= \frac{\rho_l - \rho_a}{\ln \frac{I_a}{I_l}} \frac{dI}{I} \end{aligned} \quad (2.23)$$

En considérant que l'intensité mesurée est proportionnelle aux temps d'intégration τ du détecteur, l'incertitude se simplifie en :

$$d\rho = \frac{\rho_l - \rho_a}{\ln \frac{I_a}{I_l}} \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.24)$$

Ce qui donne pour le taux de vide α :

$$d\alpha = \frac{\rho_l - \rho_a}{(\rho_v - \rho_l) \ln \frac{I_a}{I_l}} \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.25)$$

en négligeant ρ_v et ρ_a devant ρ_l .

$$d\alpha = \frac{1}{\ln \frac{I_a}{I_l}} \frac{d\tau}{\tau} \quad (2.26)$$

Pour minimiser l'incertitude sur la masse volumique mesurée il est donc nécessaire de maximiser le contraste (la différence d'intensité entre le niveau vide et le niveau plein) et maximiser le temps d'intégration. Pour maximiser le contraste il faut utiliser des capteurs ayant une grande dynamique (nombre de niveaux de tension possible). Le temps d'inté-

2.4 Exploration de la phase vapeur

gration est, quant à lui, contraint par la dynamique de l'écoulement à observer. En effet si le phénomène à observer est rapide cela nécessite un temps d'intégration faible.

Détail de la campagne

En pratique avec des vitesses d'écoulement de l'ordre de 10 m/s le détecteur est un amplificateur de brillance qui transforme les rayons X en rayonnement visible. Ce rayonnement visible est enregistré par une caméra rapide avec une dynamique aussi haute que possible. Le générateur utilisé était un générateur industriel MCN 165 Philips d'une puissance de 3 kW à une tension de 160 kV et un courant de 18.75 mA. Un amplificateur de brillance Thomson TH9432HX a été utilisé pour convertir les rayons X en lumière visible. Pour acquérir les images, une caméra rapide Phantom miro310 ayant une dynamique de 12 bit a été utilisée à une fréquence d'acquisition de 4 kHz. La surface sensible de l'amplificateur de brillance étant un disque de 290 mm de diamètre il a été nécessaire de réaliser deux positions de mesure pour pouvoir acquérir les 400 mm d'écoulement observable. La figure 2.50 illustre le principe de mesure décrit plus haut.

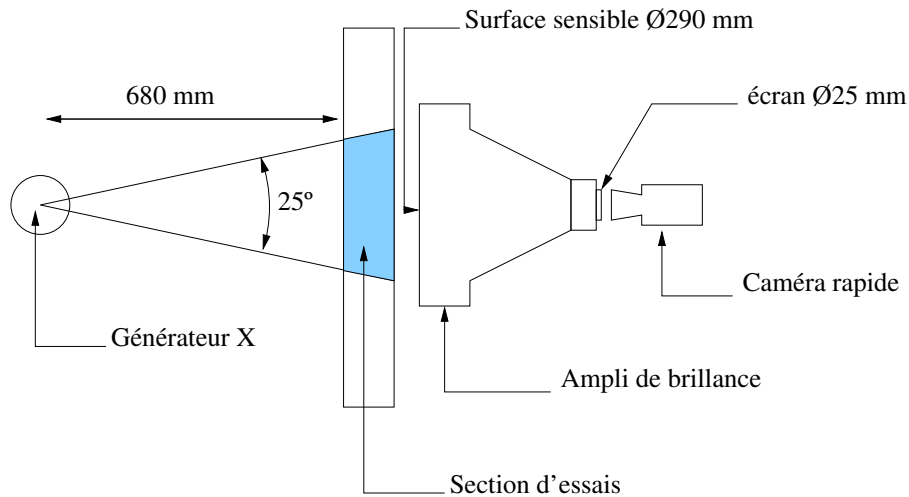


FIGURE 2.50: Schéma du dispositif expérimental des mesures par absorption rayon X

Il est important de rappeler que la masse volumique mesurée par un tel système est en fait la transformée de Radon de la masse volumique c'est à dire la masse volumique intégrée sur la trajectoire des rayons X. En considérant que la source de rayons X est suffisamment éloignée du détecteur, cette mesure est assimilée à la masse volumique moyennée sur la profondeur de la section d'essais.

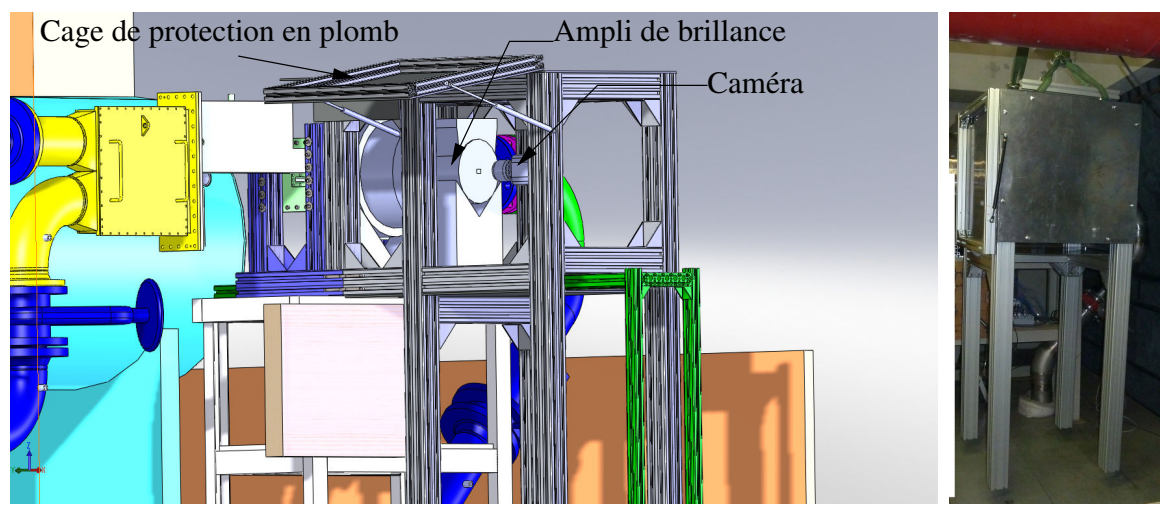


FIGURE 2.51: Plan et photo du dispositif expérimental des mesures par absorption rayon X

L'utilisation de rayons X nécessite des précautions supplémentaires afin de protéger les occupants du laboratoire des rayons ionisants. C'est pourquoi l'ensemble du dispositif expérimental a été recouvert de plomb. La figure 2.51 représente le plan 3D de la structure accueillant les plaques de plomb de 6 mm d'épaisseur ainsi que la disposition des différents appareils de mesure. Compte tenu du fait que le taux de vide est trop faible dans les cas 'inception' et 'streaks', pour être mesuré par absorption de rayon X, seul les cas "cav1", "cav2", et "cav3" ont été étudiés, lors de cette campagne. Pour s'assurer de la convergence statistique des mesures, 5 séries de 15387 images ont été acquises par point de fonctionnement et par position. L'ensemble des paramètres de mesure est rassemblé dans le tableau ci dessous.

Caméras	miro 310
Fréquence d'acquisition	4000 Hz
Temps d'ouverture	30 μs
Résolution	1280 $\times$ 500
Nombre d'images	5 $\times$ 15387 images

Étalonnage et évaluation des incertitudes

Deux types d'étalonnage ont été réalisés. Le premier consistait à contrôler que le système de mesure vérifiait bien une loi de Beer-Lambert et que les contrastes étaient suffisamment élevés avec nos paramètres de mesure. Pour cela une cale calibrée pour correspondre à différentes valeurs de taux de vide a été radiographiée. Sur cette cale représentée sur la figure 2.52, chaque marche d'escalier de 9 mm représente une variation

2.4 Exploration de la phase vapeur

de 12 % de taux de vide et chaque marche de 1mm de plexiglass représente une variation de 1.3 % de taux vide. La figure 2.52 représente le résultat de la radiographie de la cale calibrée. Pour chaque marche, le niveau de gris a été relevé et reporté sur le graphe. Dans la gamme de mesure considérée, le niveau de gris varie entre 1900 et 2600 et l'interpolation logarithmique est en bon accord avec les mesures, ce qui atteste que le dispositif expérimental vérifie bien une loi de Beer-Lambert. Malheureusement le flux de la source de rayon X n'étant pas homogène, l'expression trouvée pour la cale n'est pas valide pour le reste du champ de mesure. Il convient donc de réaliser un second étalonnage qui consiste à mesurer le niveau de gris pour deux masses volumiques de référence, à savoir la veine d'essais pleine d'eau liquide et pleine d'air afin de satisfaire les deux paramètres I_a et I_l dans l'équation 2.20.

α	épaisseur d'eau liquide	épaisseur de plexiglass
0.0 %	80	75
1.3 %	78.9	74
13.3%	69.3	65
14.7%	68.3	64
26.7%	58.7	55
28.0%	57.6	54
40.0%	48.0	45
41.3%	46.9	44
53.3%	37.3	35
54.7%	36.3	34

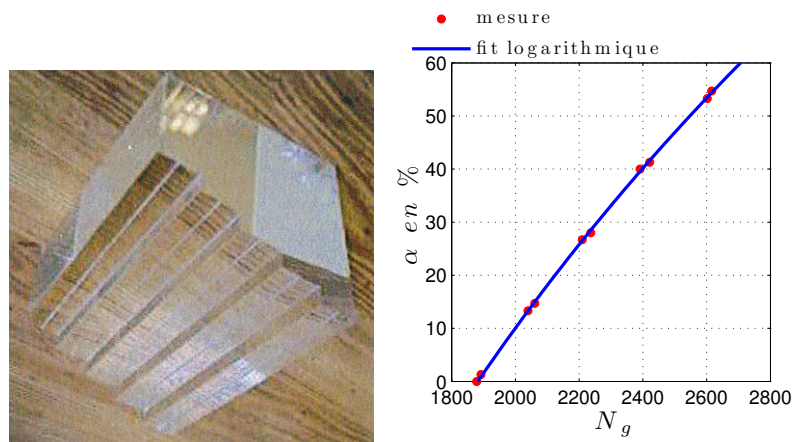


FIGURE 2.52: cale de calibration (gauche) et courbe de calibration niveau de gris - taux de vide (droite)

Ce second étalonnage a été réalisé deux fois par position, une fois avant les mesures et une fois après les mesures. Cela permet de s'assurer que les appareils de mesure ne dérivent pas. La figure 2.53 représente un profil longitudinal de niveaux de gris de chaque image d'étalonnage pour la position amont. La différence entre les courbes de pré-test et post-test est négligeable devant la différence d'intensité entre les niveaux vide et plein ; cela signifie que les conditions expérimentales sont restées

stables pendant les mesures. L'incertitude sur le temps d'exposition $d\tau$ étant inférieure à $0.1 \mu s$, en remplaçant I_a et I_l dans l'équation 2.26 par leur valeur respective déterminée par l'étalonnage, l'incertitude sur la mesure du taux de vide par absorption de rayon X, $d\alpha$, est de l'ordre de 1.3% en absolu.

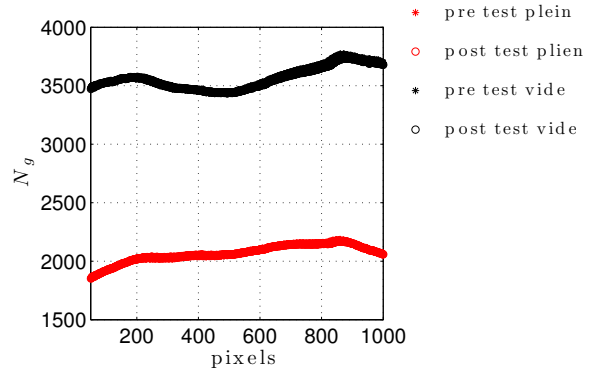


FIGURE 2.53: Profils de niveaux de gris des images d'étalonnage

Correction des images

Les images visibles restituées par l'amplificateur de brillance sont distordues à cause de la courbure du champ électrique à l'intérieur de l'ampli. Elles présentent une aberration optique de type coussinet. Pour palier à cela, une mire à point en acier est placée dans la veine d'essais. Cela a pour but de calibrer le plan de mesure et rechercher une transformation spatiale sous la forme d'un polynôme d'ordre 3 qui corrige les images distordues. Le résultat de cette transformation est illustré sur les figures 2.54 et 2.55. Préalablement à la correction de la distorsion des images un algorithme de stabilisation est appliqué afin de s'affranchir des vibrations du montage expérimental. L'ensemble de ces traitements sont réalisés sous *matlab*[®] grâce à la toolbox "image processing".

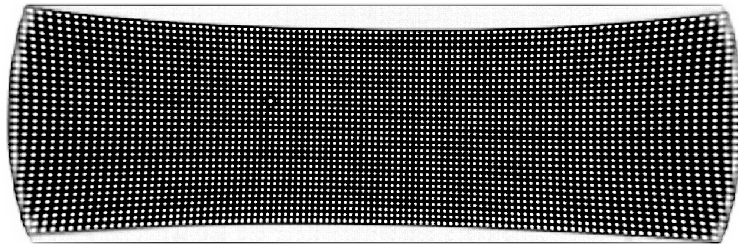


FIGURE 2.54: Images de la mire avant transformation spatiale

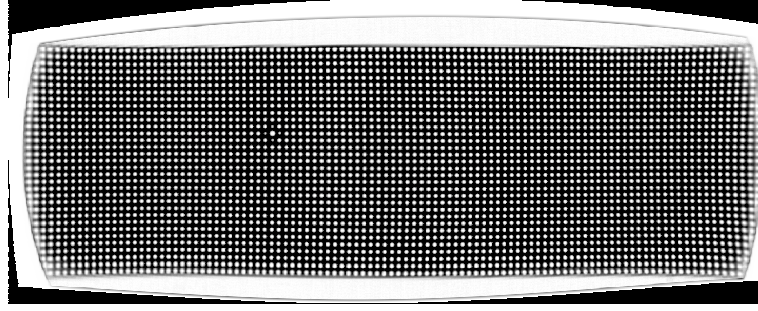


FIGURE 2.55: Images de la mire après transformation spatiale

Une fois les images stabilisées et corrigées, la masse volumique et le taux de vide sont calculés grâce aux équations 2.20 et 2.21. Un exemple de champ de taux de vide ainsi obtenu est illustré sur la figure 2.56

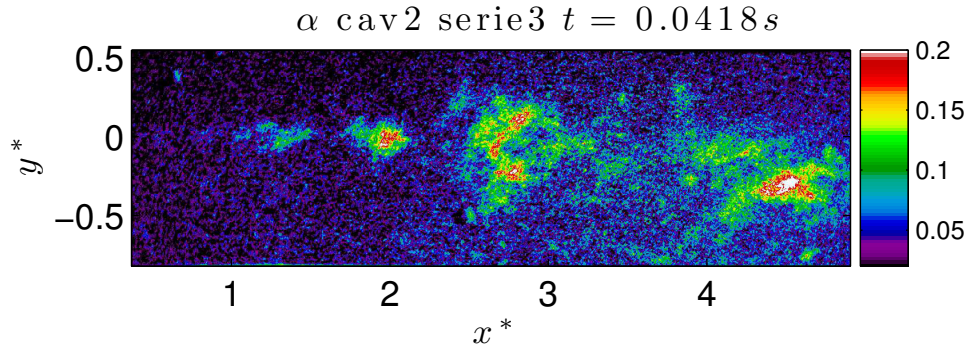


FIGURE 2.56: Instantané du champ de taux de vide en cav2

Correction des statistiques

La présence de bruit parasite sur les champs finaux est inéluctable. En effet il subsiste un bruit dû aux fluctuations de flux du générateur et aux bruits intrinsèques de l'amplificateur de brillance et de la caméra. Cependant il est possible de corriger les statistiques en supposant que le taux de vide mesuré α_m est la somme du taux de vide vrai α_v et d'un bruit à moyenne nulle β non corrélé en espace et en temps avec le taux de vide vrai. Le bruit est estimé à partir des images acquises avec la section d'essais pleine d'eau liquide lorsque le taux de vide est nul.

$$\alpha_m(x, y, t) = \alpha_v(x, y, t) + \beta(x, y, t) \quad (2.27)$$

La taux de vide moyen se corrige trivialement puisque $\overline{\beta(x, y)} = 0$

$$\overline{\alpha_m(x, y)} = \overline{\alpha_v(x, y)} \quad (2.28)$$

La variance se corrige en enlevant la variance du bruit $\overline{\beta(x, y)^2}$ puisque le bruit n'est pas corrélé au signal de taux de vide $\overline{\alpha(x, y, t)' \beta(x, y, t)'} = 0$.

$$\overline{\alpha_v(x, y)^2} = \overline{\alpha_m(x, y)^2} - \overline{\beta(x, y)^2} \quad (2.29)$$

De la même façon on corrige les corrélations spatiales et temporelles sous l'hypothèse que le bruit n'est pas corrélé en espace et en temps (*cf.* figure 2.57).

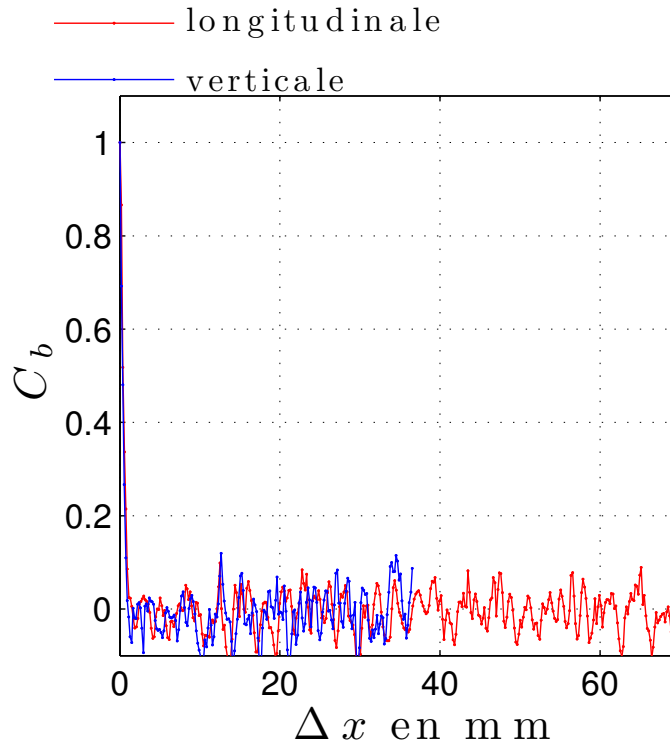


FIGURE 2.57: Corrélation spatiale du bruit de mesure en rayonX

Pour conclure, l'ensemble des différentes techniques de mesure présentées dans ce chapitre a permis de quantifier la dynamique spatio-temporelle et la topologie du champ de vitesse liquide, du taux de vide et de la pression rayonnée en paroi. L'ensemble des données générées par ces mesures représente une base donnée brute d'environ 3To. L'obtention de l'ensemble des champs de vitesse et de taux de vide représente un temps de calcul et de développement non négligeable. L'analyse de l'écoulement se fera selon deux axes, la topologie moyenne et fluctuante de l'écoulement et la dynamique de l'écoulement sur la base de traitements statistiques et d'analyses spectrales.

CHAPITRE 3

TOPOLOGIE MOYENNE ET FLUCTUANTE DE L'ÉCOULEMENT

Dans ce chapitre nous présentons la répartition des différentes grandeurs de l'écoulement (masse volumique, vitesse, pression) d'un point de vue statistique. Seules les grandeurs directement accessibles sont présentées. Les autres grandeurs liées à la modélisation, calculées à partir de ces données seront présentées dans les chapitres suivants. Ce chapitre constitue en soi une base de données expérimentales pouvant servir à confronter des modèles moyennés de type RANS. Toutes les statistiques présentées ont été calculées sur des grands échantillons (*cf.* §2) et sont donc parfaitement convergées. La première grandeur présentée est la masse volumique ou la fraction volumique de vapeur, car c'est la variation de cette grandeur qui caractérise la cavitation et l'écoulement diphasique. L'évolution des autres grandeurs de l'écoulement à travers les différents points de fonctionnement doit être corrélée avec l'évolution de la masse volumique afin de comprendre l'influence du changement de phase sur la topologie globale de l'écoulement.

3.1 Champ de masse volumique

Les mesures rayon X ont permis de mettre en évidence la répartition de vapeur au sein de l'écoulement. Celle ci est d'abord créée dans les tourbillons longitudinaux "inception" et "streaks" puis migre vers les rouleaux bidimensionnels assimilables, au début de la zone de cisaillement, à des tourbillons de Kelvin-Helmholtz.

3.1.1 Champ moyen

Pour les cas cav1 et cav2 la répartition de vapeur est relativement similaire et les profils verticaux de taux de vide (*cf.* figure 3.1) ont des formes en cloche ce qui confirme que la vapeur est principalement présente dans la zone de cisaillement. Le taux de vide moyen maximal au coeur de cette zone de cisaillement est de 3% en cav1, 13% en cav2, et 45% en cav3.

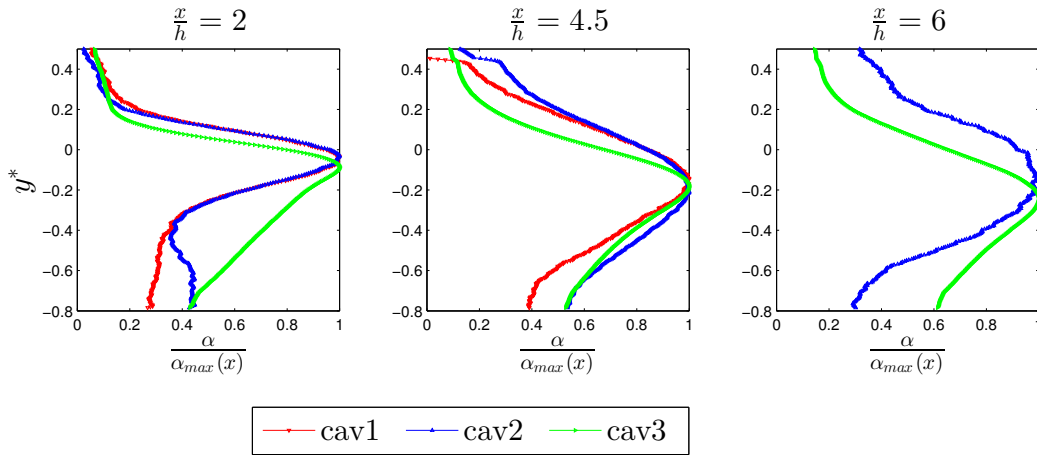


FIGURE 3.1: Profils de taux de vide dans trois sections de l'écoulement

La figure 3.1 montre des profils de taux de vide normalisés par le taux de vide maximum dans la section pour les cas cav1, cav2 et cav3. On peut voir que le taux de vide est maximal dans la zone de cisaillement où se développent les structures tourbillonnaires. Cependant pour le cas cav3 la répartition verticale de la phase vapeur est différente et l'application d'un critère de similitude apparaît impossible. La répartition s'élargit traduisant une expansion plus importante des structures diphasiques et dénote ainsi un changement de la topologie de l'écoulement. Les cartes des figures 3.2, 3.3 et 3.4 représentent la répartition du taux de vide moyen dans l'écoulement. En cav1 et cav2 seule la partie amont de l'écoulement est représentée, en effet en aval le taux de vide moyen est trop faible pour être distingué du bruit. Les répartitions de vapeur ainsi illustrées montrent que les structures

3.1 Champ de masse volumique

diphasiques sont quasiment recondensées en moyenne au delà de $x^* = 5$ pour les cas cav1 et cav2 alors que pour le cas cav3 les structures diphasiques s'étendent au moins jusqu'à $x^* = 7$.

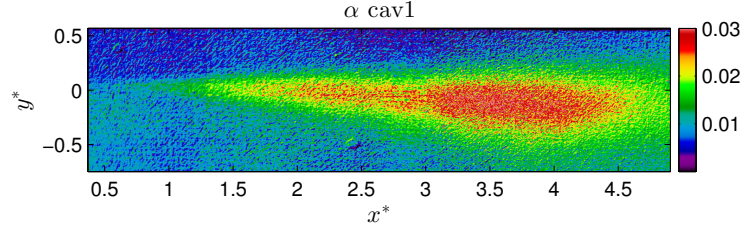


FIGURE 3.2: Carte du taux de vide moyen en cav1

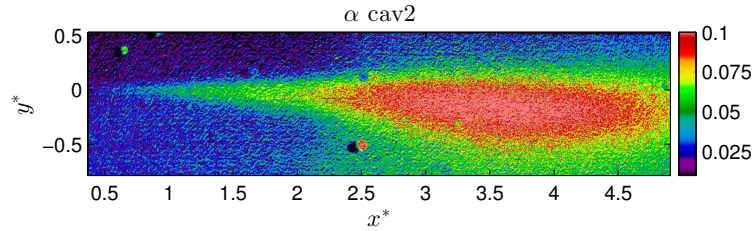


FIGURE 3.3: Carte du taux de vide moyen en cav2

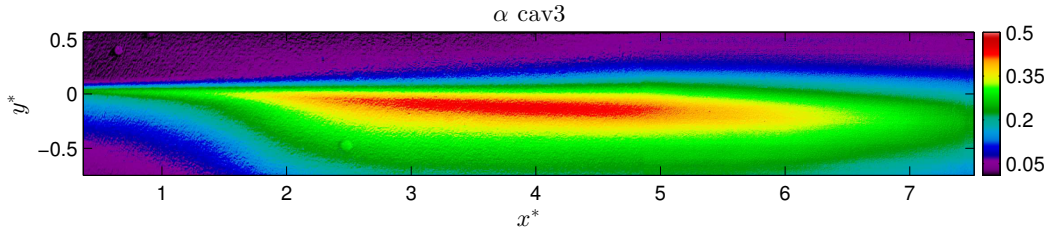


FIGURE 3.4: Carte du taux de vide moyen en cav3

L'évolution du taux de vide maximal le long de la direction longitudinale montre qu'il est possible de déterminer trois zones de l'écoulement en fonction du phénomène prépondérant. La première partie comprise entre $x^* = 0$ et $x^* = 2.5$ correspond à une zone de création de vapeur où le taux de vide est croissant ; la deuxième partie $2.5 < x^* < 5$ où le taux de vide atteint son maximum et reste à peu près constant longitudinalement correspond à une zone dite de transport tourbillonnaire. Enfin la troisième partie, $5 < x^* < 7.5$, est une zone de condensation de vapeur qui correspond à une recompression de l'écoulement. En effet la figure 3.5 montre que le taux de vide maximal de chaque section diminue significativement au delà de $x^* = 5$ pour tous les cas.

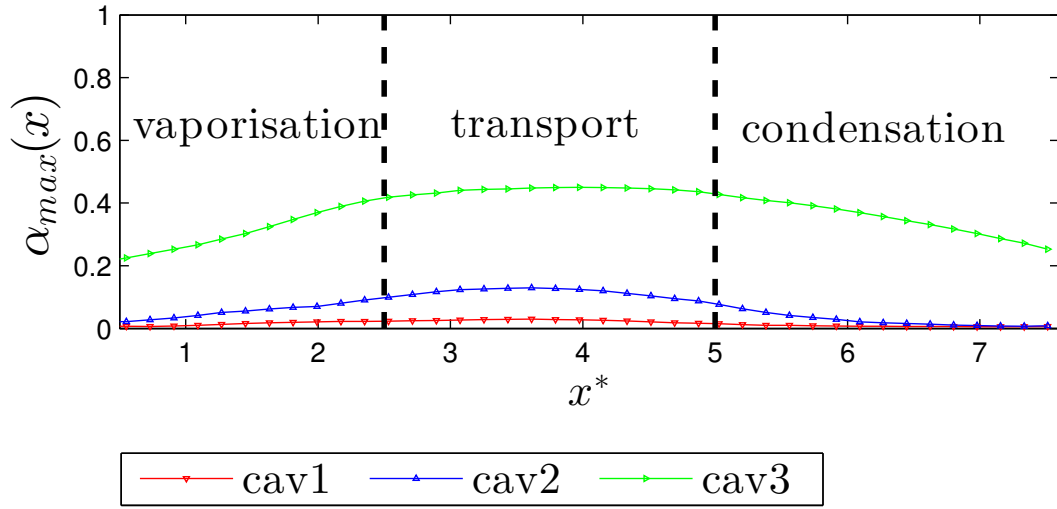


FIGURE 3.5: Valeur maximale du taux de vide par section

En calculant le volume de vapeur par section on remarque que la description par zone (vaporisation, transport, condensation) est toujours valide. On remarque également que le taux de vide maximal précède systématiquement le volume de vapeur maximal dans l'écoulement (*cf.* 3.6). Ce décalage qui atteint 50 mm en cav3 traduit le fait que la vapeur est également diffusée verticalement par les structures tourbillonnaires dans la zone de transport.

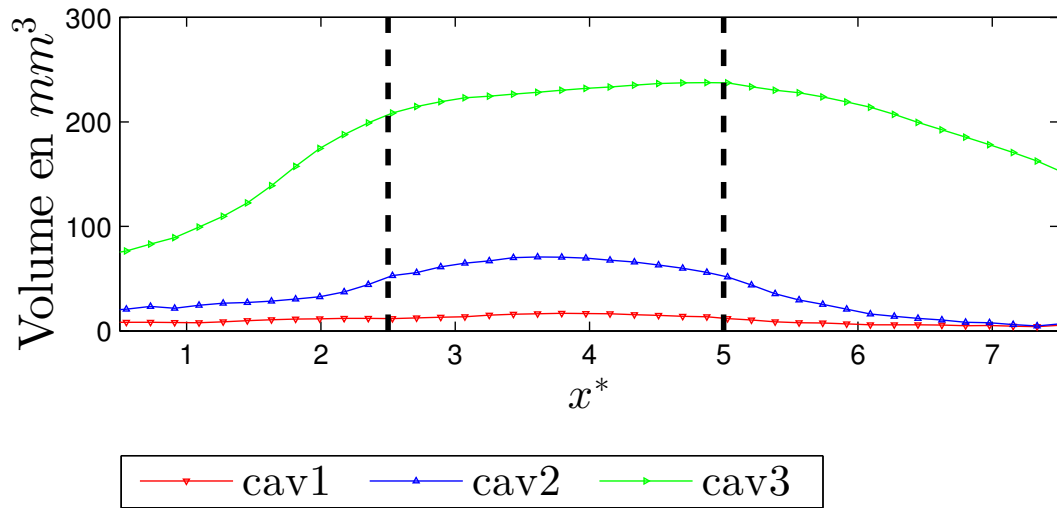


FIGURE 3.6: Volume de vapeur par section

3.1 Champ de masse volumique

À ces trois zones s'ajoute une quatrième partie où le taux de vide est également à peu près constant le long d'une ligne de courant, il s'agit de la zone de résurgence au voisinage de la marche. Le taux de vide y est relativement faible par rapport aux valeurs atteintes dans la zone de transport et la vapeur remonte sous forme de bulles polydispersées vers la zone de cisaillement. Ceci est illustré à l'aide des visualisations sur la figure 3.7.

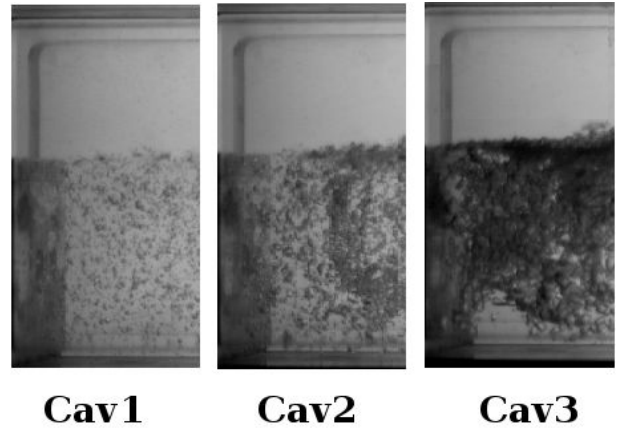


FIGURE 3.7: Zone de résurgence

3.1.2 Champ fluctuant

Les cartes des figures 3.8, 3.9 et 3.10 représentent les iso-contours de l'écart type des fluctuations de taux vide. Celles ci sont maximales au coeur de la zone de cisaillement et atteignent 25% en cav3. Comme pour le champ moyen, on retrouve une répartition quasi auto similaire des fluctuations pour les cas cav1 et cav2. De plus cette répartition suit à peu près celle observée sur le champ moyen. Les fluctuations sont maximales là où le taux de vide est maximal. En revanche pour le cas cav3 la répartition change drastiquement confirmant l'absence de similitude. Les fluctuations sont toujours maximales dans la zone de cisaillement, mais un deuxième maximum apparaît près de la marche ($x^* = 0$) ce qui traduit une structure d'écoulement plus complexe ainsi que la présence d'événements extrêmes. En effet à cet endroit l'écart-type dépasse 100% de la valeur moyenne.

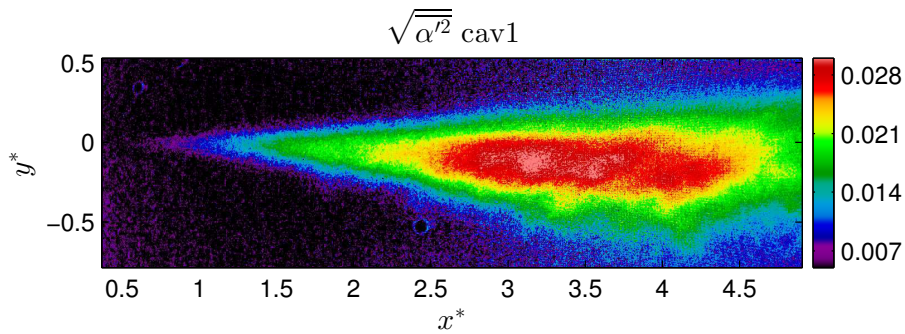


FIGURE 3.8: Écart type de taux de vide en cav1 en amont

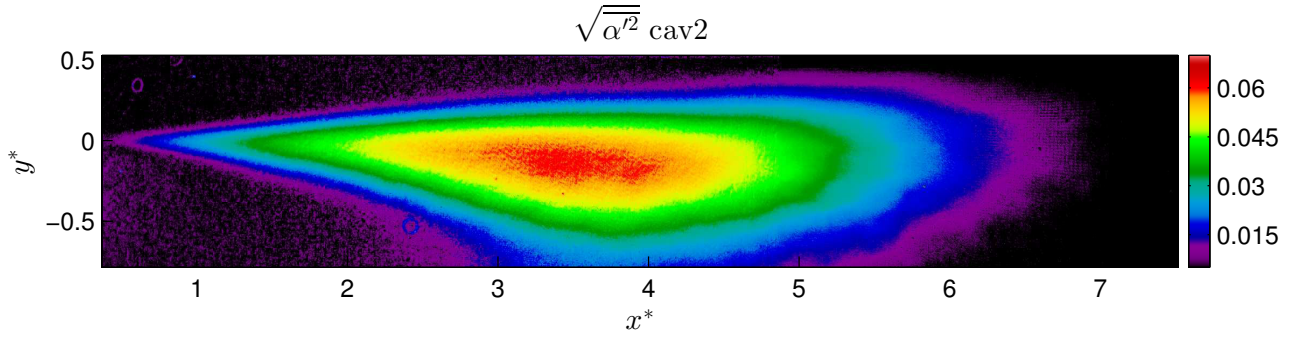


FIGURE 3.9: Écart type de taux de vide en cav2

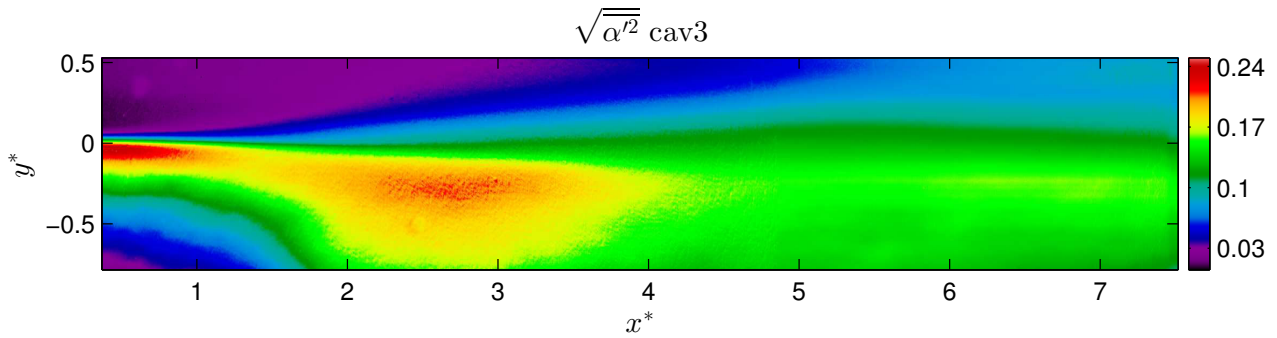


FIGURE 3.10: Écart type de taux de vide en cav3

Les moments statistiques d'ordre 3 et 4 (skewness $\frac{\overline{\alpha'^3}}{\overline{\alpha'^2}^{\frac{3}{2}}}$ et flatness $\frac{\overline{\alpha'^4}}{\overline{\alpha'^2}^2}$) permettent de préciser le changement de régime entre les cas cav1 et cav2 et le cas cav3. En cav1 et cav2 la vapeur n'est pas présente de façon continue dans l'écoulement. Comme décrit plus haut, celle-ci est créée et transportée par les tourbillons successifs de la couche de cisaillement. Cela crée une forte dissymétrie du signal de taux de vide et peut être vu comme de l'intermittence (les zones liquides et diphasiques se succèdent de façon brusque dans l'écoulement). En revanche, en cav3, la vapeur est présente de façon continue en temps et en espace dans la zone de cisaillement ce qui rend les fluctuations quasi Gaussiennes ($\frac{\overline{\alpha'^3}}{\overline{\alpha'^2}^{\frac{3}{2}}} \approx 0$ et $\frac{\overline{\alpha'^4}}{\overline{\alpha'^2}^2} \approx 3$, cf. figures 3.11 et 3.12). On remarque également que la frontière de la zone diphasique est caractérisée par des pics de skewness et flatness du fait de l'intermittence de la couche de cisaillement. Ces pics traduisent l'élargissement significatif de la zone diphasique entre le cas cav2 et le cas cav3.

3.1 Champ de masse volumique

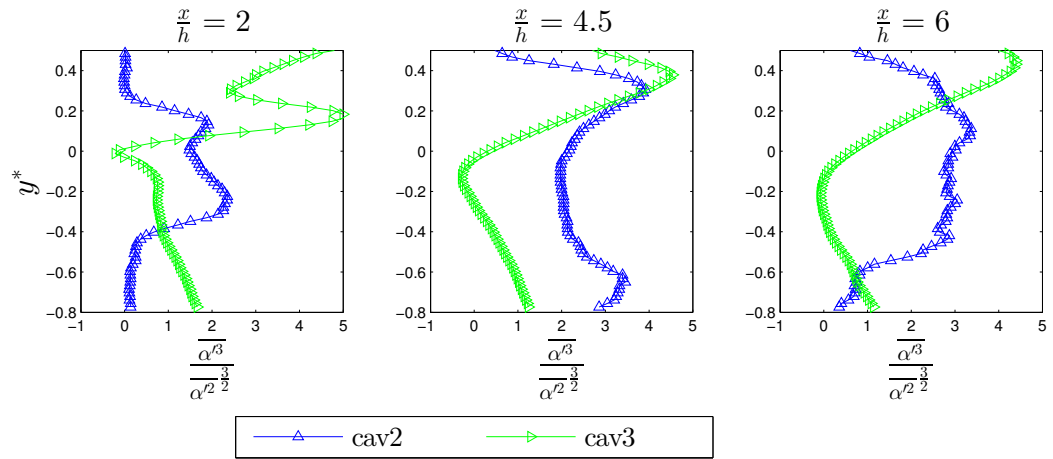


FIGURE 3.11: Profils du skewness de α

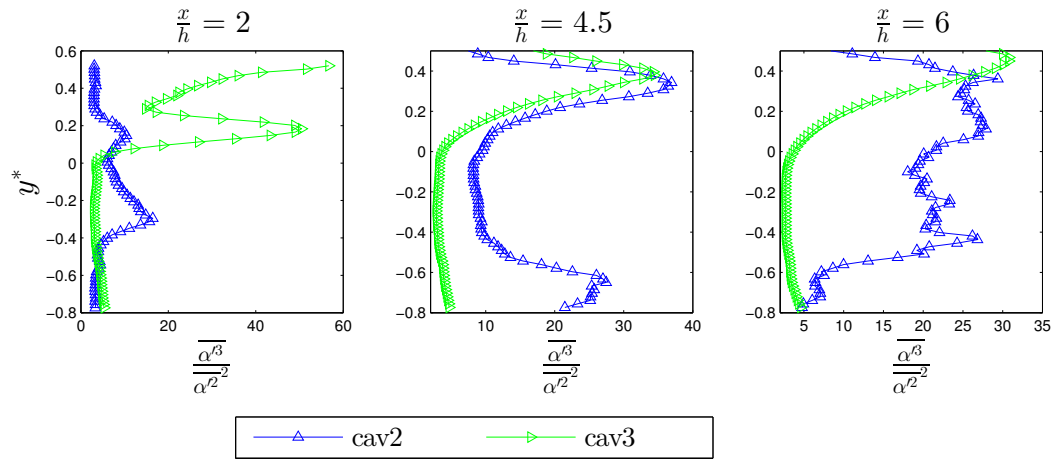


FIGURE 3.12: Profils du flatness de α

3.2 Champ de pression

Les mesures de pression présentées ici sont issues de plusieurs campagnes de mesures. On rappelle que la mesure de pression moyenne est dissociée de la mesure de pression fluctuante pour des raisons de précision (*cf.* §2.2). Les mesures de pression fluctuantes ont été réalisées de façon simultanée pour chaque diagnostic, ce qui assure la reproductibilité et la convergence des statistiques des résultats.

3.2.1 Champ moyen

L'évolution de la pression moyenne en paroi est représentée sous la forme d'un coefficient de pression basé sur la pression P_0 mesurée au culot de la marche. L'évolution de P_0 en fonction de σ est représentée sur la figure 3.13. P_0 diminue linéairement en fonction du niveau de cavitation ce qui signifie que les caractéristiques hydrauliques de la boucle d'essais sont constantes au cours de la descente en pression.

$$Cp = \frac{P - P_0}{\frac{1}{2}\rho U_0^2} \quad (3.1)$$

L'évolution du coefficient de pression au plancher et au plafond (*cf.* figure 3.14) montre que l'écoulement moyen ne change quasiment pas du cas noncav au cas cav2. Un minimum de pression est localisé en $x^* = 3$ qui correspond à la zone où apparaissent les premières poches de vapeur dans le cas inception.

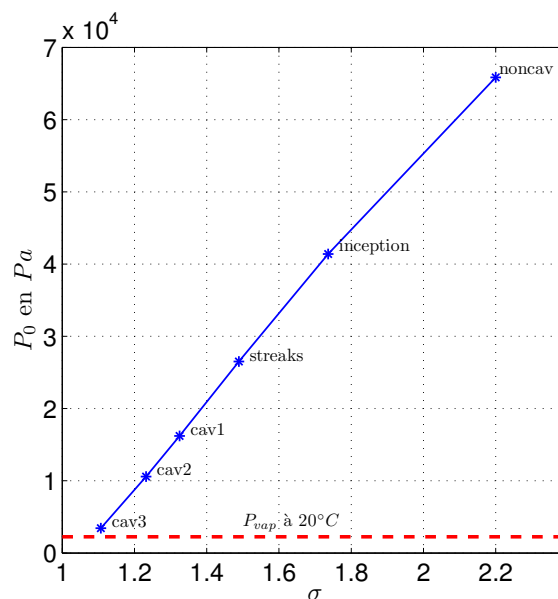


FIGURE 3.13: Évolution de la pression moyenne au culot de la marche

3.2 Champ de pression

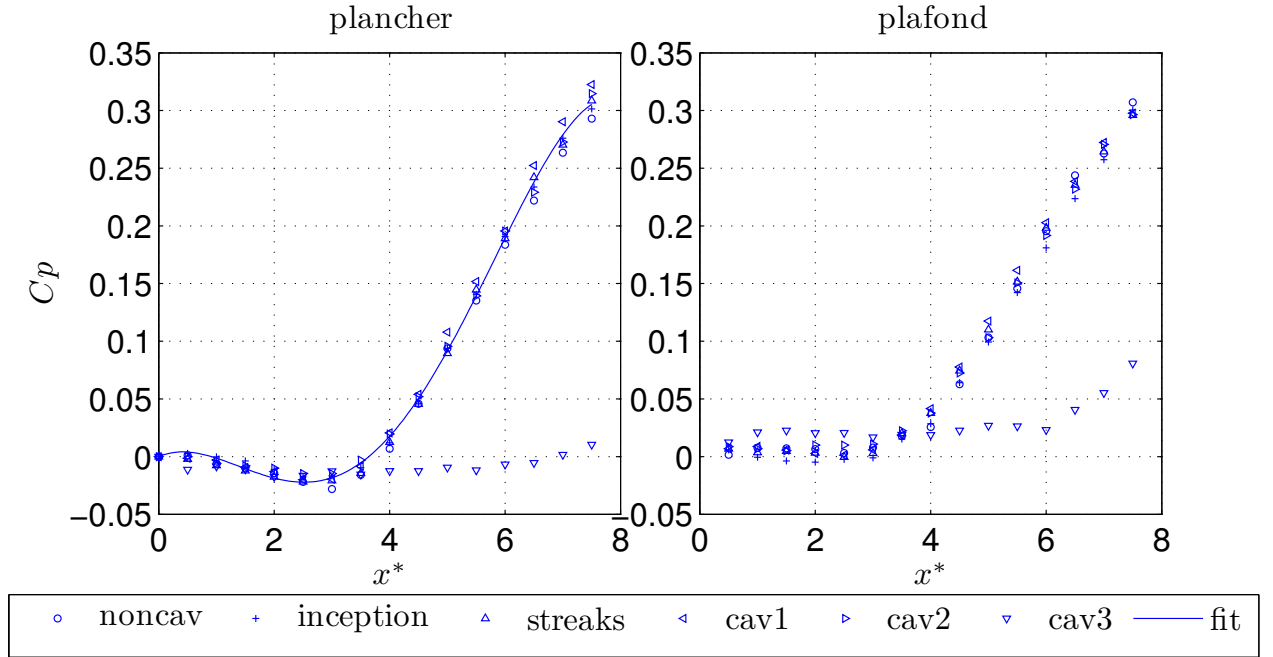


FIGURE 3.14: Coefficient de pression en paroi

En cav3 la recompression intervient plus en aval ce qui explique pourquoi la répartition de la vapeur est différente. Le début de la recompression signifie que la couche de cisaillement commence à descendre vers la paroi. En effet en considérant une ligne de courant en dehors de la zone de recirculation, lorsque la couche de cisaillement descend, la section de passage est augmentée, ce qui diminue la vitesse et augmente la pression.

3.2.2 Champ fluctuant

L'écart type de la pression en paroi est représenté sur la figure 3.15. Les fluctuations de pression augmentent naturellement avec le niveau de cavitation. Plus les tourbillons transportent de la vapeur plus il sont bruyants et plus les fluctuations de pression sont importantes. Lorsque l'on se déplace en aval de l'écoulement le niveau de *rms* augmente également à cause de l'expansion des tourbillons présents dans la couche de cisaillement. La couche de cisaillement étant descendante, le niveau de fluctuations est mécaniquement plus important au plancher qu'au plafond de la veine d'essais. En effet, en supposant que ce sont les tourbillons qui émettent les fluctuations de pression, le niveau de fluctuations perçu sera d'autant plus important que les tourbillons sont proches des capteurs. Pour tous les cas, excepté le cas cav3, l'écart-type passe systématiquement par un maximum en $x^* = 6$. Lee *et al.* [56] indique que le maximum de fluctuations de pression précède

systématiquement le point de recollement. Cela indiquerait que le point de recollement pour le cas cav3 est en dehors de la zone d'observation de l'écoulement. La longueur de recollement plus importante permet d'expliquer la différence de répartition de vapeur et la recompression plus tardive observé sur le C_p moyen. (cf. figure 3.14).

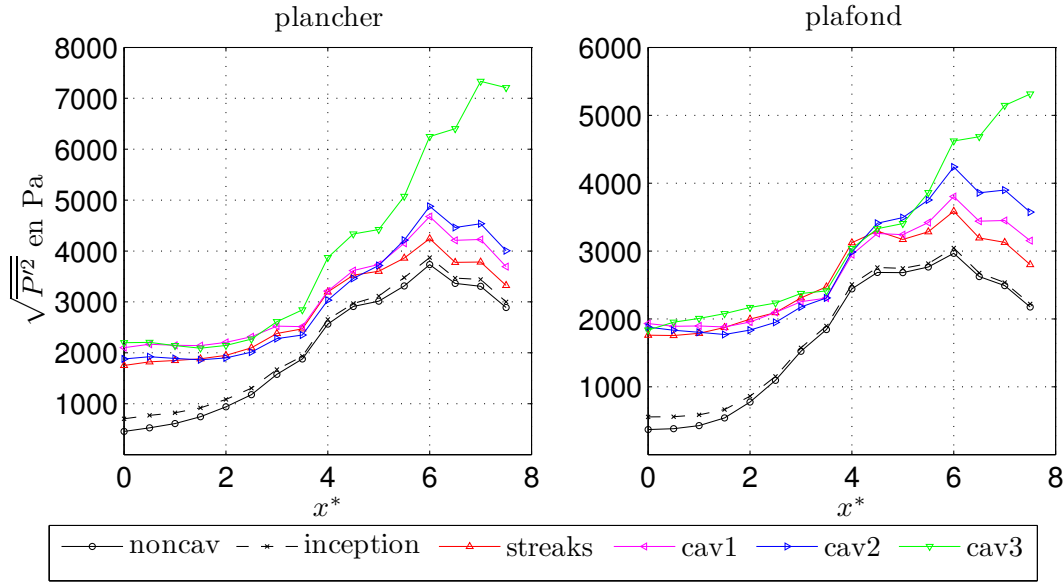


FIGURE 3.15: Écart-type de la pression en paroi

Il est intéressant de noter que l'augmentation de l'écart-type n'est pas monotone dans la partie amont de l'écoulement. La figure 3.16 montre que les fluctuations sont plus importantes en cav1 qu'en cav2. Cela est dû au fait qu'une part des fluctuations de pression en écoulement cavitant est d'origine acoustique. Les capteurs situés en amont de l'écoulement se trouvent derrière la zone de résurgence. Les ondes pression venant de l'aval sont donc amorties par l'écran de bulles dans la zone de résurgence. Comme le taux de vide est plus important en cav2 qu'en cav1 il est possible que le coefficient d'absorption acoustique soit plus important en cav2. En revanche le niveau de bruit $\frac{\sqrt{P'^2}}{P_0}$ croît de façon monotone

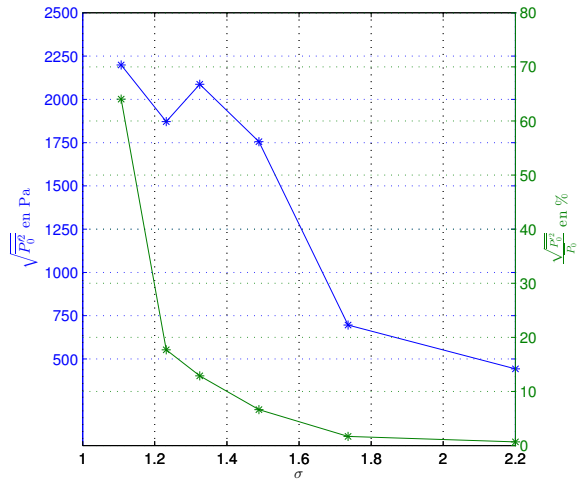


FIGURE 3.16: Évolution du niveau de fluctuation en bleu et du niveau de bruit en vert au culot

3.2 Champ de pression

du fait de la diminution constante de la pression moyenne dans l'écoulement.

L'évolution des moments statistiques d'ordre 3 et 4 tracée sur les figures 3.17 et 3.18 révèle l'aspect quasi-gaussien de la pression en paroi en régime monophasique (skewness ≈ 0 , flatness ≈ 3). Lorsque l'écoulement commence à caviter ce caractère gaussien se perd, les fluctuations deviennent dissymétriques.

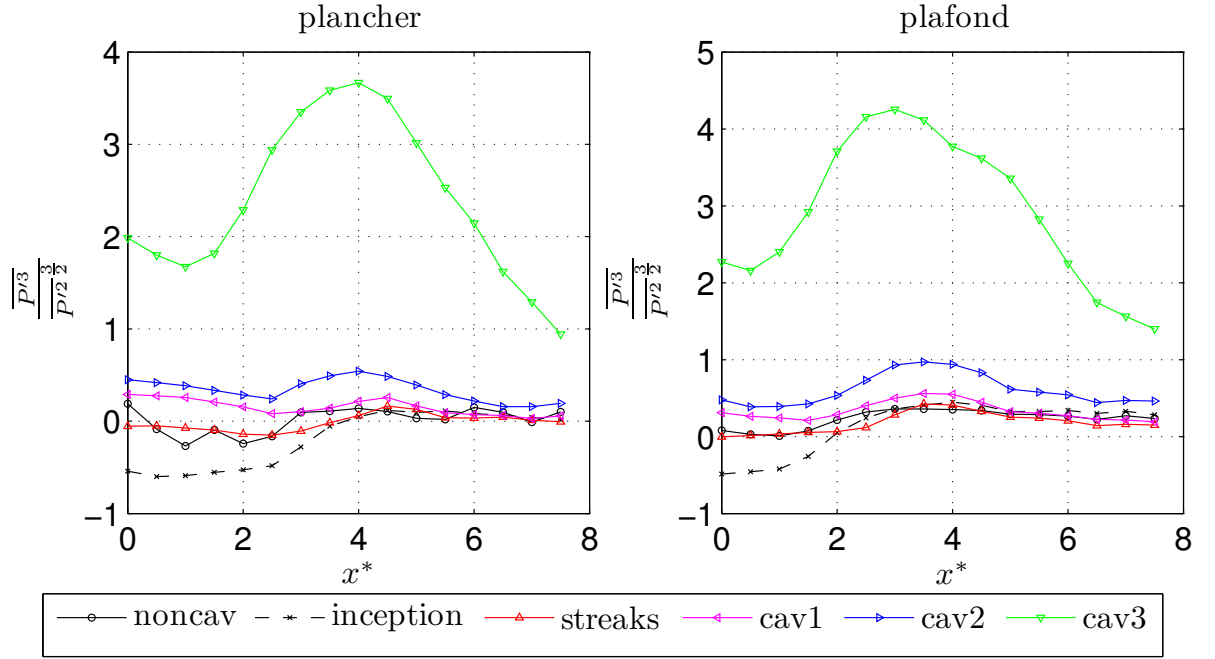


FIGURE 3.17: Skewness de la pression en paroi

D'abord le "skewness" devient négatif (cas inception) puis pour les autres cas le "skewness" redevient positif, ce qui signifie que les fluctuations négatives deviennent bornées et qu'il y a de fortes fluctuations positives pouvant dépasser en cav3, 1.8 bar, par rapport à la pression moyenne.

Ces événements extrêmes sont de plus en plus fréquents lorsque le niveau de cavitation augmente, c'est ce qui est caractérisé par l'augmentation constante du coefficient d'aplatissement (*cf.* figure 3.18).

C'est la trace de l'implosion de grands volumes de vapeur dans l'écoulement. Pour la même raison, pour le cas inception, on constate une augmentation significative du coefficient d'aplatissement dans la partie amont de l'écoulement. Lorsque la phase vapeur apparaît dans l'écoulement, elle se manifeste sous forme de petites bulles ou cavités aux alentours de $x^* = 3$. Ces bulles sont transportées par l'écoulement et implosent rapidement dès que l'écoulement est recomprimé au-delà de $x^* = 4$. L'implosion intermittente de

ces cavités de vapeur produit des impulsions acoustiques responsables de l'augmentation du "flatness".

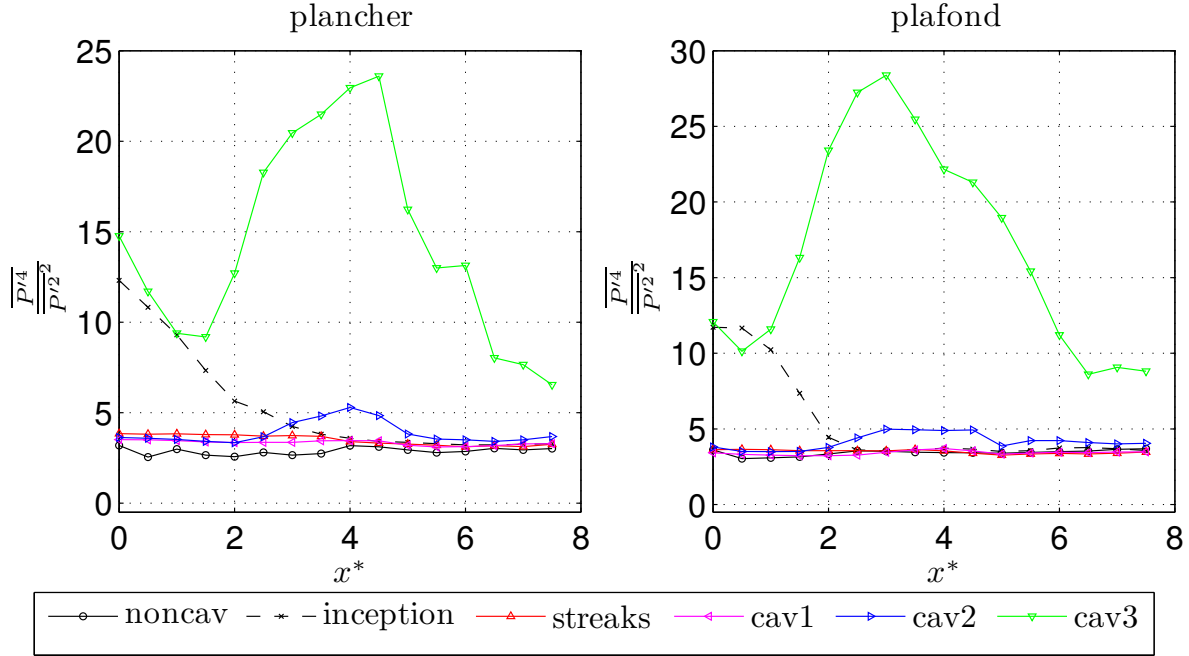


FIGURE 3.18: Flatness de la pression en paroi

Les histogrammes de la figure 3.19 représentent les densités de probabilité de la pression absolue au plancher en cav3. Ils illustrent la forte dissymétrie des signaux et montrent que les valeurs les plus probables diffèrent systématiquement de la pression moyenne. Ces valeurs les plus probables sont inférieures à la pression de vapeur saturante ce qui pourrait signifier que le mélange liquide-vapeur n'est pas à l'équilibre thermodynamique. On distingue également des excursions significatives en pression absolue négative

$\mathbb{P}(P < 0) < 1\%$ pour $x^* = 4$ et $\mathbb{P}(P < 0) > 15\%$ pour $x^* = 7$.

Des pressions absolues négatives ont déjà été observées mais dans des liquides très purs, dépourvus de germes (*cf.* travaux de Morch et Marchall [61], [59]). Une simple erreur de mesure ne peut expliquer des excursions de l'ordre de -10000 Pa observée en $x^* = 7$. Si cette observation est vraie cela veut dire que l'eau liquide se trouve de temps en temps sous tension dans un état métastable. Cela est possible seulement si localement l'eau est dépourvue de germes de taille suffisamment grande pour amorcer un changement de phase. En effet dans un mélange liquide-vapeur la pression ne peut descendre en dessous de 0 en absolu car une baisse de pression engendrerait automatiquement un gonflement de bulles ou du changement de phase.

3.2 Champ de pression

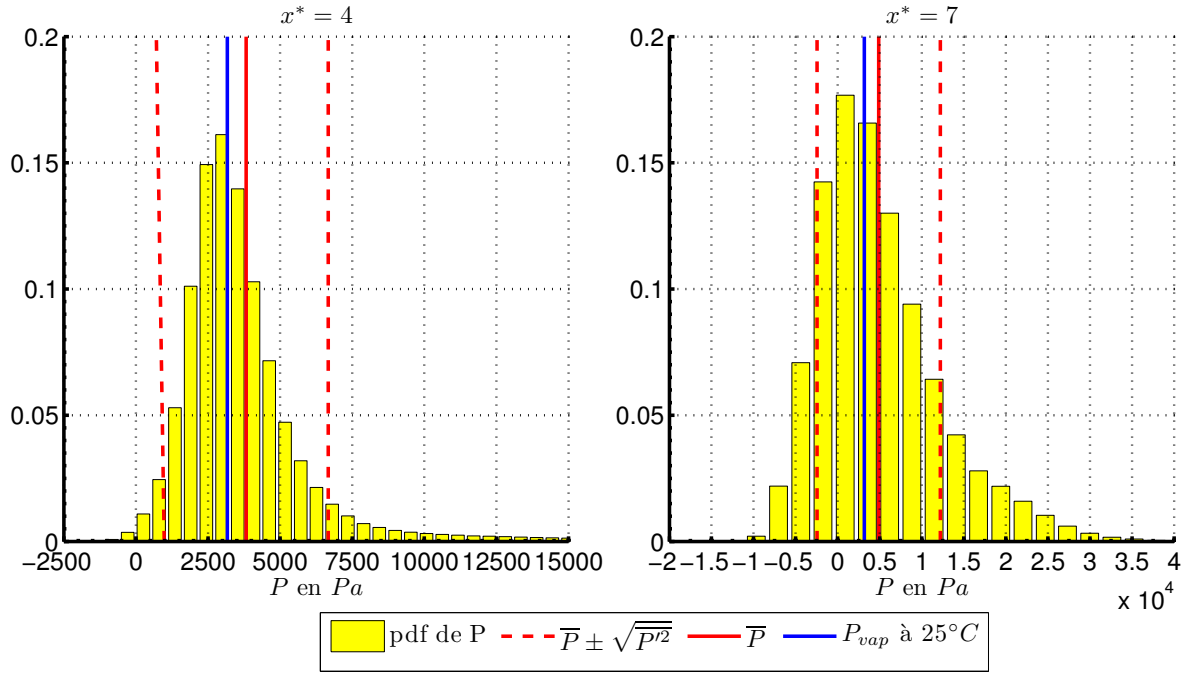


FIGURE 3.19: Densité de probabilité de la pression absolue en $x^* = 4$ et $x^* = 7$ pour le cas cav3

Les résultats statistiques issus des mesures de pression moyenne et fluctuante montrent que l'apparition de la phase vapeur a une réelle influence sur l'écoulement tant en moyenne (augmentation de la longueur de recollement en cav3) qu'en terme de fluctuation (augmentation du niveau de bruit, apparition d'événements extrêmes, dissymétrisation des fluctuations). Cet effet de la cavitation sur l'écoulement, indirectement mis en évidence via les mesures de pression, sera confirmé grâce aux mesures du champ de vitesse effectuées lors des campagnes de PIV.

3.3 Champ de vitesse

On présente ici principalement les résultats de la campagne PIV 2D 2C, les données complémentaires concernant la composante w du champ de vitesse proviennent de la campagne PIV 2D 3C. Comme pour les champs de masse volumique et de pression, seuls les aspects statistiques des données sont présentés. Les aspects dynamiques de l'écoulement seront présentés dans le chapitre suivant.

3.3.1 Champ moyen

La topologie de l'écoulement décollé est bien décrite par les mesures PIV et correspond aux résultats de la littérature. En effet le lecteur trouvera en annexe B série de cartographie de vitesse moyenne et fluctuante ainsi qu'une comparaison avec les données issue de la DNS de Le *et al.* [54]. La figure 3.20 présente un champ de vorticité moyenne en non-cavitant ainsi que la forme globale de la zone de recirculation représentée par les vecteurs vitesse. La figure 3.21 qui est un zoom de la figure précédente atteste de la présence en moyenne du tourbillon secondaire localisé au coin de la marche descendante ce qui est en accord avec l'ensemble des données présentées dans la littérature (*cf.* §1.3).

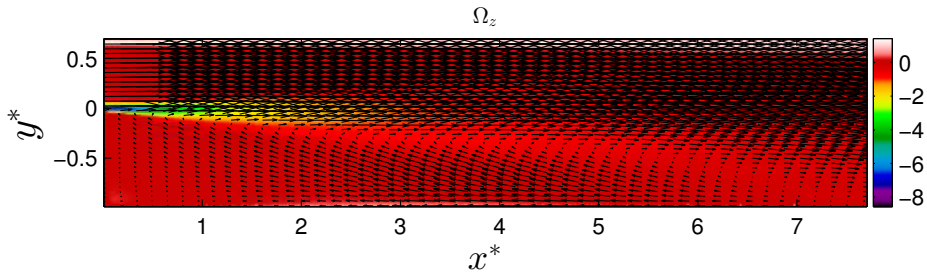


FIGURE 3.20: Carte globale de vorticité moyenne en noncav

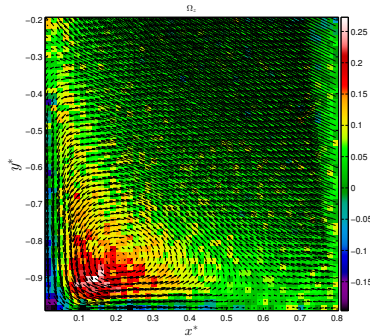


FIGURE 3.21: Carte de vorticité moyenne au voisinage de la marche en noncav

3.3 Champ de vitesse

Le maillage de PIV n'est pas assez fin pour calculer des gradients de vitesse en paroi, le critère choisi pour déterminer la longueur de recollement x_r est donc le changement de signe de la composante u dans la première maille de PIV. La figure 3.22 représente l'évolution de la composante longitudinale u en fonction de x^* . On peut voir que la topologie amont de l'écoulement est conservée alors qu'en aval la longueur de recollement est affectée par la cavitation. Celle ci commence d'abord par diminuer légèrement (dans une gamme de 10 mm) puis réaugmente à partir du cas cav1. Pour tous les cas sauf cav3 la longueur de recollement moyenne est de 385mm ($X_r^* = 7.5$) à plus ou moins 5mm ce qui est cohérent avec la littérature. (cf. 3.23)

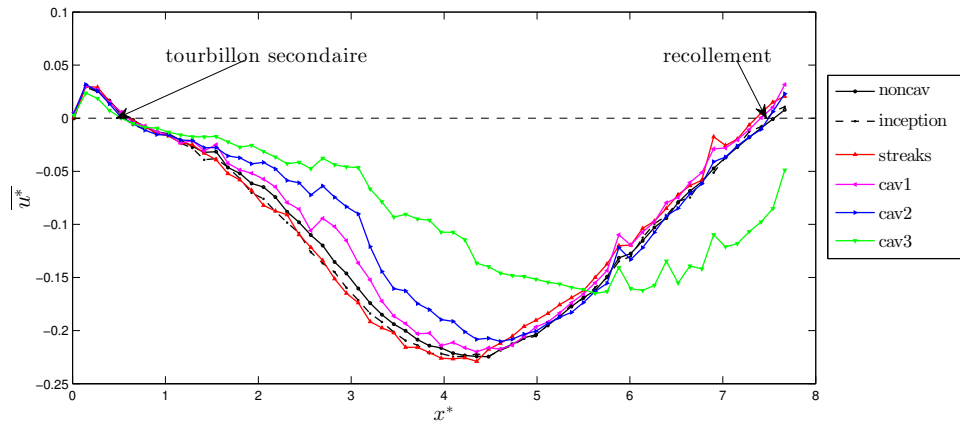


FIGURE 3.22: Évolution de la composante u dans la première maille de PIV

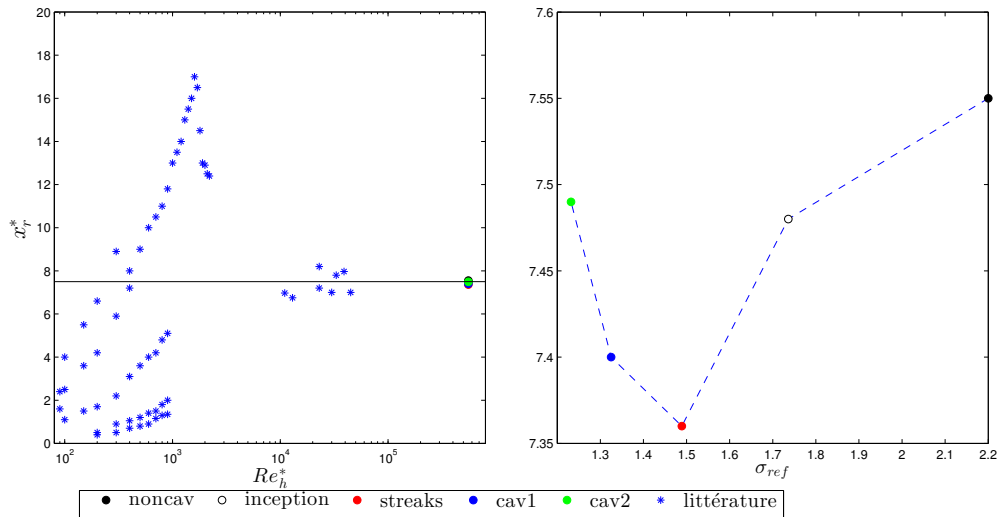


FIGURE 3.23: Évolution de la longueur de recollement en fonction du niveau de cavitation, resituée dans la littérature existante.

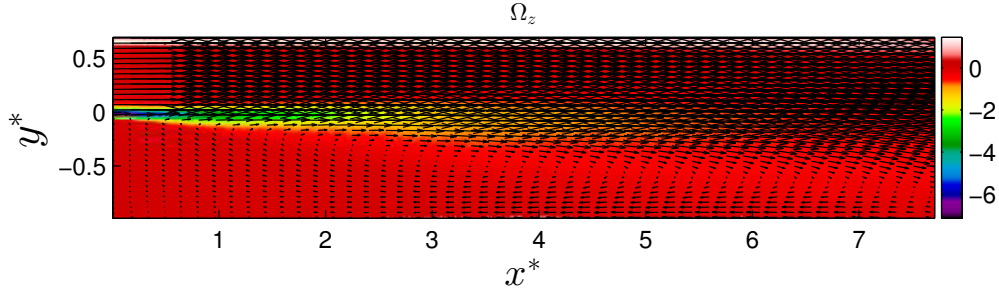
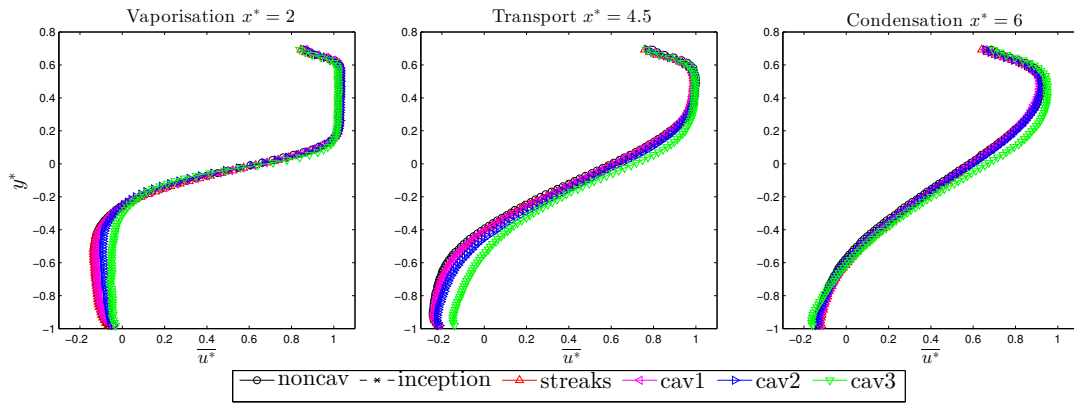
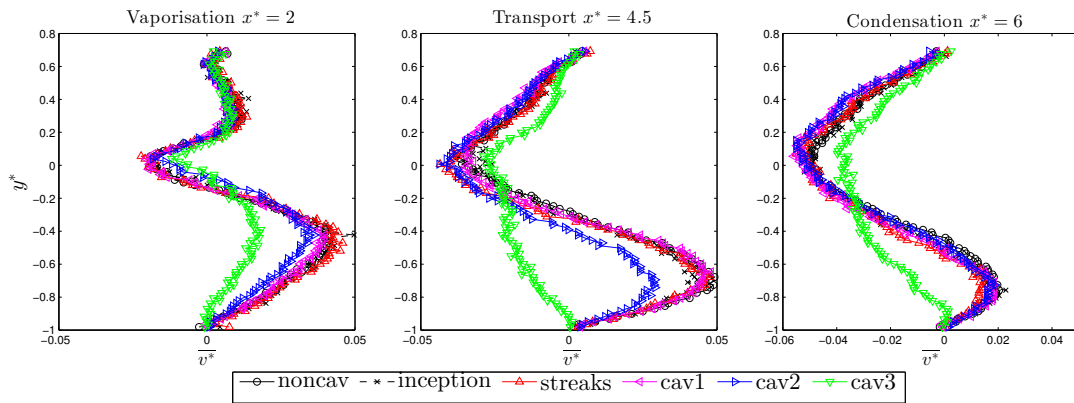


FIGURE 3.24: Carte globale de vorticité moyenne en cav3

En cav3 on remarque un changement majeur de topologie puisque l'écoulement recolle en moyenne largement au delà de la zone d'observation (*cf.* figures 3.23 et 3.24). Cela confirme les observations faites à partir de la pression et explique le changement de topologie moyenne de la phase vapeur ainsi que l'augmentation constante des fluctuations de pression en cav3.

FIGURE 3.25: Profils de vitesse longitudinale $\overline{u}^*$ FIGURE 3.26: Profils de vitesse verticale $\overline{v}^*$

3.3 Champ de vitesse

Les profils des figures 3.25 et 3.26 présentent les évolutions du champ de vitesse dans les trois zones (vaporisation, transport et condensation) choisies à partir des mesures de taux de vide. Le changement de topologie se manifeste par des vitesses négatives de plus en plus faibles en valeur absolue en partie basse de l'écoulement. Comme l'intensité d'aspiration de la couche de cisaillement est proportionnelle à la densité de celle-ci, il est normal que la vitesse de retour en partie basse soit moins élevée. On remarque également que la composante verticale de la vitesse est aussi affectée par le niveau de cavitation. Cela peut expliquer l'augmentation de la longueur de recollement en cav1, cav2 et cav3. En effet les valeurs négatives de la composante verticale correspondent à la vitesse de descente de la couche de cisaillement ; plus celle-ci est faible en valeur absolue moins la couche de cisaillement descend. Des considérations simples fournies par Dimotakis [20] permettent d'expliquer l'augmentation de la longueur de recollement à partir de deux paramètres : s , le rapport entre la masse volumique du fluide lent et le masse volumique du fluide rapide, et r , le rapport entre la vitesse du fluide lent et du fluide rapide. Dans notre cas le rapport s ne fait que diminuer avec le niveau de cavitation alors que le rapport r peut être considéré comme nul. Pour un rapport r nul, la vitesse de convection adimensionnelle des structures de cisaillement Uc^* s'exprime par :

$$Uc^*(s) = \frac{1}{1 + \sqrt{s}} \quad (3.2)$$

Si s tend vers 0 la vitesse de convection tend vers la vitesse du fluide rapide. Cela a pour conséquence de réduire l'épaisseur de vortacité $\delta_\omega = \frac{U_0}{\max(\frac{\partial u}{\partial y})}$.

La figure 3.27 présente l'épaisseur de vortacité adimensionnée par la hauteur de marche, pour la partie linéaire en amont de l'écoulement ($0 < x^* < 2.5$) où se développe l'instabilité de Kelvin Helmholtz. Les observations expérimentales corroborent les considérations théoriques vues plus haut. Concernant la partie aval de l'écoulement, on remarque un changement de régime en $x^* = 3$ qui montre que les structures tourbillonnaires s'élargissent plus vite sauf pour le cas cav3 où l'expansion est moins marquée due à la densité très faible du fluide entraîné.

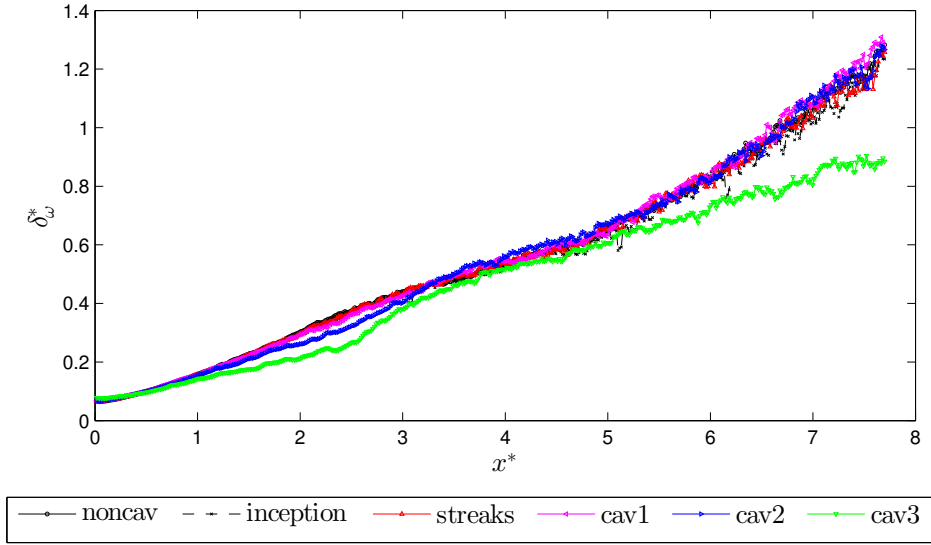
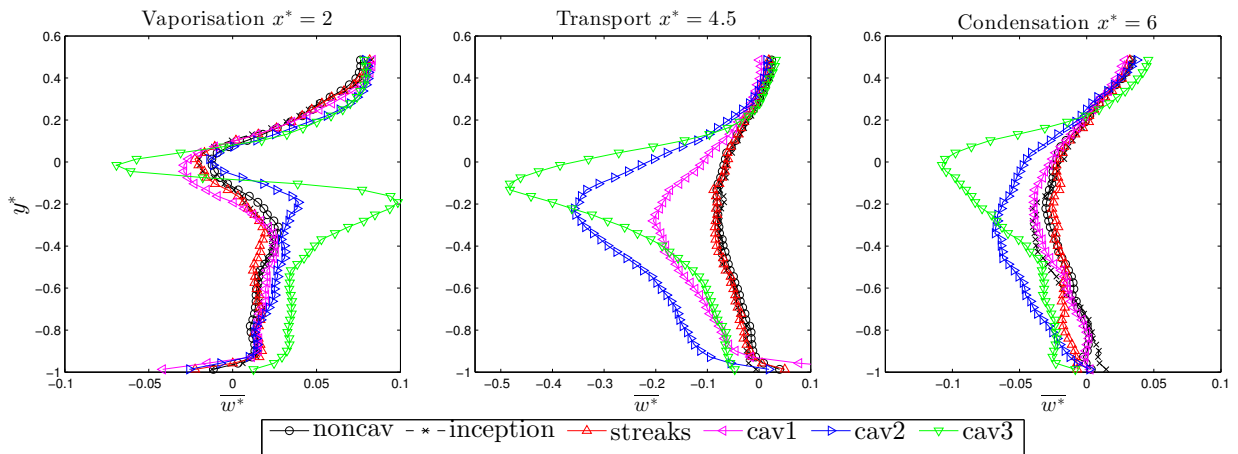


FIGURE 3.27:  volution de l'épaisseur de vorticité dans l'écoulement

Bien que moins précises que les mesures PIV2D2C, les profils de la composante transversale w (*cf.* figure 3.28) issus des mesures PIV2D3C révèlent la structure tridimensionnelle moyenne de l'écoulement qui s'accroît avec le niveau de cavitation. Les travaux numériques de Chiang [14] montrent qu'à bas nombre de Reynolds une structure tridimensionnelle symétrique de l'écoulement existe.   fort Reynolds, l'écoulement se dissymétrise favorisant ainsi l'un ou l'autre des deux côtés. Cela explique le fait que la composante w soit non nulle dans le plan median dans notre cas. En particulier en $x^* = 4.5$ on constate l'apparition des structures tridimensionnelles les plus intenses (streaks).

FIGURE 3.28: Profils de vitesse transversale $\overline{w}^*$

3.3 Champ de vitesse

3.3.2 Quantité de Mouvement

À partir des mesures de vitesse et de masse volumique il est possible d'évaluer la variation de quantité de mouvement associée à l'apparition de la phase la vapeur dans l'écoulement. On propose l'adimensionnement suivant afin de comparer les profils au cas non cavitant pour lequel la masse volumique reste constante dans tout l'écoulement.

$$(\bar{\rho} \cdot \bar{u})^* = \frac{\bar{\rho} \cdot \bar{u}}{\rho_l U_0} \quad (3.3)$$

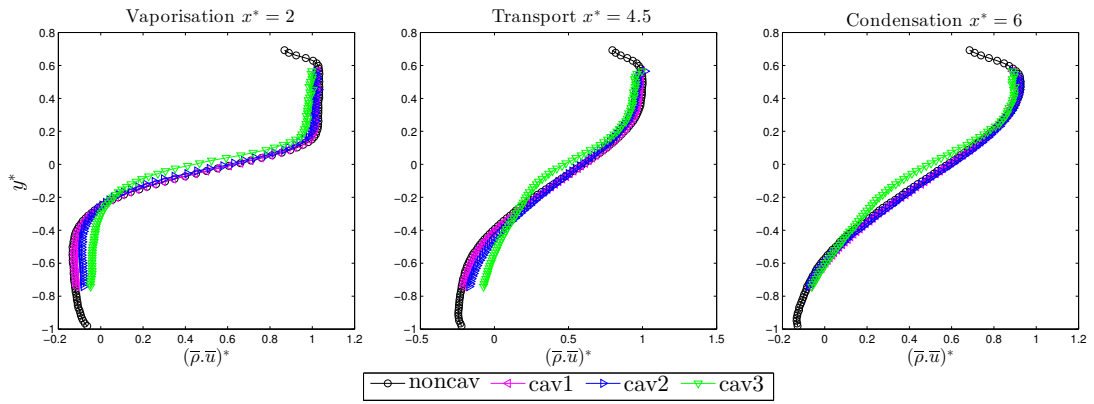


FIGURE 3.29: Profils de quantité de mouvement $(\bar{\rho} \cdot \bar{u})^*$

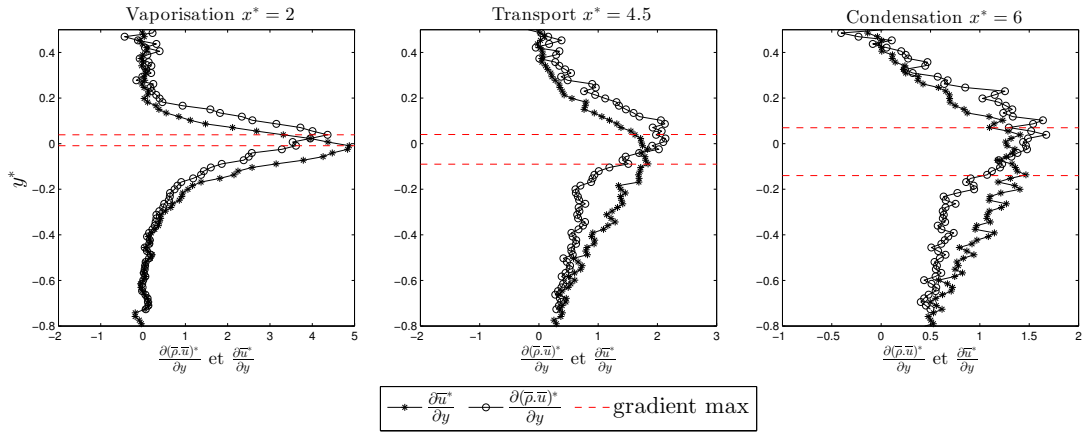


FIGURE 3.30: Profils des gradients de vitesse et quantité de mouvement en cav3

Sur la figure 3.29 on note qu'en cav1 et cav2 la variation de masse volumique est trop faible pour affecter la quantité de mouvement ($\alpha_{max} < 0.12$), ainsi l'écoulement garde donc sa forme initiale. En revanche en cav3 les variations de masse volumique sont plus importantes affectant ainsi la forme des profils mais aussi la forme des gradients, ce qui

affecte l'épaisseur de quantité de mouvement. En effet, on peut voir sur la figure 3.30 que l'intensité et la forme des gradients sont largement modifiées. L'apparition de la phase vapeur engendre un décalage positif de $0.25\delta_\omega$ entre le maximum du gradient de vitesse et le maximum du gradient de quantité mouvement. En fait le maximum de gradient de quantité de mouvement est centré sur la frontière de la zone diphasique et la majeure partie du débit massique passe au dessus de cette zone c'est pourquoi l'entraînement de la couche de cisaillement est moins intense. On peut de plus constater que, pour CAV3, le profil de quantité de mouvement pourrait laisser apparaître un deuxième point d'inflexion qui pourrait changer ses caractéristiques de stabilité et ainsi mettre en place une structure d'écoulement ayant une organisation différente par rapport aux autres cas peu ou pas cavitants.

3.3.3 Champ fluctuant

Écart-type

À partir des courbes représentées sur les figures 3.31 et 3.32 nous sommes en mesure d'évaluer l'influence de la cavitation sur les fluctuations turbulentes de l'écoulement. De façon générale les fluctuations sont maximales au coeur de la zone de cisaillement, correspondant (plus ou moins) à la zone de gradient maximal, ce qui est cohérent avec d'autres écoulements similaires à la marche descendante. Il est intéressant de noter une forme de hiérarchisation des fluctuations dans l'écoulement. En effet dans les zones de vaporisation et de condensation les fluctuations longitudinales sont systématiquement plus importante de 5 à 7% pour le cav3 (fortement cavitant) alors que dans la zone de transport, les fluctuations longitudinale et verticale des cas cavitants sont toujours inférieures aux fluctuations du cas non cavitant. On peut illustrer cette observation en traçant l'évolution du maximum d'énergie cinétique turbulente en 2D en fonction de x^* en supposant dans un premier temps que $v^{*l2} \approx w^{*l2}$

$$k_{2D}^* = \frac{1}{2}(\sqrt{u^{*l2}} + 2\sqrt{v^{*l2}}) \quad (3.4)$$

3.3 Champ de vitesse

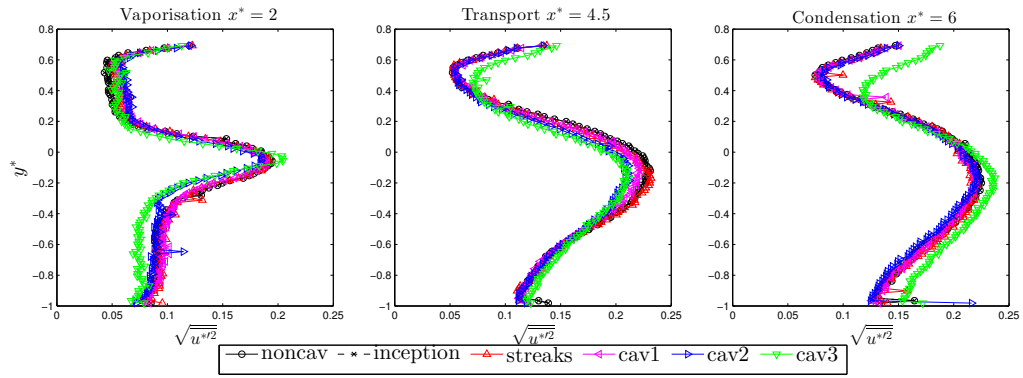


FIGURE 3.31: Profils de l'écart-type de la composante u^*

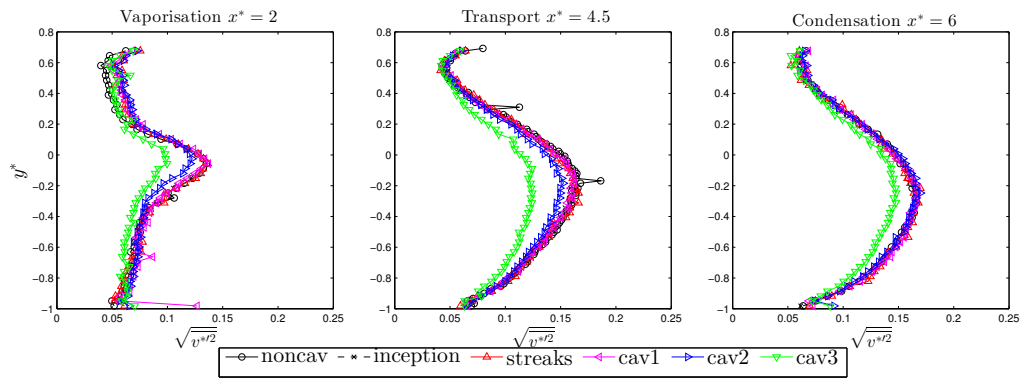


FIGURE 3.32: Profils de l'écart-type de la composante v^*

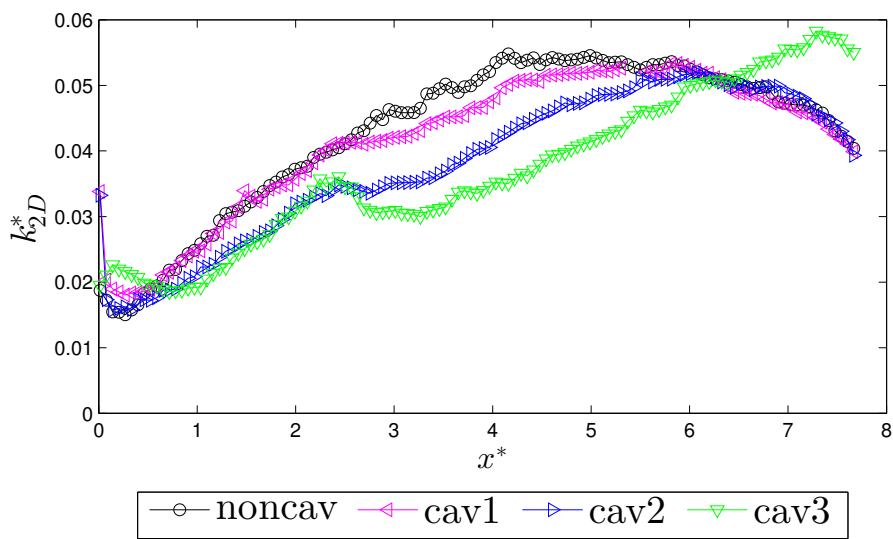


FIGURE 3.33: Évolution du maximum d'énergie cinétique turbulent 2D k_{2D}^* par section

L'évolution longitudinale de l'énergie cinétique 2D (*cf.* figure 3.33) montre principalement une diminution notable de l'ordre de 50% de l'énergie dans la zone de transport (en $x^* = 4$ par exemple) pour le cas le plus cavitant et une augmentation dans la zone de condensation ($x^* > 6$) correspondant à une topologie différente de la zone de recollement. Néanmoins, compte tenu du fait que l'on a accès à la composante fluctuante w' à partir des mesures PIV 2D3C stéréoscopiques, il est intéressant de comparer les effets de la cavitation sur la tridimensionnalité de l'agitation turbulente. Sur la figure 3.34, sont représentés les profils de rms de la composante transversale pour les différents cas étudiés et pour les trois zones considérées. Ces profils attestent d'une augmentation quasi-monotone de l'écart type de cette composante et ce, dans les trois zones, atteignant par exemple jusqu'à 45% de U_0 dans le cas cav3. Cette augmentation compense le déficit d'énergie concédée par les deux autres composantes observé dans la zone de transport. La figure 3.35 montre l'évolution du maximum par section de l'énergie cinétique 3D en fonction de la position longitudinale. On constate une augmentation de l'énergie à partir de $x^*=2$ (correspondant à la zone de transport de la phase vapeur) de l'ordre de 50% pour le cas le plus cavitant pouvant atteindre des valeurs maximales trois fois plus importantes que pour le cas non cavitant. Même si dans la zone de condensation on observe une diminution, les valeurs obtenues restent cependant deux fois plus élevées que celles obtenues sans changement de phase. Cette évolution dénote une nette anisotropie de l'agitation turbulente. L'effet de la cavitation sur l'évolution de l'énergie cinétique et sur l'anisotropie peut également être visualisé sur la figure 3.36. Sur cette figure, sont reportées pour trois points dans l'écoulement (correspondant aux trois zones spécifiques) les évolutions de k_{2D}^* et k_{3D}^* en fonction de la valeur du paramètre de Thomas. Cela montre que l'apparition de la phase vapeur dans l'écoulement induit une augmentation de l'énergie cinétique turbulente déjà observée par Aeschlimann *et al.* [4],[3] dans un écoulement de couche de mélange. Cette augmentation d'énergie cinétique turbulente peut avoir deux origines. La première est la turbulence rotationnelle induite par glissement entre phase due aux structures turbulentes émisent dans le sillage des bulles. La seconde est la turbulence dilatatoire purement divergente due à l'oscillation, la création et l'effondrement des bulles dans un champ de pression fluctuant.

3.3 Champ de vitesse

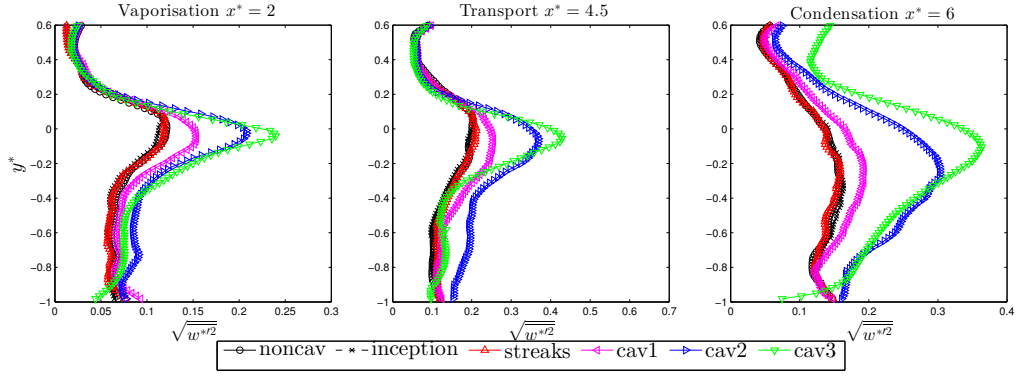


FIGURE 3.34: Profils de l'écart-type de la composante w^*

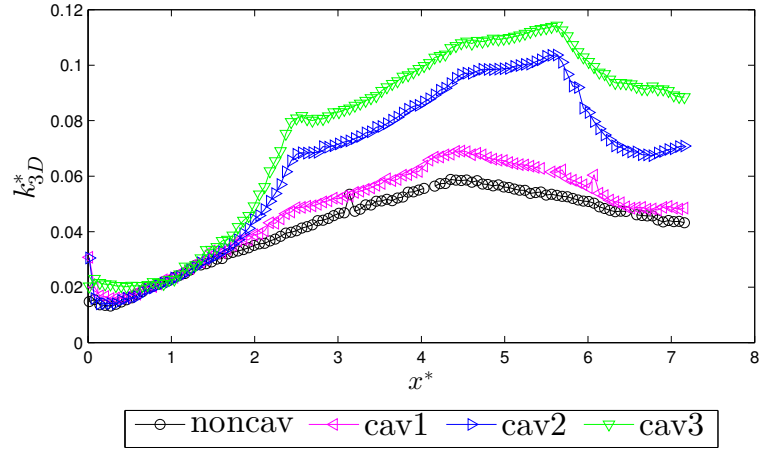


FIGURE 3.35: Évolution du maximum d'énergie cinétique turbulente 3D k_{3D}^* par section

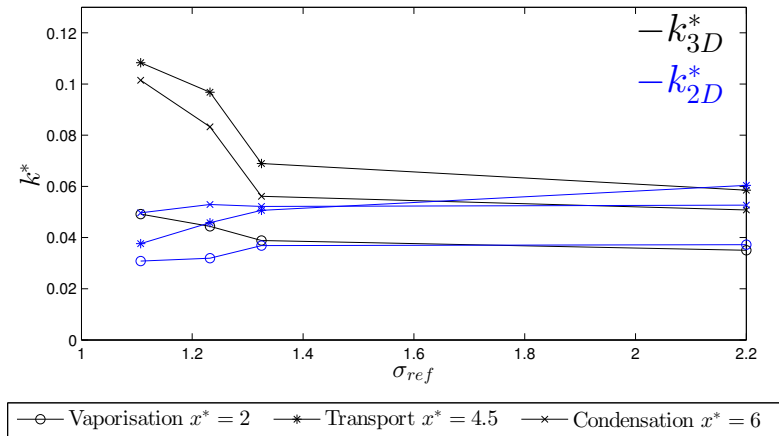


FIGURE 3.36: Évolution de l'énergie cinétique turbulente 3D et 2D

Moments croisés

L'augmentation d'énergie cinétique turbulente est vraisemblablement due à l'oscillation, la création et l'effondrement des bulles dans le champ de pression fluctuant de la zone cisaillement. En effet si cette augmentation était due au sillage des bulles elle devrait être corrélée à une augmentation en valeur absolue des contraintes de cisaillement turbulent. Hors d'après les figures 3.37 et 3.38 c'est le contraire qui se produit. En effet on observe une diminution systématique de $\overline{u^{*'}v^{*'}}$ en valeur absolue avec le niveau de cavitation. Cet effet est également présent sur les contraintes impliquant la composante w jusqu'en cav2. Les fluctuations dilatatoires ont donc tendance à noyer le mouvement cohérent (tourbillon 2D) dans un mouvement incohérent et aléatoire. Pour le cas cav3 on remarque un changement de comportement sur les profils de $\overline{u^{*'}w^{*'}}$ qui s'amorce à partir du cas cav2. En effet la contrainte $\overline{u^{*'}w^{*'}}$ change de signe dans la zone de cisaillement au voisinage de $y^* = 0$. C'est certainement la signature de tourbillons obliques dans l'écoulement, qui sont de plus en plus cohérents à partir du cas cav2. Un exemple de ces tourbillons est montré sur la figure 3.39.

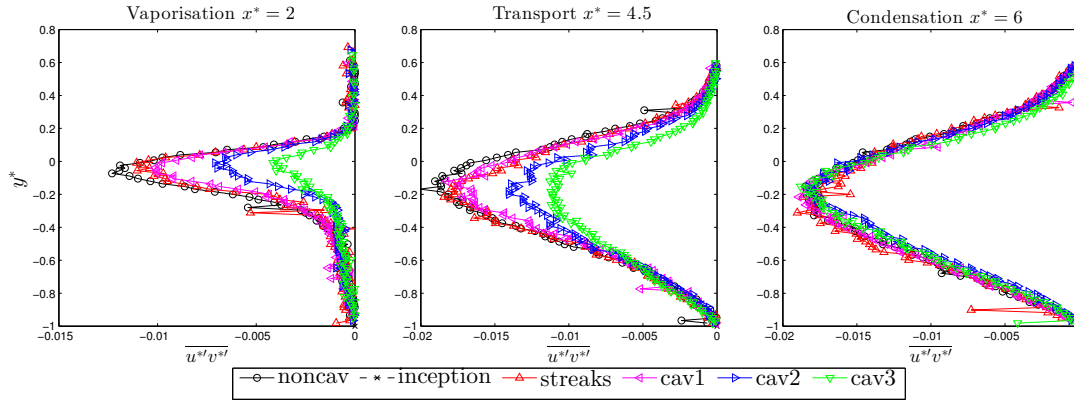


FIGURE 3.37: Profils de la contrainte turbulente $\overline{u^{*'}v^{*'}}$

3.3 Champ de vitesse

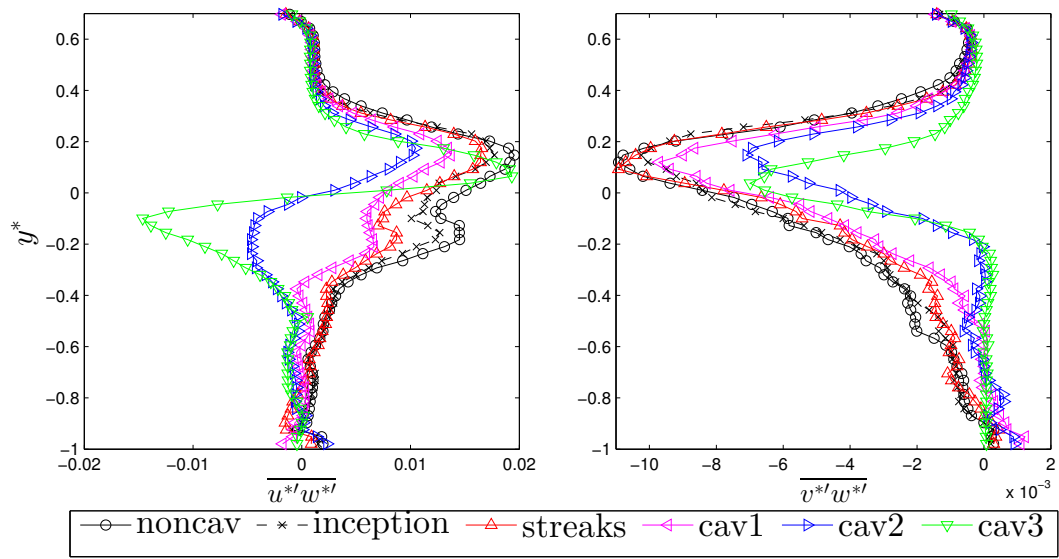


FIGURE 3.38: Profils des contraintes turbulentes $\overline{u'^I w'^I}$ et $\overline{v'^I w'^I}$ dans la zone de transport

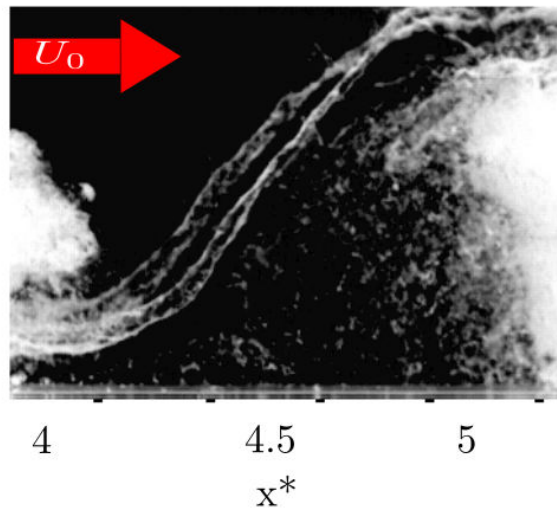


FIGURE 3.39: image instantané d'un couple de tourbillon oblique à l'écoulement en cav3 dans la zone de transport

Moments d'ordre 3 et 4

Les profils de skewness et flatness de la vitesse représentés sur les figures 3.40, 3.41, 3.42 et 3.43 permettent d'explicitier la répartition des fluctuations dans l'écoulement. De manière générale les transferts verticaux de quantité de mouvement sont bien représentés par le skewness. On observe une prédominance des fluctuations positives en partie basse et négatives en partie haute avec un passage gaussien au coeur de la zone de cisaillement. En effet les tourbillons convectés dans la zones de cisaillement ont tendance à prélever de la quantité de mouvement dans la partie rapide pour la déposer dans la partie lente sous la couche de cisaillement. En cav3 la dissymétrie est plus importante dans la zone de vaporisation et s'atténue dans les zones de transport et condensation. La distance entre les pics de skewness dans la zone de vaporisation traduit une augmentation de l'épaisseur de la couche cisailée. Cette observation est en contradiction avec la diminution de l'épaisseur de vorticité vue dans la section précédente : (cf. 3.27); cependant les profils de flatness montrent qu'en cav3 des événements extrêmes apparaissent avec des occurrences non négligeables. La nature de ces événements extrêmes est sans doute d'ordre tourbillonnaire du fait de la forte variation de skewness dans la zone de vaporisation, c'est certainement ces événements extrêmes qui influence la dynamique de l'écoulement et provoquent le changement majeur de topologie observé en cav3.

3.3 Champ de vitesse

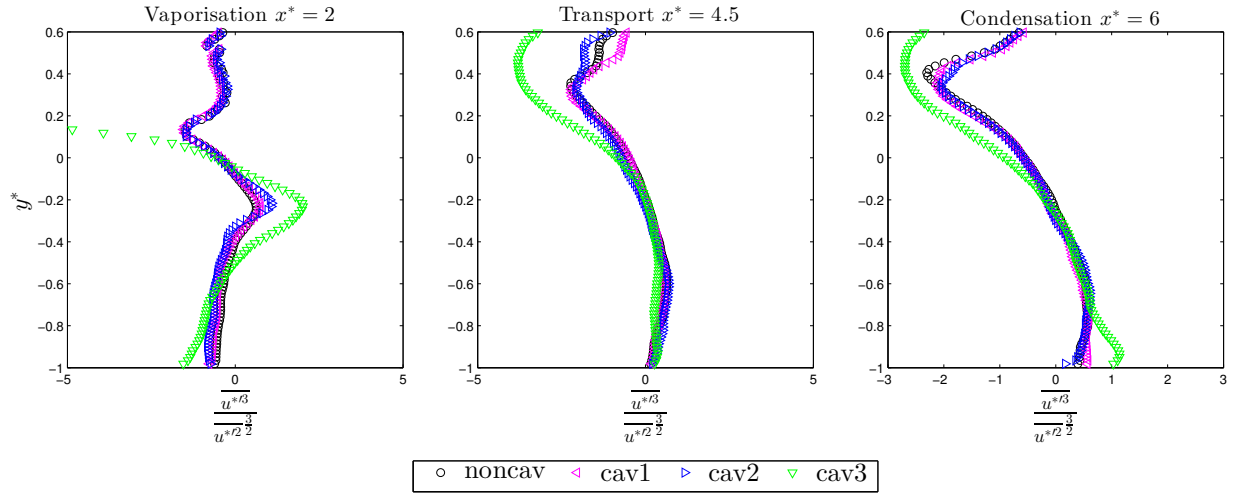


FIGURE 3.40: Profils du skewness de la composante u

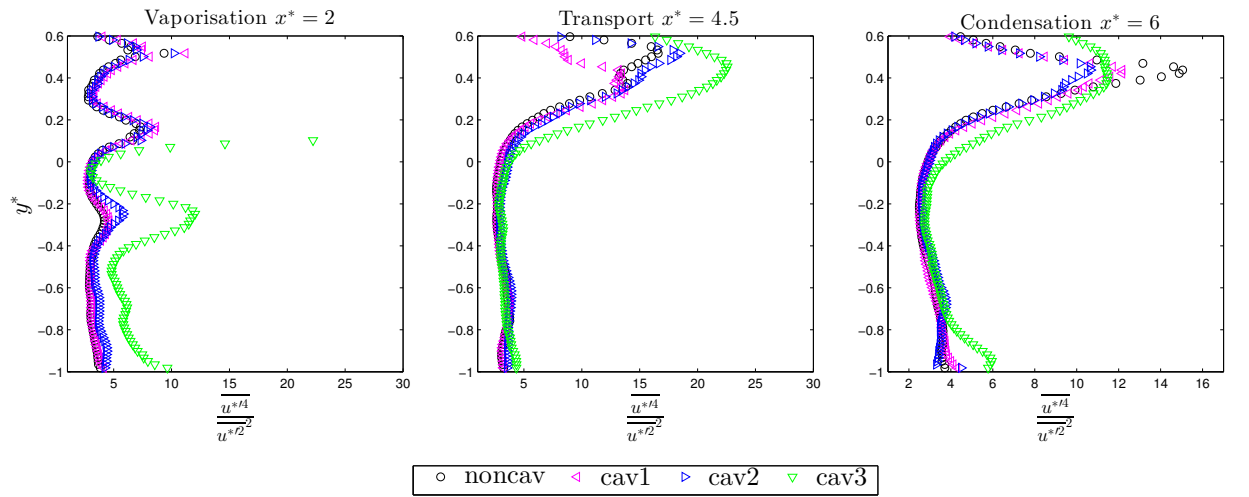
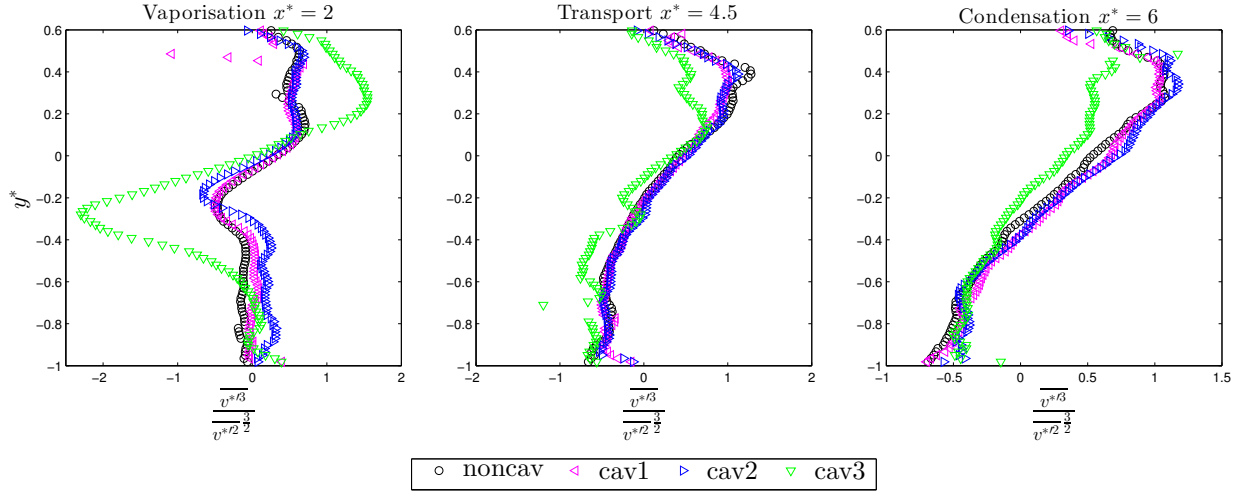
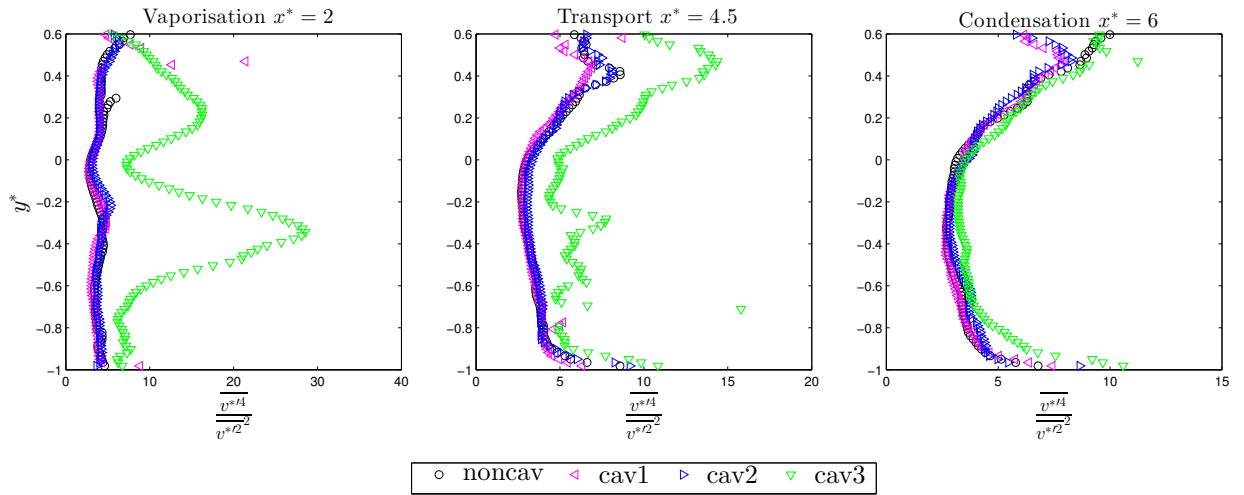


FIGURE 3.41: Profils du flatness de la composante u

FIGURE 3.42: Profils du skewness de la composante v FIGURE 3.43: Profils du flatness de la composante v

Une observation similaire peut être faite sur les skewness et flatness de la composante verticale. La principale différence de comportement est observée dans la zone de vaporisation où pour le cas le plus cavitant on note une majorité de fluctuations négatives de vitesse verticale traduisant des occurrences de mouvement intermittent descendant de fluide qui s'homogénéise plus loin en aval dans la zone de transport.

3.4 Conclusion sur la topologie moyenne et fluctuante de l'écoulement

L'étude statistique approfondie des mesures de taux de vide, de pression et de vitesse a permis de mettre en évidence l'influence de la cavitation sur la répartition moyenne des grandeurs physiques de l'écoulement ainsi que sur le caractère fluctuant de celles-ci. Afin de mieux comprendre l'évolution des grandeurs avec le niveau de cavitation l'écoulement a été séparé en trois zones selon l'évolution du volume de vapeur.

Zone de vaporisation : Le taux de vide est croissant dans la direction x .

Zone de transport : Le taux de vide reste relativement constant dans la direction x .

Zone de condensation : Le taux de vide décroît progressivement dans la direction x .

De manière générale, il a été observé un changement drastique de topologie de l'écoulement en moyenne et en valeur fluctuante pour des taux de vide élevés pouvant atteindre des valeurs de l'ordre de 50%. Ce changement de topologie se traduit par une augmentation de la longueur de recollement dans le cas le plus cavitant, une structuration de la phase vapeur différente caractérisée par un élargissement de la zone diphasique et un allègement du fluide en partie basse. On note également une légère diminution de l'épaisseur de vorticité dans la zone amont de l'écoulement et une diminution de l'ordre de 30% dans la zone de condensation. La forte variation de masse volumique entraîne une modification de la quantité de mouvement dans la zone cisailé de l'écoulement. Concernant l'agitation turbulente, l'effet de l'augmentation du taux de vide se traduit par l'occurrence d'événements extrêmes et intermittents visibles sur les champs de taux de vide mais également sur les champs de vitesse et en particulier pour le cas cav3. La cavitation engendre une augmentation de l'agitation turbulente dont le caractère est fortement anisotrope et tridimensionnel. L'augmentation de l'énergie cinétique est notable dans la zone de transport de taux de vide et est principalement due à une augmentation des fluctuations de la composante transversale w' . Cette augmentation atteint son maximum dans la zone de transport pour le cas cav3. Cette énergie supplémentaire n'est a priori pas de nature tourbillonnaire puisque l'analyse du tenseur des contraintes de Reynolds a montré une diminution du cisaillement turbulent mais plutôt de nature dilatatoire dans une direction privilégiée de l'écoulement. L'analyse de ce mécanisme dilatatoire ainsi que celle liée au mécanisme d'occurrence d'événements extrêmes est réalisée dans les chapitres suivants. On s'intéressera alors à l'analyse dynamique des structures diphasiques de l'écoulement ainsi qu'à la modélisation de la turbulence et du changement de phase.

CHAPITRE 4

DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT

Dans ce chapitre nous présentons la structure de l'écoulement à partir des différentes mesures de vitesse, de masse volumique et de pression. En particulier à partir des mesures résolues en temps, il est possible de déterminer les échelles spatiales et temporelles associées aux corrélations des différentes grandeurs mesurées. De plus les mesures résolues en temps permettent également de caractériser l'évolution des différentes instabilités présentes dans l'écoulement (Kelvin-Helmholtz, flapping et shedding) en fonction du niveau de cavitation en réalisant des analyses spectrales des signaux. Enfin une attention particulière est portée à l'étude des événements extrêmes détectés dans le cas cav3 à partir de l'évolution des moments statistiques vue dans le chapitre précédent. Cette analyse spatio-temporelle permet de bien appréhender les mécanismes d'interactions mutuelles entre les phases et de cerner plus finement les échelles qui y contribuent. Ce chapitre constitue en soi une base de données expérimentales pouvant servir de comparaison aux résultats issus de simulations instationnaires comme par exemple la "simulation des grandes échelles d'écoulement cavitant". Avant la réalisation et l'interprétation des mesures de la phase liquide et vapeur, nous avons procédé à une étude préliminaire consistant en un diagnostic des effets de la phase vapeur sur les structures à grande échelle. Cette étude a été réalisée dans un premier temps grâce à l'analyse des signaux de pression pariétale couplés à des visualisations rapides. Bien que les visualisations ne fournissent qu'un aspect qualitatif de la phase vapeur, des inter-corrélations spatio-temporelles ont été effectuées entre la pression et les niveaux de gris issus des images pour appréhender la signature des structures cavitantes et les événements extrêmes associés. Ces résultats préliminaires sont présentés en Annexe C et ont été publiés dans le proceeding de « 8th International Conference on Multiphase Flow », ICMF 2013.

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

En utilisant les mesures instantanées par absorption de rayons X il est possible de calculer les fonctions de corrélations spatio-temporelles de la répartition de vapeur dans les trois zones choisies précédemment. Elles sont définies par :

$$R_\alpha(x_0, y_0, \Delta_x, \Delta_t) = \frac{\overline{\alpha'(x_0, y_0, t)\alpha'(x_0 + \Delta_x, y_0, t + \Delta_t)}}{\sqrt{\overline{\alpha'^2(x_0, y_0)} \cdot \overline{\alpha'^2(x_0 + \Delta_x, y_0)}}} \quad (4.1)$$

Ces fonctions permettent de remonter à deux informations importantes de l'écoulement, d'une part les échelles spatiales et temporelles des structures de vapeur et d'autre part leurs vitesses de convection. La figure 4.1 représente ces fonctions de corrélations sous forme de cartes d'iso-contours. On peut remarquer que l'échelle spatiale (axe y) et le temps de vie (axe x) des structures augmente avec le niveau de cavitation et passe par un maximum dans la zone de transport. Pour le cas le plus cavitant (cav3), dans la zone de vaporisation, la tache de corrélation est très large en temps ce qui signifie que la dynamique de la phase vapeur est plus lente dans cette zone. La pente des droites (en rouge), calculée par une méthode des moindres carrés, représente la vitesse de convection des structures diphasiques. Celle ci augmente avec le niveau de cavitation comme prévue à partir du raisonnement sur la densité du fluide entraîné par la couche de cisaillement [20]. On remarque également que cette vitesse de convection diminue en aval avec l'expansion des structures. Le tableau ci-dessous donne les valeurs de cette vitesse de convection adimensionnelle pour les différents cas étudiés.

U_c^*	Vaporisation	Transport	Condensation
cav1	0.5	0.45	0.4
cav2	0.55	0.45	0.45
cav3	0.6	0.6	0.5

Dans le cas cav3 on distingue une vitesse de convection secondaire négative (droite en pointillé) d'environ $U_c^* = -0.15$, cette vitesse négative correspond à une oscillation basse fréquence d'une structure diphasique dans la zone de vaporisation.

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

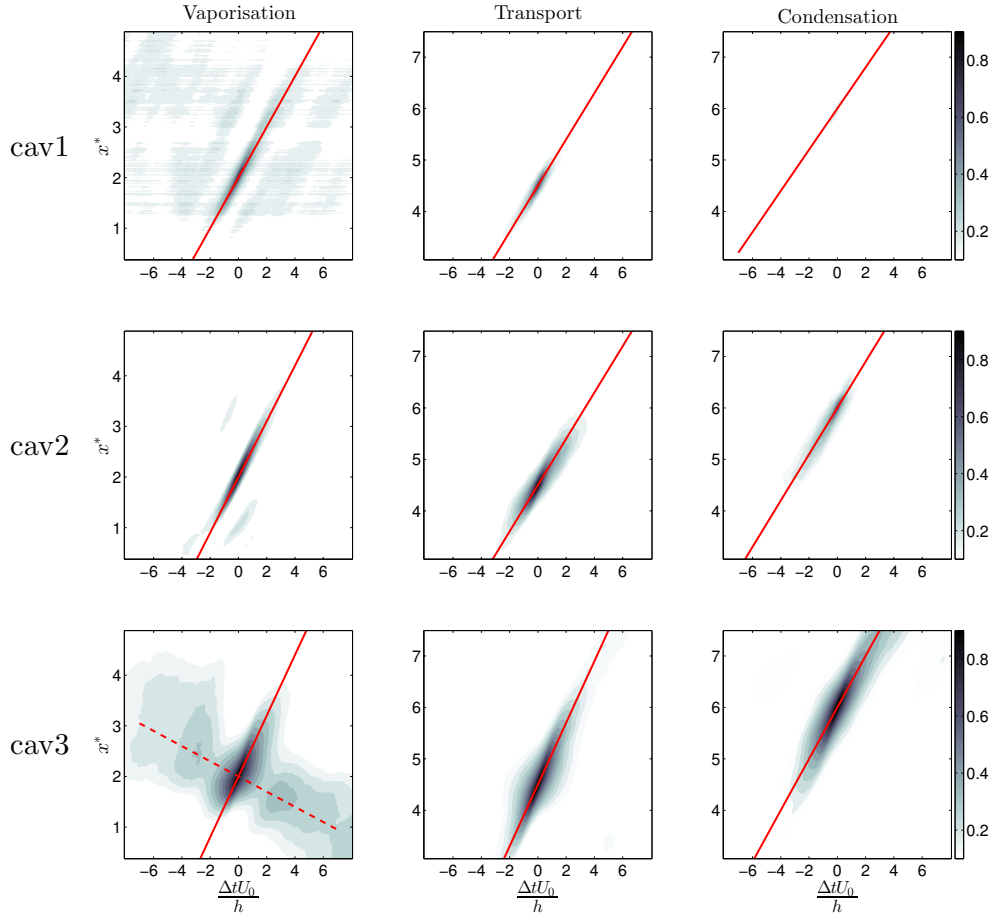


FIGURE 4.1: $R_\alpha(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ dans les trois cas de cavitation développée

A partir des corrélations spatiales, il est possible de calculer l'échelle intégrale spatiale (dans la direction verticale) relative au taux de vide. Cette échelle adimensionnée par la taille de la marche et par l'épaisseur de vorticité locale pour les différents points de fonctionnement est définie par :

$$L_{y\alpha} = \int_{-\frac{h}{2}}^{\frac{h}{2}} R_\alpha(x_0, y_0, \Delta_y, \Delta_t) d\Delta_y \quad (4.2)$$

Son évolution en fonction de la distance en aval de la marche est donnée dans le tableau suivant. Pour les cas CAV1 et CAV2 l'épaisseur de vapeur passe par un maximum dans la zone de transport entre $x^* = 3$ et $x^* = 4.5$. En CAV3 l'épaisseur de vapeur passe par un minimum en $x^* = 2$ et ne fait que croître par la suite, le maximum local en $x^* = 1$ correspond en fait à la contribution de la zone de résurgence dans la fonction de corrélation. Le fait de normaliser cette échelle par l'épaisseur de vorticité locale montre que dès le cas cav2 la vapeur s'étend au delà des tourbillons de la couche de cisaillement

et ceci au voisinage de la marche.

	x^*	1	2	3	4.5	6	7
CAV1	$L_{y\alpha}^*$	0.05	0.2	0.28	0.24	0.06	0.03
	$\frac{L_{y\alpha}}{\delta_\omega}$	0.33	0.66	0.63	0.4	0.07	0.02
CAV2	$L_{y\alpha}^*$	0.26	0.42	0.54	0.46	0.27	0.16
	$\frac{L_{y\alpha}}{\delta_\omega}$	1.73	1.61	1.35	0.76	0.33	0.14
CAV3	$L_{y\alpha}^*$	0.58	0.51	0.52	0.59	0.65	0.7
	$\frac{L_{y\alpha}}{\delta_\omega}$	4.14	2.42	1.36	1.07	0.89	0.86

Un travail similaire peut être réalisé à partir des signaux de pression fluctuante. On calcule de la même façon les corrélations spatio-temporelles de la pression pariétale définies par :

$$R_P(x_0, \Delta_x, \Delta_t) = \frac{\overline{P'(x_0, t)P'(x_0 + \Delta_x, t + \Delta_t)}}{\sqrt{\overline{P'^2(x_0)}} \cdot \sqrt{\overline{P'^2(x_0 + \Delta_x)}}} \quad (4.3)$$

L'échelle intégrale spatiale associée aux fluctuations de pression se définit également par :

$$L_{xP} = \int_0^{7.5h} R_P(x_0, \Delta_y, \Delta_t) d\Delta_x \quad (4.4)$$

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

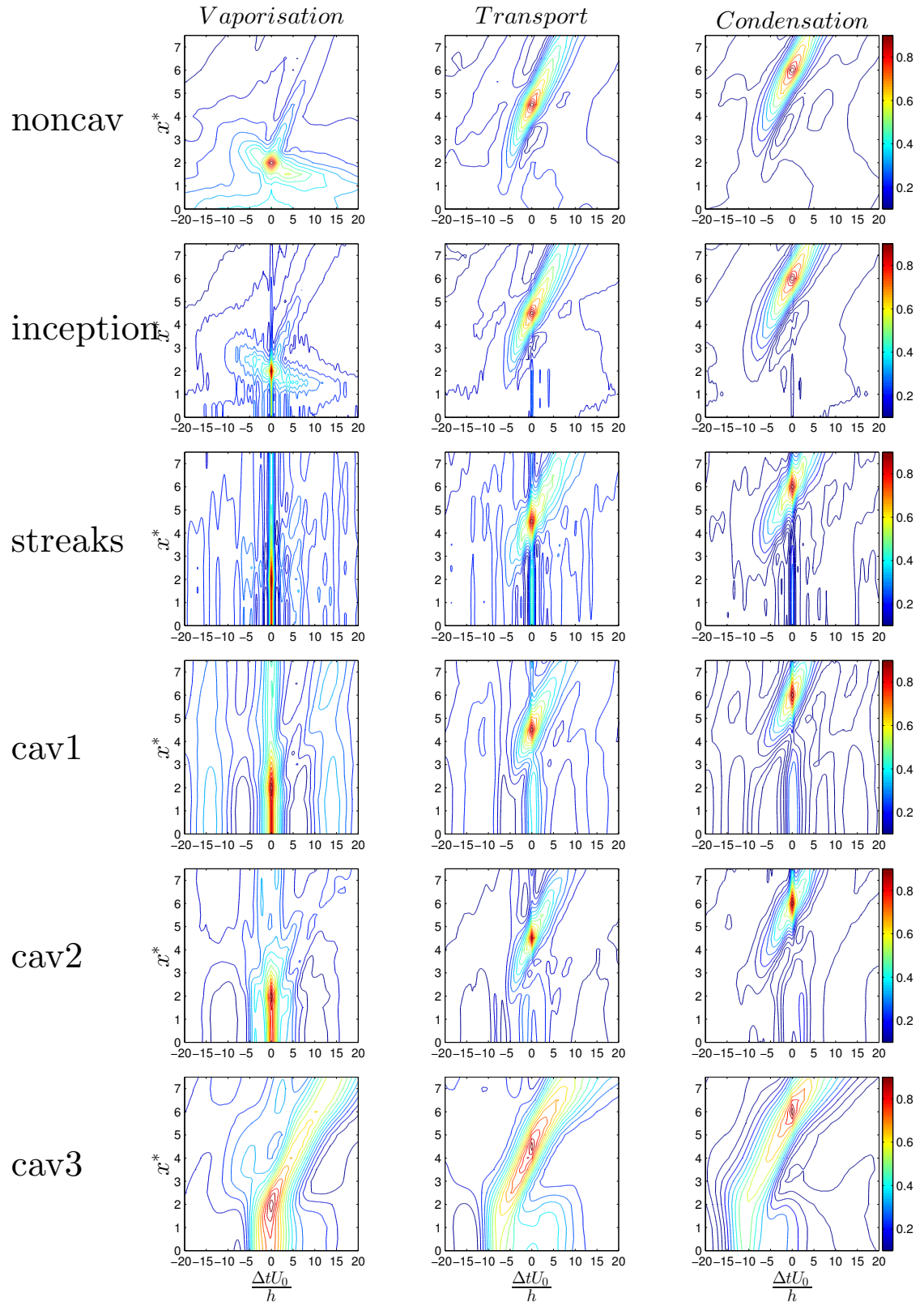
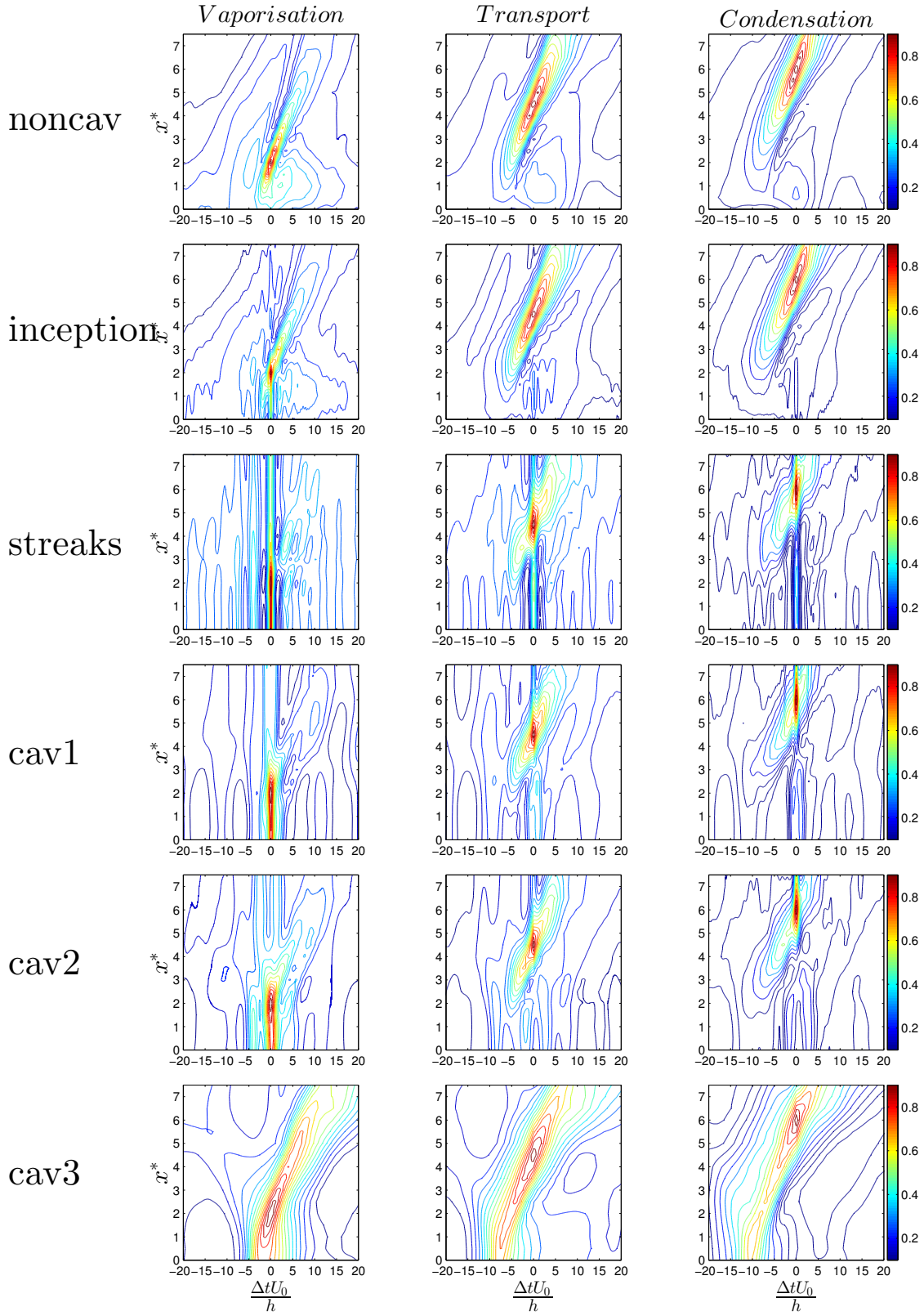


FIGURE 4.2: $R_P(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ au plancher

FIGURE 4.3: $R_P(x_0, \Delta_x, \Delta_t)$ au plafond

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

Ces corrélations représentées sous forme de cartes d'iso-contours sur les figures 4.2 et 4.3 permettent de déduire des échelles spatiales et temporelles ainsi que des vitesses de convection liées cette fois aux fluctuations de pression mesurées au niveau du plancher de la veine et en partie haute également. La vitesse de convection déduite par une méthode des moindres carrés à partir de la pente des stries obliques est de l'ordre de $U_{cp}^* = 0.4$. Cette vitesse est inférieure à celle estimée à partir des corrélations spatio-temporelles des signaux de taux de vide. Cela est principalement dû au milieu diphasique traversé qui perturbe la propagation des ondes de pression émises par les structures tourbillonnaires. Il faut cependant noter que les stries sont relativement larges et peuvent engendrer une estimation biaisée de cette vitesse de convection et en particulier lorsque l'écoulement présente un fort taux de vide (cas cav3). Au plancher, en régime non-cavitant et dans le cas inception on remarque une vitesse négative de l'ordre de $0.1U_0$ dans la zone de vaporisation, elle correspond aux fluctuations de l'écoulement de retour dans la zone de recirculation. Dès que l'écoulement cavite l'échelle de corrélation temporelle des fluctuations de pression diminue très vite pour atteindre un minimum dans le cas streaks. En ce qui concerne l'échelle intégrale spatiale de pression, on peut également la déduire des corrélations précédemment calculées. Sur la figure 4.4, sont représentées les échelles calculées pour les différents cas cavitants en fonction de la distance en aval de la marche. On note que cette échelle L_{xp}^* est maximale dans les cas streaks et cav1 et atteint une valeur de 4 fois la hauteur de marche environ dans la zone de vaporisation.

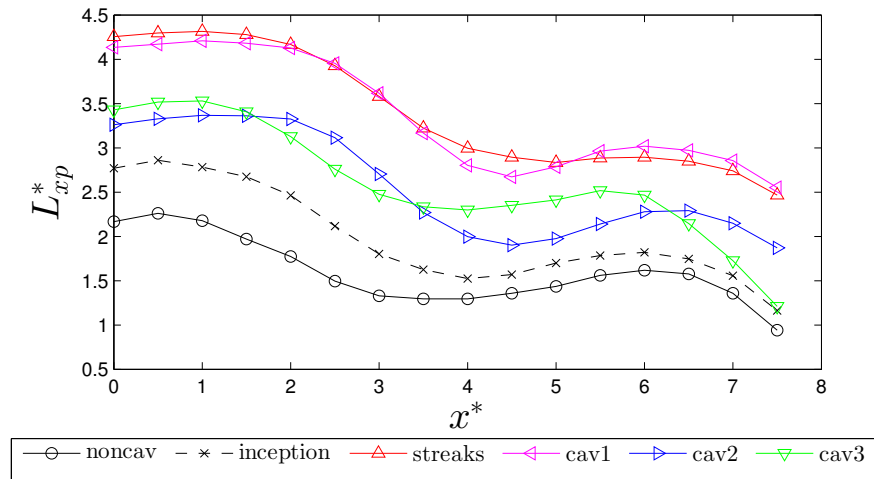


FIGURE 4.4: Échelles intégrales des fluctuations de pression au plancher

L'augmentation de la longueur de corrélation spatiale et la diminution de l'échelle temporelle sont dues à la part acoustique des fluctuations de pression. En effet à l'échelle

de notre échantillonnage, pour les faibles taux de vide, les implosions de bulles sont perçues quasiment instantanément par tous les capteurs. De plus pour le cas "streaks" les tourbillons qui cavitent sont longitudinaux et parallèles à l'écoulement, ils émettent donc un bruit qui parvient aux capteurs de façon simultanée, particulièrement dans la zone de transport où ces tourbillons longitudinaux apparaissent. L'échelle intégrale des fluctuations de pression est maximale au voisinage de la marche, c'est vraisemblablement dû à un mouvement d'ensemble, basse fréquence, perçu par les capteurs amont. En effet dans toute la zone voisine de la marche ($x^* = 0$) le niveau de corrélation à temps nul est supérieur à 0.9. Lorsque le taux de vide augmente (dans les cas cav2 et cav3), l'échelle intégrale repasse à un niveau intermédiaire de l'ordre de deux fois la hauteur de marche. Les tourbillons convectifs, perpendiculaires à l'écoulement, sont de plus en plus audibles car ils transportent des bulles qui se créent, oscillent et implosent au cours de leurs trajets dans la zone de cisaillement. C'est donc la part tourbillonnaire des fluctuations de pression qui prend le dessus, artificiellement amplifiée par les bulles transportées. C'est pourquoi en cav3 dans la zone de vaporisation les tourbillons convectés en aval corréleront toujours avec les capteurs situés en amont (niveau de corrélation supérieur à 0.8).

À partir des mesures PIV rapide on détermine de la même façon l'échelle intégrale des structures tourbillonnaires dans la zone de cisaillement en intégrant les courbes de corrélations spatiales de la figure 4.5. Cette échelle est définie par :

$$L_{yu}^* = \int_{-0.5}^{0.5} R_u(x, \Delta y^*) d\Delta y^* \quad (4.5)$$

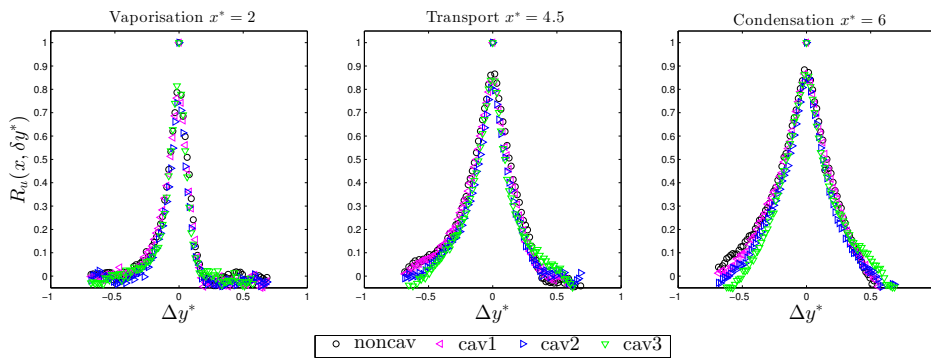


FIGURE 4.5: Courbe de corrélation spatiale de la vitesse longitudinale

Les courbes ci-dessus montrent une corrélation pour des distances plus importantes correspondant à une extension verticale des structures. Afin de mieux comprendre l'évolution de l'échelle des structures tourbillonnaires dans l'écoulement on représente l'évolution

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

de l'échelle intégrale de deux façons : la première, normalisée par la hauteur de marche L_{yu}^* , la seconde, normalisée par l'épaisseur de vorticité déterminée à partir des gradients moyens de vitesse $\frac{L_{yu}}{\delta_\omega}$.

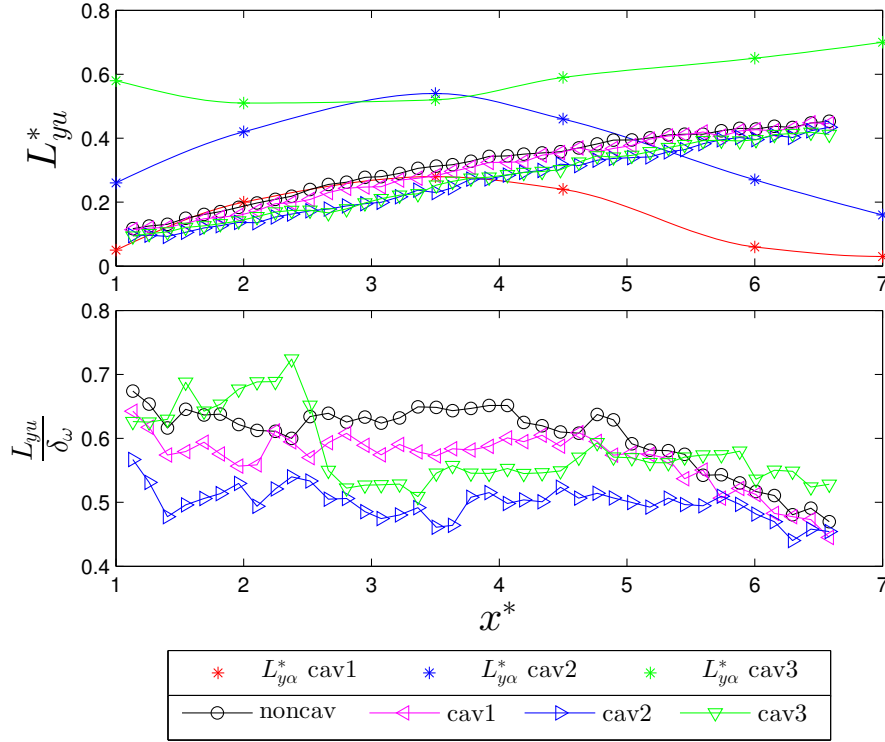


FIGURE 4.6: Échelles intégrales de l'écoulement

Il est intéressant de comparer les échelles intégrales spatiales de taux de vide et de vitesse en fonction du niveau de cavitation (valeurs reportées sur le tableau précédent pour $L_{y\alpha}$ et sur la figure 4.6 pour L_{yu}). On constate que pour le cas CAV1 correspondant à un taux de vide maximal de 3%, les échelles liées aux deux grandeurs sont quasi-identiques dans la zone de vaporisation et de transport, caractérisant ainsi la création de vapeur au coeur des structures tourbillonnaires de la couche cisailée et qui sont convectées par l'écoulement.

Le taux de vide étant faible les structures tourbillonnaires ne semblent pas être détruites en leur coeur et le fluide dans la zone de recirculation restant encore liquide, leur taille n'est pas modifiée. On rappelle que par rapport au cas non cavitant l'échelle intégrale est très légèrement diminuée pour ce cas précis. Dans la zone de condensation, correspondant à une zone de recompression, les structures tourbillonnaires gardent une taille similaire au cas non cavitant mais en revanche l'effondrement des bulles engendre des tailles de structures diphasiques beaucoup plus petites.

En CAV2, le taux de vide maximal est de 13% (aux alentours de $x^* = 3.5$) et on constate une différence notable des deux échelles. L'échelle calculée à partir de la vitesse liquide diminue avec le niveau de cavitation, correspondant à une taille plus petite des tourbillons de la couche cisailée car le fluide à entraîner en partie basse est plus léger. L'échelle intégrale dans la direction verticale calculée à partir du signal de taux de vide est deux fois plus importante dans la zone de vaporisation et de transport. Ceci traduit une expansion verticale des structures vapeur au-delà de la couche cisailée. Dans la zone de condensation on retrouve le même comportement que pour les faibles taux de vide, c'est-à-dire des tailles de structures de vapeur plus petites dû à l'effondrement des bulles. Ce phénomène n'est pas visible pour le cas le plus cavitant CAV3 (taux de vide maximal de 45%) car l'effondrement se situe plus en aval correspondant à une distance de recollement plus éloignée (comme constaté sur les profils de vitesse). Cette expansion verticale de la taille des structures de vapeur pour les cas CAV2 et CAV3 est liée au mécanisme d'entraînement des bulles au voisinage du tourbillon de couche cisailée, bulle générées également dans la partie basse de la zone de recirculation. Les courbes de la figure 4.6 montrent également que l'échelle intégrale verticale des fluctuations de vitesse longitudinale croît de façon continue dans la direction de l'écoulement comme cela a été constaté par Furuichi *et al.* [26] à partir de mesures LDV en monophasique. La normalisation par l'épaisseur de vorticité permet de voir que l'échelle intégrale décroît avec le niveau de cavitation (de noncav à cav2) et reste cohérente avec l'évolution de l'épaisseur de vorticité entre $x^* = 1$ et $x^* = 6$ (rapport constant). En cav3 le comportement est bien plus erratique, on distingue deux régimes différents. Entre $x^* = 1$ à $x^* = 3$, l'échelle intégrale est de l'ordre de l'épaisseur de vorticité, en $x^* = 3$ on observe un brusque changement de l'écoulement qui perd de la cohérence avec le cisaillement moyen. Ce changement de régime indique que l'écoulement en cav3 est très diff rent du comportement identifié dans les autres cas et nécessite des analyses supplémentaires.

Enfin les mesures PIV résolues en temps permettent de calculer les corrélations spatio-temporelles de la vorticité R_{Ω_z} dont un exemple en grandeur instantanée est présenté sur la figure 4.7 pour le cas NONCAV.

$$R_{\Omega_z}(x_0, \Delta_x, \Delta_t) = \frac{\overline{\Omega'_z(x_0, t) \Omega'_z(x_0 + \Delta_x, t + \Delta_t)}}{\sqrt{\overline{\Omega'^2_z(x_0)} \cdot \overline{\Omega'^2_z(x_0 + \Delta_x)}}} \quad (4.6)$$

avec $\Omega_z = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y}$

4.1 Échelles et vitesse de convection de l'écoulement

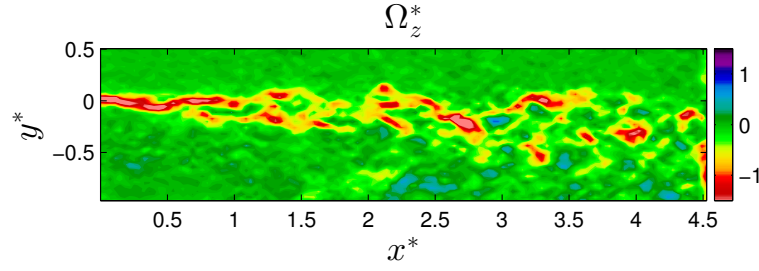


FIGURE 4.7: Champ de vorticité instantané en non cavitant

Ces corrélations nous permettent de déterminer la vitesse de convection associée aux structures tourbillonnaires de la zone de cisaillement. Ces vitesses sont mises en évidence par la pente des maxima de corrélation dans les diagrammes (temps-espace) de la figure 4.8.

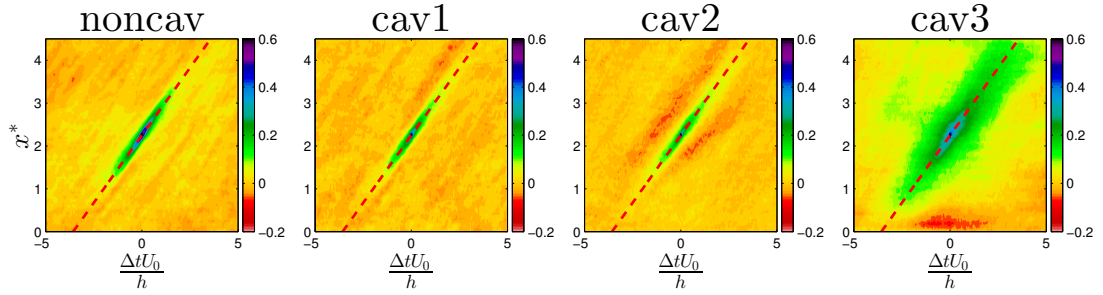


FIGURE 4.8: Carte de corrélation de la vorticité au début de la zone de transport $x^* = 2.5$

Les vitesses estimées sont de l'ordre de $0.63U_0$ pour les quatre cas et elles corroborent la vitesse de $0.6U_0$ observée par Lee [56] à partir de mesures de pression. Contrairement aux vitesses de convection estimées à partir des structures de vapeur on ne distingue pas d'accélération des structures tourbillonnaires avec le niveau de cavitation. Cependant la tache de corrélation en cav3 est quasiment deux fois plus large que dans les autres cas ce qui présuppose que plusieurs valeurs de vitesse de convection sont possibles. Comme mentionné plus haut l'écoulement en cav3 présente une forte variabilité et nécessite une analyse privilégiée.

4.2 Analyse spectrale

Il est rappelé ici qu'une analyse spectrale peut être réalisée à partir des signaux de vitesse mesurés par LDV, des signaux de taux de vide et de pression pariétale. Il est également intéressant de rappeler les différentes instabilités mises en évidence dans la littérature et leurs fréquences respectives (*cf.* §1.3.3). La structure instationnaire de l'écoulement est pilotée par trois instabilités. La première est l'instabilité de Kelvin Helmholtz, elle correspond au lâcher de tourbillons successifs dans la couche de cisaillement. Dans notre cas la fréquence de ce lâcher tourbillonnaire se situe autour de la centaine de hertz (la valeur exacte adimensionnelle sera précisée par la suite pour les différents points de fonctionnement).

Les mesures LDV réalisées à la frontière de la zone diphasique permettent de déterminer, pour notre écoulement, la fréquence de cette première instabilité. Les spectres pré-multipliés de la figure 4.9 ont été obtenus en ré-échantillonnant les signaux à la moitié de la fréquence moyenne d'acquisition (environ 7 kHz). Ces densités spectrales de puissance sont montrées pour différents cas de cavitation dans deux régions spécifiques de l'écoulement correspondant à la zone de vaporisation et de transport.

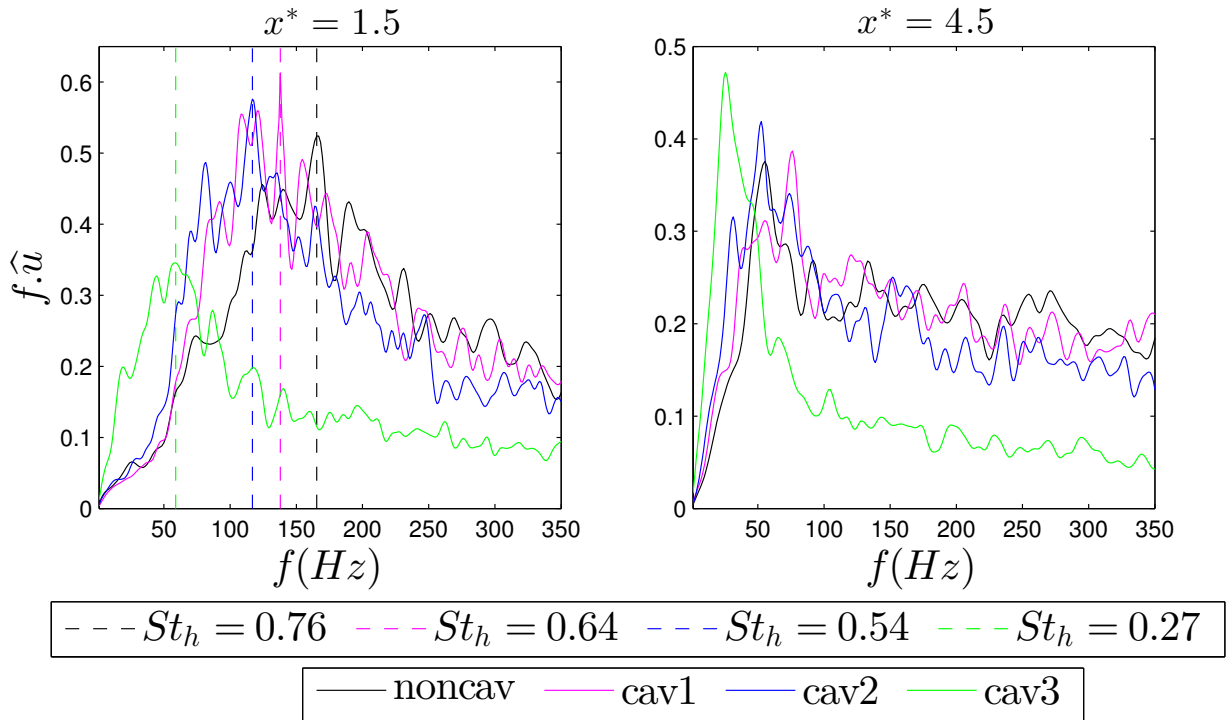


FIGURE 4.9: Spectres de puissance des signaux de la composante u mesurée en LDV

4.2 Analyse spectrale

Les fréquences et les nombres de Strouhal correspondant aux pics majoritaires des spectres sont reportés dans le tableau ci-dessous. On rappelle que les nombres de Strouhal (fréquence normalisée par une vitesse et une longueur) se déterminent de la façon suivante.

$$St_h = \frac{fh}{U_0} \quad \text{et} \quad St_{\delta_\omega} = \frac{f\delta_\omega}{U_c} \quad (4.7)$$

cas	f(Hz)	St_h	St_{δ_ω}
noncav	163	0.76	0.3
cav1	137	0.64	0.25
cav2	116	0.54	0.21
cav2	58	0.27	0.08

Concernant les cas noncav, cav1 et cav2 la fréquence du pic majoritaire semble être cohérente avec l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, en revanche en cav3 la fréquence du pic majoritaire est plus basse et bien distincte de la valeur classique de la fréquence de l'instabilité Kelvin-Helmholtz. La deuxième instabilité appelée "flapping" correspond au battement de la couche de cisaillement (environ 10 Hz) et enfin la troisième instabilité est un lâcher tourbillonnaire en aval de la zone de recirculation dont la fréquence caractéristique est également de l'ordre de la dizaine de Hertz.

Les spectres des signaux de taux de vide ont été calculés le long de la ligne de décollement ($y^* = 0$) et représentés sur la figure 4.10 sous forme de cartes d'iso-contours.

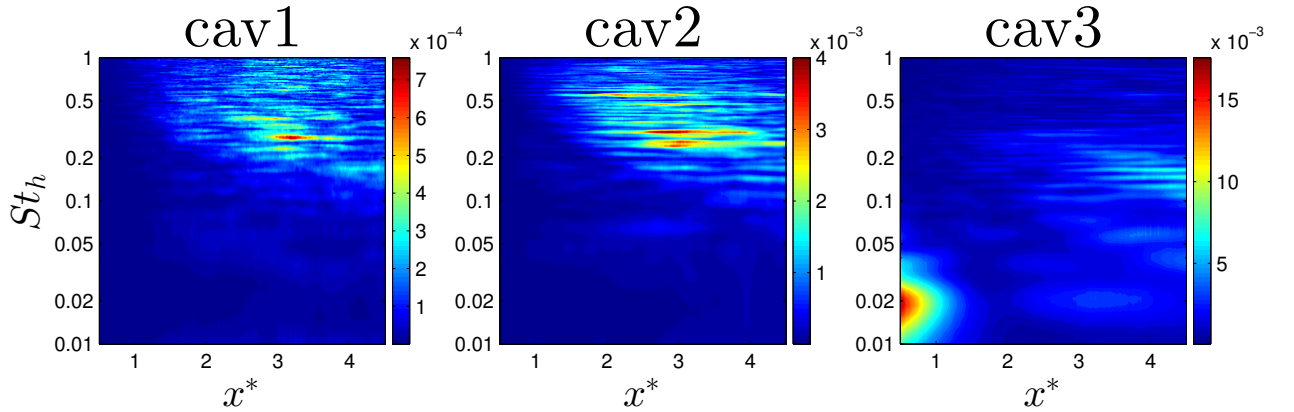


FIGURE 4.10: Spectres de taux de vide pour les trois cas de cavitation développée

Pour le cas cav2 on remarque des pics d'énergie correspondant à des nombres de strouhal basés sur la hauteur de marche de $St_h = 0.5$ et $St_h = 0.25$ ($\sim 100 - 50 \text{ Hz}$). Ces fréquences sont caractéristiques du lâcher de poche de vapeur. On remarque également que la fréquence de ce phénomène se divise en $x^* = 3$. Cela correspond certainement

à des appariements de tourbillons transportant de la vapeur. En cav1 la répartition en vapeur étant partielle les fréquences de ce phénomène sont moins marquées. Pour le cas cav3 les fréquences correspondant aux lâchers de poches de vapeur sont nettement plus basses ; il apparaît également un pic d'énergie à très basse fréquence dans la partie amont de l'écoulement. Comme mentionné plus haut sur les corrélations, ce phénomène basse fréquence correspond à une oscillation basse fréquence d'une poche de vapeur en amont.

La pression fluctuante représente une information plus globale en terme spectral. En effet les capteurs de pression perçoivent l'information dans tout l'écoulement. Les spectres de puissance normalisés par leur aire sont tracés sur les figures 4.11 et 4.12. Ils donnent une bonne représentation de la répartition des différentes instabilités de l'écoulement.

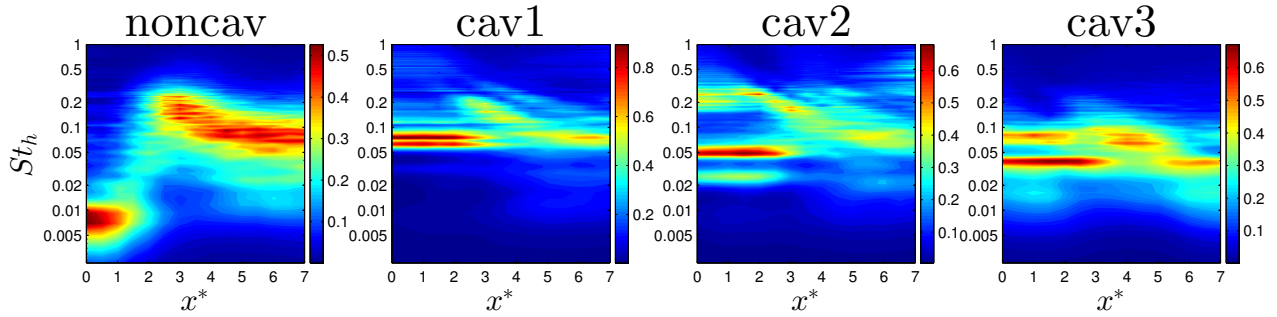


FIGURE 4.11: Spectres de puissance de la pression pariétale au plancher

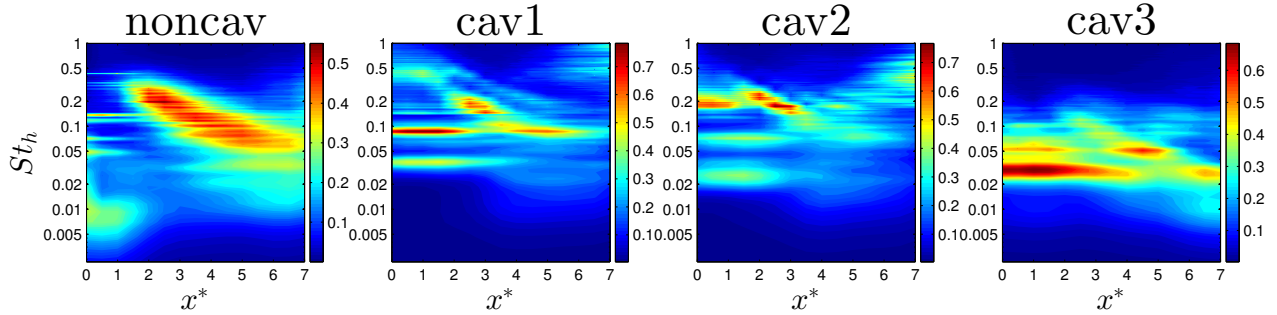


FIGURE 4.12: Spectres de puissance de la pression pariétale au plafond

Le cas noncav présente une instabilité basse fréquence qui est fortement marquée en amont de l'écoulement mais qui est également présente en aval. Cette basse fréquence correspond au flapping. Dès que l'écoulement cavite cette instabilité est occultée par le bruit plus important des tourbillons convectés dans l'écoulement. Ce phénomène convectif (hautes fréquences $St_h \approx 0.5 - 0.25$) est mieux marqué sur les spectres issus des capteurs situés au plafond de la veine d'essais car l'information n'est pas écrantée par le milieu diphasique situé au voisinage de la marche. De plus, la fréquence de ces pics correspond à celle observée sur les spectres issus des signaux de taux de vide. Comme vu sur les spectres

4.2 Analyse spectrale

de vitesse issus de la LDV, la fréquence de ce phénomène a tendance à diminuer avec le niveau de cavitation. De plus il se confond avec des fluctuations à fréquence fixe dans tout l'écoulement (raies horizontales) dont les fréquences diminuent également avec le niveau de cavitation. En cav3 on constate une baisse significative des fréquences caractéristiques de l'écoulement, créant une accumulation d'énergie à très basse fréquence. Les spectres de pression présentent une raie basse fréquence ($St_h \approx 0.02 - f \approx 4Hz$) très intense qui semble dominer tout l'écoulement. Cette accumulation d'énergie à basse fréquence est la signature des événements extrêmes mentionnés plus haut.

4.3 Caractérisation des événements extrêmes en cav3

Aux vues des statistiques et des analyses spectrales précédentes, le cas cav3 présente une dynamique très différente des autres cas de cavitation développée. La visualisation des films rapides et de l'évolution du champ taux de vide fait ressortir un événement "extrême" qui correspond à un lâcher tourbillonnaire bien plus important et plus puissant que la normale. Il s'agit en fait de l'émission d'un couple de tourbillons à une échelle nettement supérieure à celle de la couche de cisaillement.

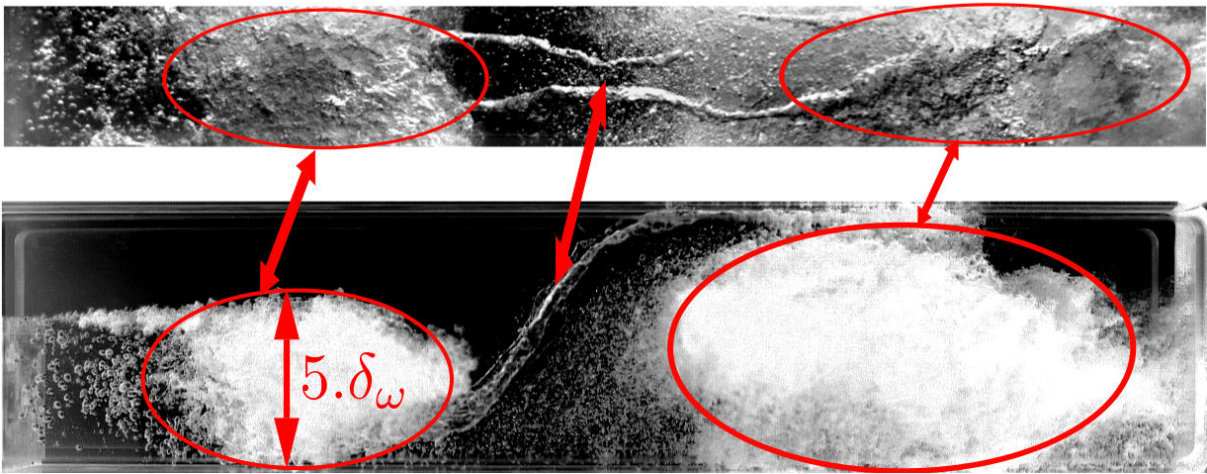


FIGURE 4.13: Images instantanées de l'événement extrême

La figure 4.13 illustre l'ampleur du phénomène vue simultanément dans les plans (z-x) en haut et (x-y) en bas. L'épaisseur instantanée des tourbillons est cinq fois plus grande que l'épaisseur de vorticité moyenne. Les deux tourbillons bidimensionnels sont reliés par un couple de tourbillons tridimensionnels très intenses, leurs coeurs semblent entièrement vaporisés.

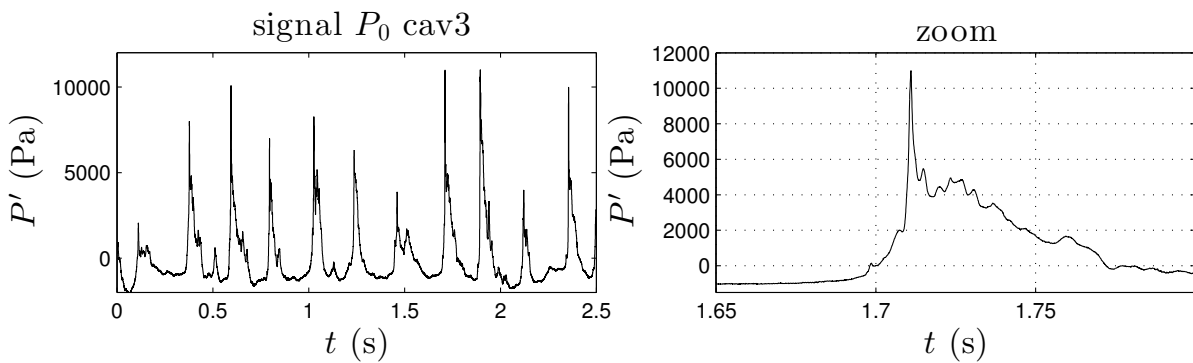


FIGURE 4.14: Extrait d'un signal de pression au culot de la marche

4.3 Caractérisation des événements extrêmes en cav3

Cette configuration d'écoulement signe de manière significative sur le signal de pression. En effet le signal, issu du capteur placé dans le culot de la marche, tracé sur la figure 4.14 montre une structure quasi périodique qui correspond à la fréquence de $4Hz$ vue précédemment. L'événement extrême semble être déclenché par des pics de pression au culot de la marche venant de l'aval. Les évolutions du taux de vide en $y^* = 0$ et de la pression selon l'axe x tracées au cours du temps sur la figure 4.15 renseignent sur les mécanismes mis en jeu lors de cet événement extrême.

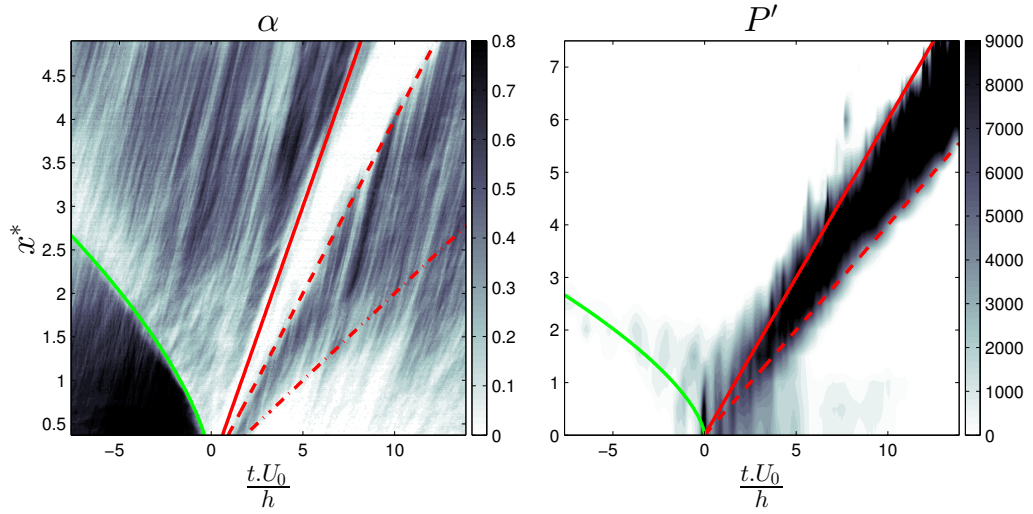


FIGURE 4.15: Diagrammes spatio-temporels du taux de vide en $y^* = 0$ et de la pression au plancher de veine d'essais

En prenant comme référence de temps, le pic de pression culot, on distingue aux temps négatifs un front de condensation remontant dans l'écoulement à une vitesse non constante (courbe verte). En effet le front a tendance à accélérer en se rapprochant de la marche. Ce front porte avec lui l'onde de surpression qui atteint le bord de la marche au temps nul. S'en suit alors l'émission d'un couple de tourbillons n'ayant pas la même vitesse de convection. Le premier tourbillon est convecté dans l'écoulement à une vitesse supérieure à $0.6U_0$ (courbe rouge pleine), le second est beaucoup plus lent, sa vitesse de convection est comprise entre $0.4U_0$ et $0.2U_0$ (courbe rouge en pointillé). Les deux tourbillons diphasiques sont séparés par une zone liquide qui correspond à une surpression convectée cette fois si dans le sens de l'écoulement à une vitesse de comprise entre $0.4U_0$ et $0.6U_0$. Un phénomène similaire avait été observé par Saito *et al.* [77] dans écoulement de venturi. Saito indique qu'une onde de surpression générée par l'effondrement d'un nuage de vapeur vient déclencher le jet rentrant qui déstabilise la poche de vapeur et créer un nouveau lâcher de poche. Dans notre cas l'onde de surpression est également générée par

l'effondrement d'un important volume de vapeur en aval. Cependant le mécanisme de lâcher s'avère différent comme illustré sur la figure 4.16.

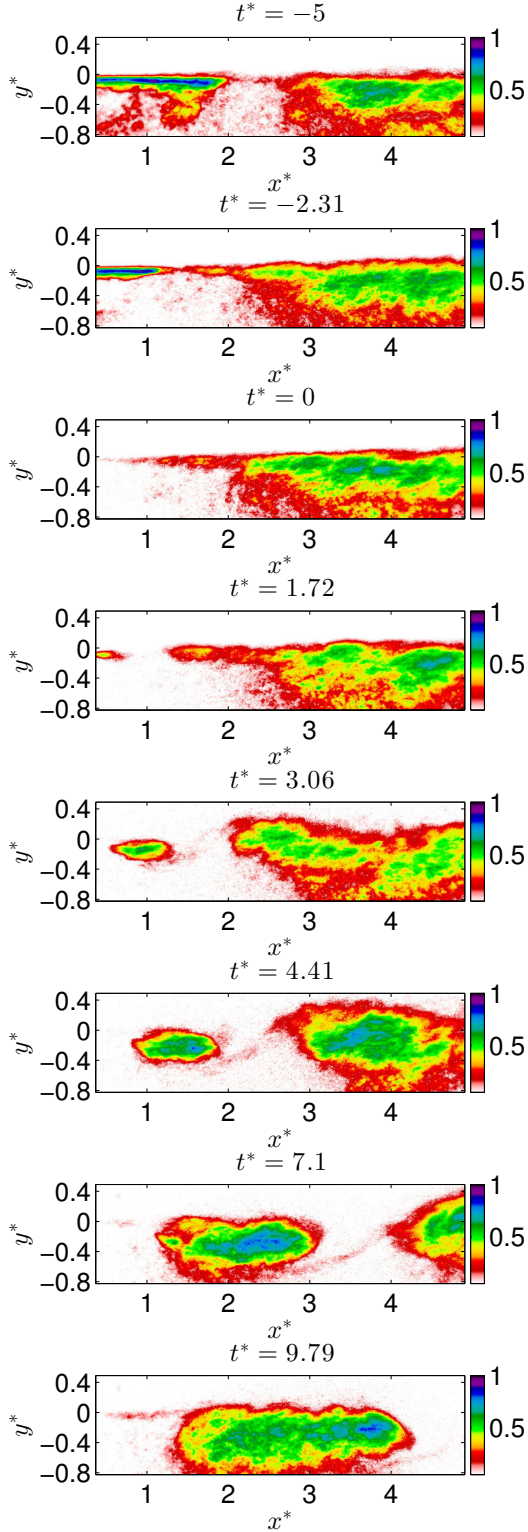


FIGURE 4.16: Série temporelle de α

L'onde de surpression vient de l'aval et commence à condenser le fluide situé sous la couche de cisaillement, d'abord les bulles dans la zone de résurgence puis la zone de cisaillement proche du point de décollement. Du point de vue de la couche de cisaillement la masse volumique du fluide entraîné augmente de façon très brève. Les considérations théoriques de Dimotakis [20] sur l'entraînement d'une couche de cisaillement montrent que la vitesse de convection des structures et l'épaisseur de vorticit   d  pendent du rapport des masses volumiques. Si le rapport de la masse volumique du fluide entra  n   sur la masse volumique du fluide moteur augmente, par conservation de la masse, la vitesse de convection doit obligatoirement diminuer.

Si la vitesse de convection diminue alors le taux   vasement de la couche de cisaillement augmente ce qui produit des structures tourbillonnaires plus grandes. Ces derni  res sont tr  s   nerg  tiques, elles vaporisent une grande quantit   de liquide. Le premier tourbillon   mis vient fusionner avec le tourbillon qui le pr  c  de. La poche de vapeur ainsi cr   e atteint une taille critique et se fait   jecter en aval dans une zone de recompression (divergent) g  n  rant ainsi une nouvelle onde de surpression en s'effondrant.

4.3 Caractérisation des événements extrêmes en cav3

Comme mentionné plus haut, l'apparition de l'événement extrême n'est pas périodique. En effet la figure 4.17 présente deux signaux complémentaires indépendants issus du capteur P_0 . On détecte sur le deuxième signal en début d'enregistrement deux événements similaires à l'événement extrême décrit précédemment. La suite du signal présente une dynamique totalement différente ; la fréquence caractéristique semble être deux voire trois fois plus élevée. Le cas cav3 présente donc une intermittence entre deux régimes bien différents. L'un correspond à une dynamique de couche de cisaillement entraînant un fluide plus léger (partie droite de la figure 4.18), l'autre à un écoulement de sillage derrière un obstacle (partie gauche de la figure 4.18). Cette discrimination de l'écoulement de marche descendante avait été observée précédemment en soufflerie par hudy *et al.* [40] ce qui montre que la transition est également possible en écoulement monophasique.

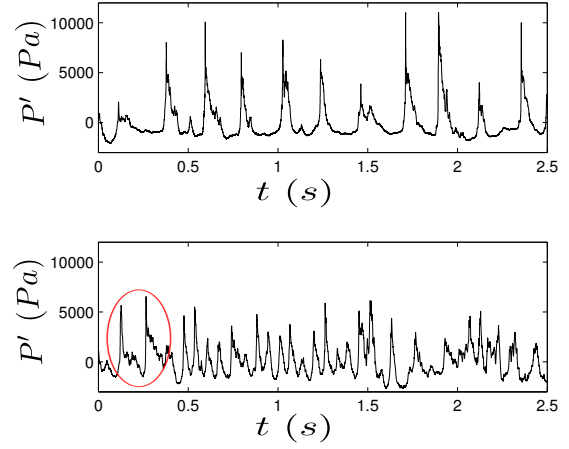


FIGURE 4.17: Deux signaux $P_0(t)$ en cav3

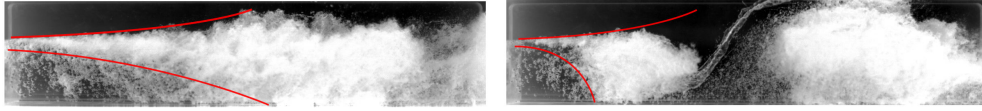


FIGURE 4.18: Deux régimes de lâcher en cav3

Le passage de l'une à l'autre des configurations est facilité en cav3 par un couplage fort avec la pression ; en effet comme la pression moyenne est très proche de la pression de vapeur saturante, les fluctuations de pression peuvent avoir un effet important sur la masse volumique du fluide entraîné, engendrant ainsi un changement de régime dans l'écoulement. La mise en évidence de cet événement extrême montre qu'il est nécessaire de mettre en place des analyses conditionnelles afin de comprendre la relation entre la turbulence et le changement de phase pour le cas cav3. Enfin la forte sensibilité aux fluctuations de pression ouvre la possibilité d'envisager des stratégies de contrôle des écoulements turbulents décollés et cavitants.

CHAPITRE 5

RÉFLEXION SUR LA MODÉLISATION DES ÉCOULEMENTS TURBULENTS CAVITANTS

Les différentes expériences effectuées au cours de ce travail ont également pour but de proposer des pistes de modélisation des écoulements turbulents cavitants. Cependant il convient de modérer notre propos à la vue de la résolution spatiale de nos mesures. En effet on peut estimer que le rapport entre l'échelle d'injection d'énergie turbulente et l'échelle de dissipation est : $\frac{L}{\eta} = Re_L^{\frac{-3}{4}}$, où L est l'échelle intégrale et η l'échelle de Kolmogorov et Re_L un nombre de Reynolds basé sur les fluctuations de vitesse à grande échelle de l'écoulement. Dans notre cas L est de l'ordre de 2.5 cm ainsi, l'ordre de grandeur de η est d'environ $7\mu m$ soit plus de 100 fois plus petit que notre résolution spatiale en PIV. Toutes les considérations de ce chapitre concernent donc uniquement la modélisation grande échelle de l'écoulement sur la base des modèles moyennés de type RANS ; la validation des modèles de simulation des grandes échelles nécessitant des mesures plus fines. La plupart des modèles de turbulence et de changement de phase, comme le modèle à transport de taux de vide, font intervenir des termes de corrélations non linéaires entre la masse volumique et la vitesse. Afin d'évaluer l'importance de la fermeture de ces termes, nous proposons, dans la première section, de les estimer grâce à une estimation stochastique linéaire. Dans la deuxième section on utilise les résultats expérimentaux présentés dans les chapitres précédents pour calculer et valider les hypothèses des modèles de turbulence couramment utilisées pour la modélisation des écoulements turbulents cavitants. Enfin, dans la troisième section on se focalisera sur les modèles de changement de phase en proposant une interprétation des mesures dans le cadre d'une modélisation barotrope ainsi qu'une estimation du terme source du modèle à transport de taux de vide.

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

L'idéal pour estimer des corrélations entre deux grandeurs de l'écoulement est de les mesurer simultanément. Toutefois, à la vue des difficultés expérimentales induites par cette approche, mesurer un champ de vitesse et un champ de masse volumique de façon simultanée s'avérerait particulièrement difficile. C'est pourquoi il a été décidé de réaliser des acquisitions de pression pariétale simultanément aux mesures de vitesse et de taux de vide, afin de pouvoir a posteriori les « rephaser » par des méthodes de réduction de modèles telles que la POD et la LSE que nous allons utiliser simultanément afin d'estimer un champ de fluctuations de vitesse cohérent avec celui des fluctuations de densité.

5.1.1 Méthode

La méthode et le formalisme mathématique associés à la LSE sont présentés en annexe D. Le but est de ré-estimer un champ de vitesse sur la base temporelle des mesures de masse volumique grâce à la pression mesurée en paroi. Dans un premier temps, pour réduire le coût de calcul et améliorer l'estimation, nous procédons à une décomposition orthogonale en mode propre du champ de vitesse (POD) afin de mettre en oeuvre la méthode POD-LSE décrite par Bonnet *et al.* [11]. La POD étant très sensible à la variance globale du champ de mesures, l'écoulement est séparé en trois parties comme indiqué sur la figure 5.1. La première partie concerne la zone comprise entre $x^* = 0$ et $x^* = 2.6$. La deuxième correspond à la zone des $x^* = 2.6$ à $x^* = 5.1$. Enfin, la troisième couvre la fin de l'écoulement $x^* = 5.1$ à $x^* = 7.8$. Ces zones correspondent également aux zones de vaporisation, transport et condensation déterminées à partir des mesures de taux de vide.

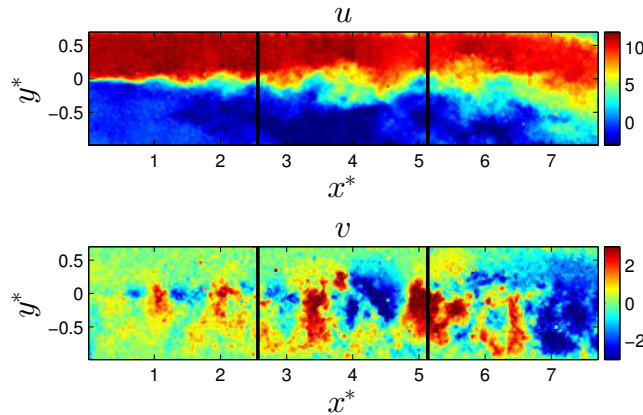


FIGURE 5.1: Illustration de la séparation du champ de vitesse en trois parties

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

En effet, comme dans un écoulement de marche descendante classique la taille des structures et la variance augmentent dans la direction de l'écoulement, si aucune précaution n'est prise, la partie aval risque d'être sur-représentée dans la base POD. Une fois les champs de vitesse décomposés, on obtient une série de modes spatiaux qui représentent la structuration spatiale du champ turbulent de vitesse. Ces modes spatiaux sont pondérés par leurs valeurs propres qui représentent la part de chaque mode dans l'énergie globale de l'écoulement. La décroissance de ces valeurs propres est tracée pour les cas cav2 et cav3 pour chaque partie de l'écoulement sur la figure 5.2

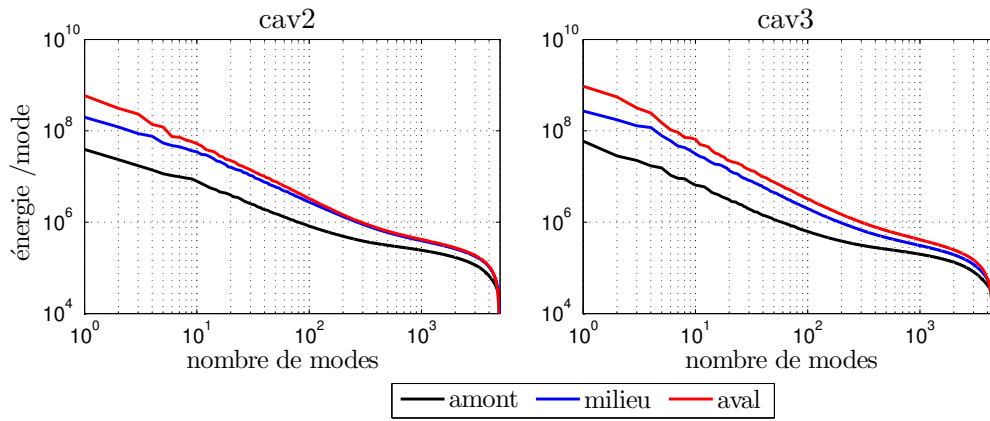


FIGURE 5.2: Décroissance des valeurs propres

L'énergie totale qui correspond à l'intégrale des valeurs propres est bien distincte pour chaque partie de l'écoulement ce qui justifie la séparation en trois zones. À chaque valeur propre λ_i est associé un mode spatial $\vec{\psi}$ et une série de coefficients temporels $a_i(t)$ de sorte que le champ de vitesse reconstruit avec n modes s'exprime par

$$\vec{U}(x, y, t) = \sum_{i=1}^n \vec{\psi}_i(x, y) \cdot \sqrt{\lambda_i} \cdot a_i(t) \quad (5.1)$$

En plus de discriminer l'écoulement sur un critère énergétique (*cf.* figure 5.2), la POD permet également de séparer les différentes structures spatiales du champ de vitesse. Les figures 5.3 et 5.4 représentent les champs de vecteurs correspondants aux modes 1, 5 et 10 de la POD pour les cas CAV2 et CAV3. Ainsi, on remarque sur ces figures que plus le numéro du mode est élevé plus l'échelle spatiale associée au mode $\vec{\psi}$ est petite. Par ailleurs les premiers modes correspondent à une variation globale de la poche de recirculation alors que les modes plus élevés laissent apparaître des oscillations pouvant correspondre aux structures tourbillonnaires de la zone de cisaillement.

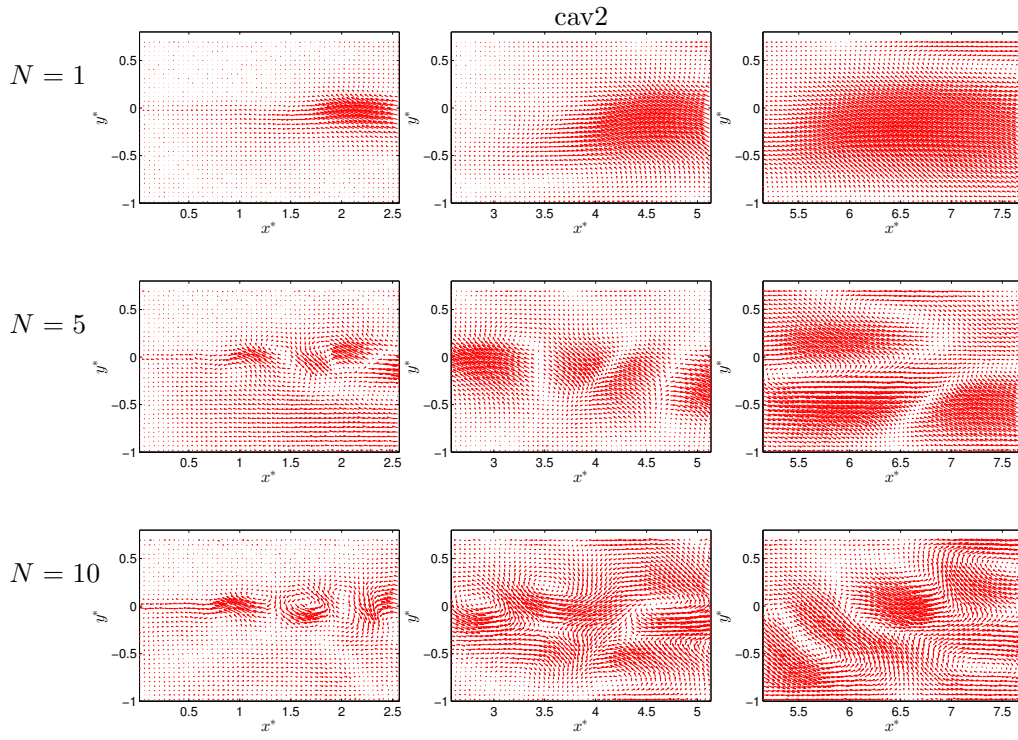


FIGURE 5.3: Modes 1, 5 et 10 en cav2

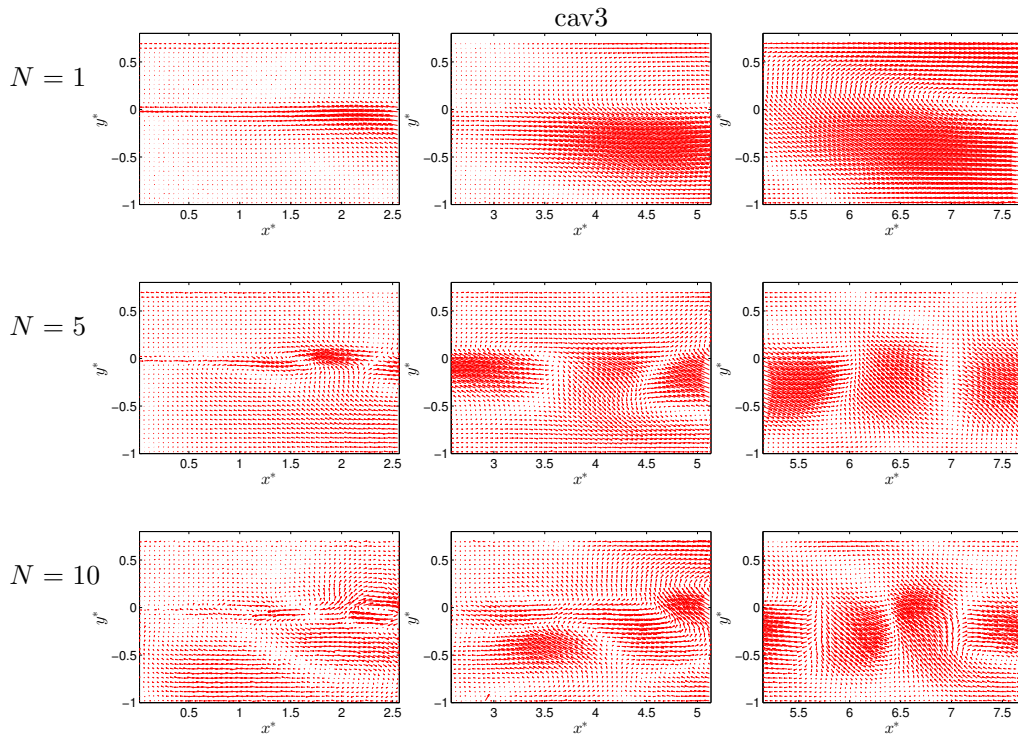


FIGURE 5.4: Modes 1, 5 et 10 en cav3

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

De plus, en utilisant les mesures de pression synchronisées aux champs de vitesse, on calcule les corrélations entre le signal de pression issu de chaque capteur et les coefficients temporels associés à chaque mode de la POD. Ces corrélations permettent de ré-estimer, grâce à une estimation stochastique linéaire, l'évolution des coefficients temporels comme une combinaison linéaire des signaux de pression, ainsi exprimé ci dessous :

$$\check{a}_i(t) = \sum_{n=1}^{n_p} \gamma_i^n \cdot P_n(t) \quad (5.2)$$

Avec

- $\check{a}_i(t)$: coefficient temporel estimé au sens de la LSE
- γ_i^n : coefficient d'estimation associé au mode i et au capteur n
- P_n : Signal issu du capteur n

La méthode pour déterminer les coefficients γ_i^n est décrite en annexe et constitue la base de la méthode LSE. Le champ de vitesse reconstruit $\vec{U}(x, y, t)$ se calcule en remplaçant les a_i par les $\check{a}_i(t)$ dans l'expression 5.1. On peut désormais accéder à une estimation du champ de vitesse $\vec{U}(x, y, t)$ à partir d'une mesure de pression en paroi sous l'hypothèse d'invariance statistique de la pression. Comme les mesures de taux de vide sont également synchronisées à la pression pariétale, l'estimation du champ de vitesse est ainsi synchronisée au champ de taux de vide mesuré. Idéalement, si l'estimation statistique était parfaite, on observerait une variance des coefficients estimés $\overline{\check{a}_i^2}$ égale à la variance des coefficients temporels de la pod $\overline{a_i^2}$. En fait, ce n'est pas le cas et nous constatons que l'estimation LSE des coefficients POD fait perdre de l'énergie. C'est-à-dire que la variance du signal de vitesse reconstruit est inférieure à celle du vrai signal que nous avons mesuré par ailleurs.

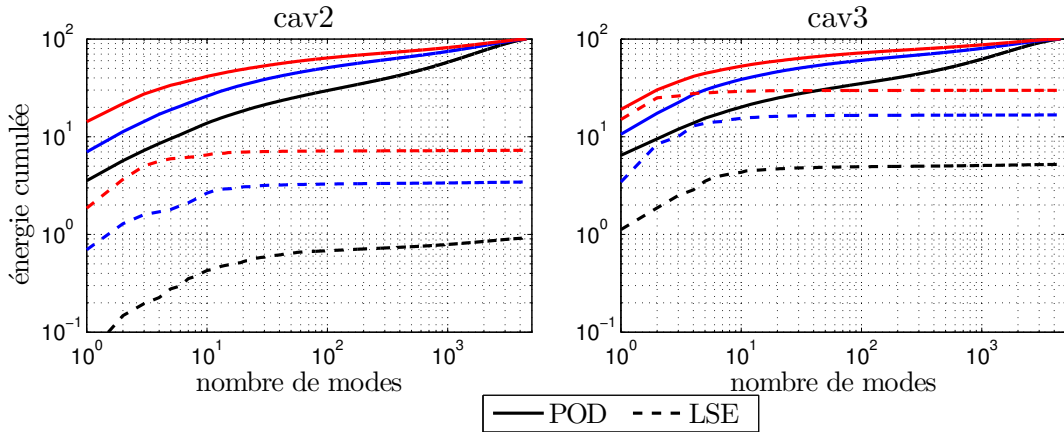


FIGURE 5.5: énergie cumulée en % pour la POD et la LSE

Cette perte d'énergie est illustrée sur la figure 5.5 où l'on a représenté l'évolution de l'énergie cumulée de la POD pour les trois zones de l'écoulement considérées en fonction du nombre de modes pris en compte dans la reconstruction. Cette évolution est comparée à celle de l'énergie des fluctuations du champ de vitesse reconstruit (noté LSE sur la figure). Si l'on s'intéresse aux premiers modes ($N < 10$), on constate que, bien que la reconstruction LSE affiche un niveau d'énergie à peu près dix fois plus faible que la POD, il y a quand même une évolution de l'énergie cumulée en fonction du nombre de modes. Par contre, à partir d'un nombre de modes pris en compte de quelque dizaines, l'énergie du champ reconstruit par LSE n'évolue plus. De ce fait, on peut conclure que cette reconstruction va seulement nous permettre de décrire la dynamique à grande échelle de l'écoulement. Cette faiblesse provient du fait que seules les plus grosses structures cohérentes ont une signature acoustique importante en paroi et ainsi, notre signal de reconstruction basé sur les fluctuations de pression en paroi agit comme une sorte de filtre passe-bas pour l'énergie cinétique turbulente. Cet état de fait ne constitue pas pour autant une faiblesse rédhibitoire de la méthode. En effet, nous avons représenté sur les figures 5.6, 5.7, 5.8, 5.9, les répartitions spatiales des écarts-types mesurés et reconstruits des fluctuations de vitesse longitudinale et verticale pour les cas CAV 2 et CAV 3. On constate que ces répartitions spatiales sont qualitativement comparables et qu'ainsi on peut considérer la présente reconstruction comme représentative du champ fluctuant de vitesse au sein de l'écoulement tout du moins pour ce qui concerne les basses fréquences. Les résultats obtenus vont donc correspondre à la dynamique des structures cohérentes fortement énergétiques et seront donc celles qui auront le plus d'influence sur une solution numérique calculée à base d'approche RANS, URANS ou dérivés (méthodes hybrides) ou même d'une approche LES pour laquelle un filtrage est de toute façon effectué. In fine, nous décidons que le nombre de modes choisi pour la ré-estimation du champ de vitesse sera donc arbitrairement fixé à 500 afin d'être sûr que le niveau d'énergie obtenu ait convergé.

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

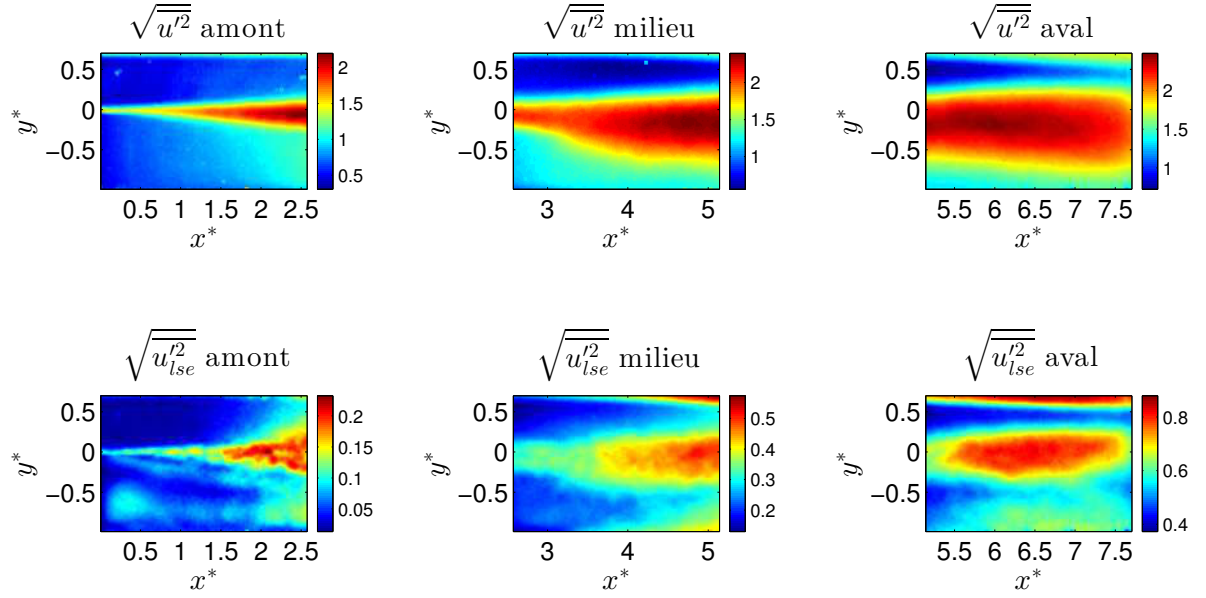


FIGURE 5.6: Comparaison de l'écart-type de u estimé et mesuré en $cav2$

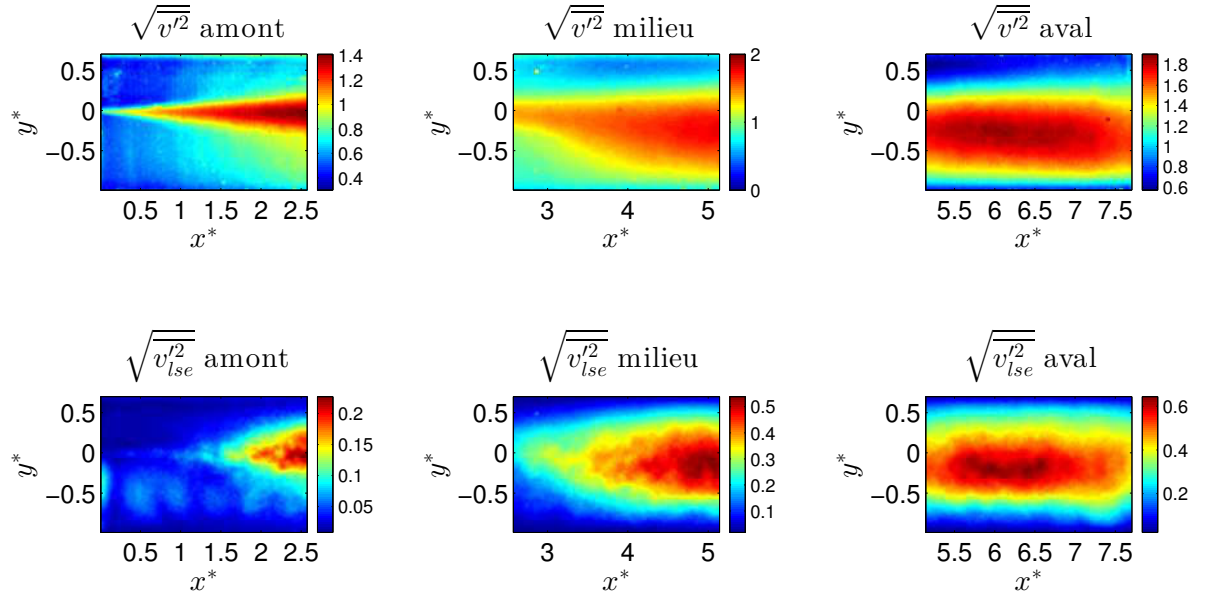
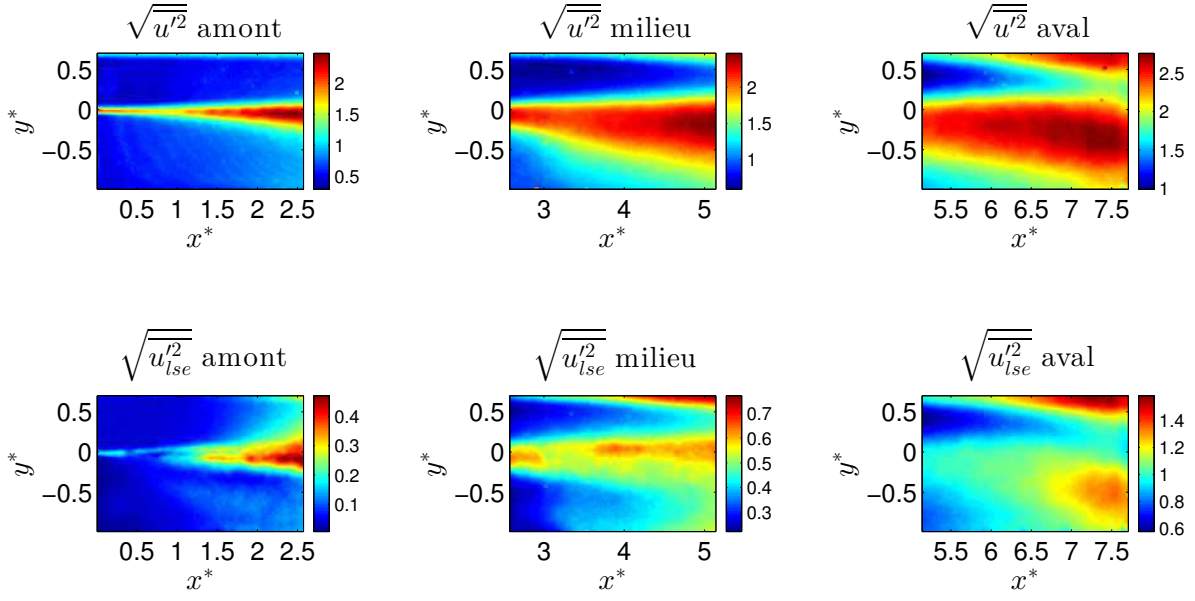
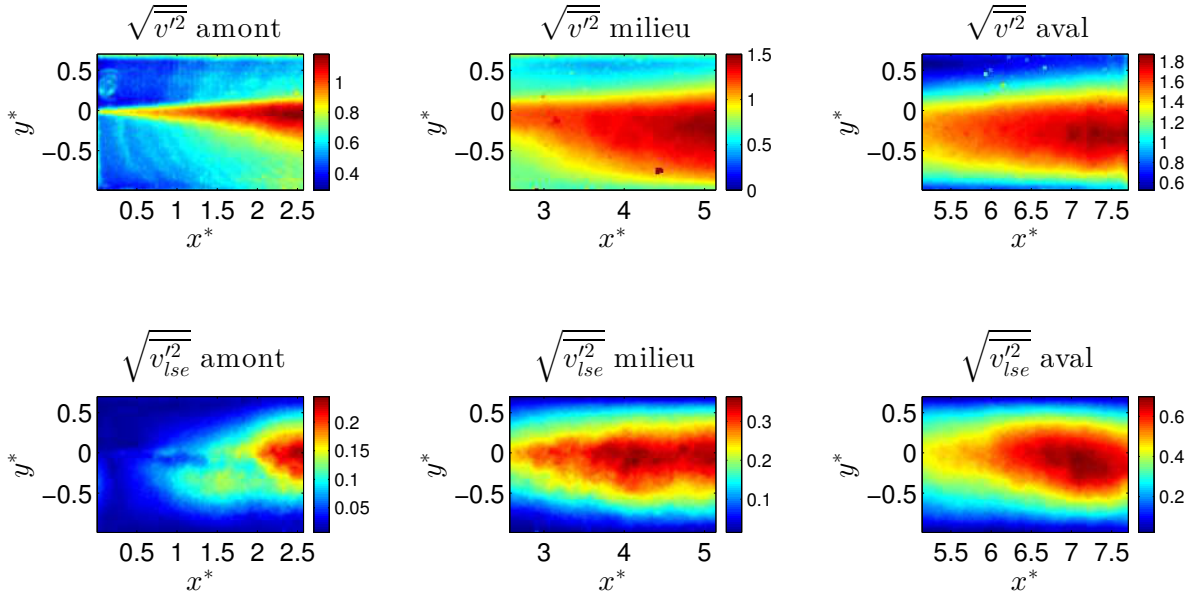


FIGURE 5.7: Comparaison de l'écart-type de v estimé et mesuré en $cav2$

FIGURE 5.8: Comparaison de l'écart-type de u estimé et mesuré en cav3FIGURE 5.9: Comparaison de l'écart-type de v estimé et mesuré en cav3

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

5.1.2 Résultat de l'estimation

Après avoir ré-estimé les variations du champ de vitesse grâce aux signaux de pression mesurés en même temps que le taux de vide, on peut calculer la cohérence spectrale $\phi_{\rho u}$ entre le champ de vitesse estimé et le champ de masse volumique mesuré :

$$\phi_{\rho.u} = \frac{|\widehat{\rho \cdot u}|}{\widehat{\rho} \cdot \widehat{u}} \quad (5.3)$$

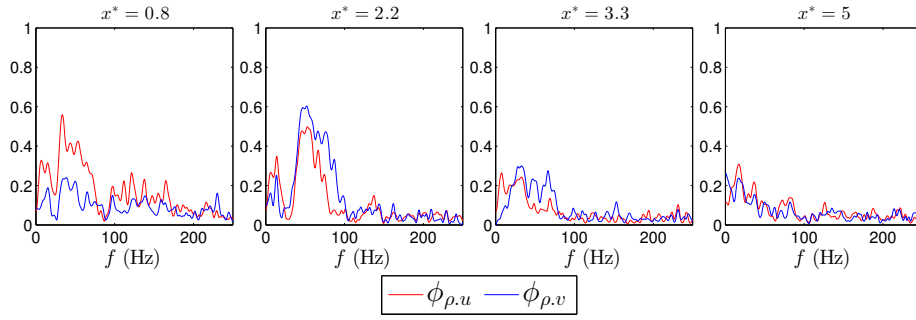


FIGURE 5.10: Fonction de cohérence spectrale entre ρ et u estimé en cav2

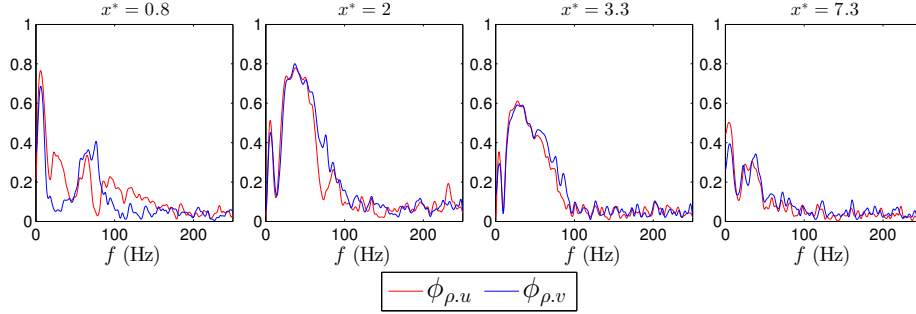


FIGURE 5.11: Fonction de cohérence spectrale entre ρ et u estimé en cav3

Ces spectres de cohérence sont représentés sur les figures 5.10 et 5.11 en différents points de l'écoulement qui sont repérés par des points noirs sur les figures 5.12 et 5.13. On constate que l'estimation du champ de vitesse reste cohérente avec le champ de masse volumique jusqu'à une fréquence d'une centaine de Hertz, ce qui correspond aux grandes structures de l'écoulement. L'estimation semble être plus cohérente pour le cas cav3, cela est peut-être dû à l'influence de l'événement extrême typique du cas CAV3 et pour lequel une forte émission acoustique est constatée. Après avoir ré-estimé la vitesse on calcule les

champs de corrélations entre vitesse et masse volumique de l'écoulement.

$$R_{\rho u} = \frac{\overline{\rho' \cdot u'}}{\sqrt{\overline{\rho'^2}} \cdot \sqrt{\overline{u'^2}}} \quad \text{et} \quad R_{\rho v} = \frac{\overline{\rho' \cdot v'}}{\sqrt{\overline{\rho'^2}} \cdot \sqrt{\overline{v'^2}}} \quad (5.4)$$

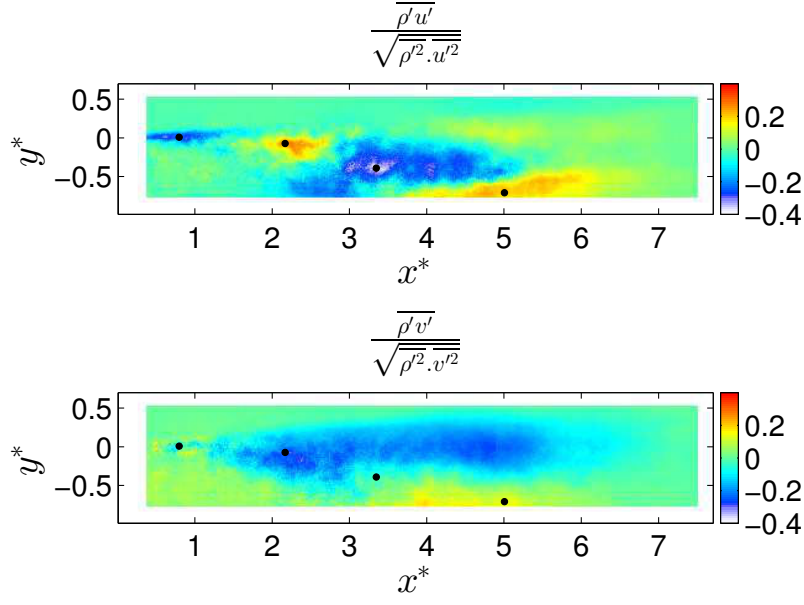


FIGURE 5.12: Champs de corrélation entre la masse volumique et la vitesse en cav2

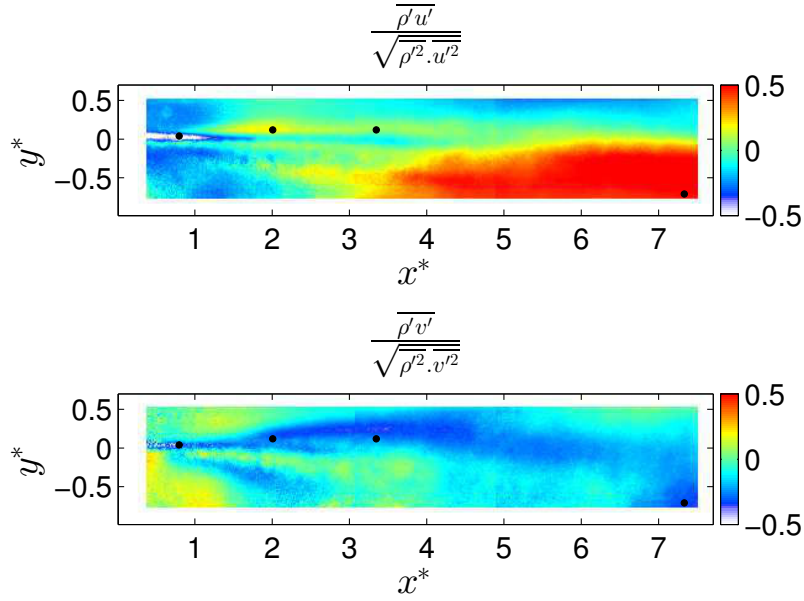


FIGURE 5.13: Champs de corrélation entre la masse volumique et la vitesse en cav3

5.1 Estimation linéaire stochastique de la vitesse (LSE)

Ces corrélations qui sont représentées sur les cartes de contour des figures 5.12 et 5.13 sont certainement minorées par le processus d'estimation linéaire stochastique, notamment en cav2 où les niveaux sont relativement faibles (-0.3 à 0.2). Néanmoins, en cav3, les niveaux de corrélation paraissent suffisamment acceptables (-0.5 à 0.5) pour tenter des interprétations plus poussées. Nous avons donc calculé, pour ce cas, les fonctions de densité de probabilité conjointe des fluctuations de masse volumique et de vitesse aux 4 points de contrôle choisis (*cf.* figure 5.13). Ces fonctions représentent les probabilités qu'une certaine valeur de vitesse et qu'une certaine valeur de masse volumique données soient simultanées.

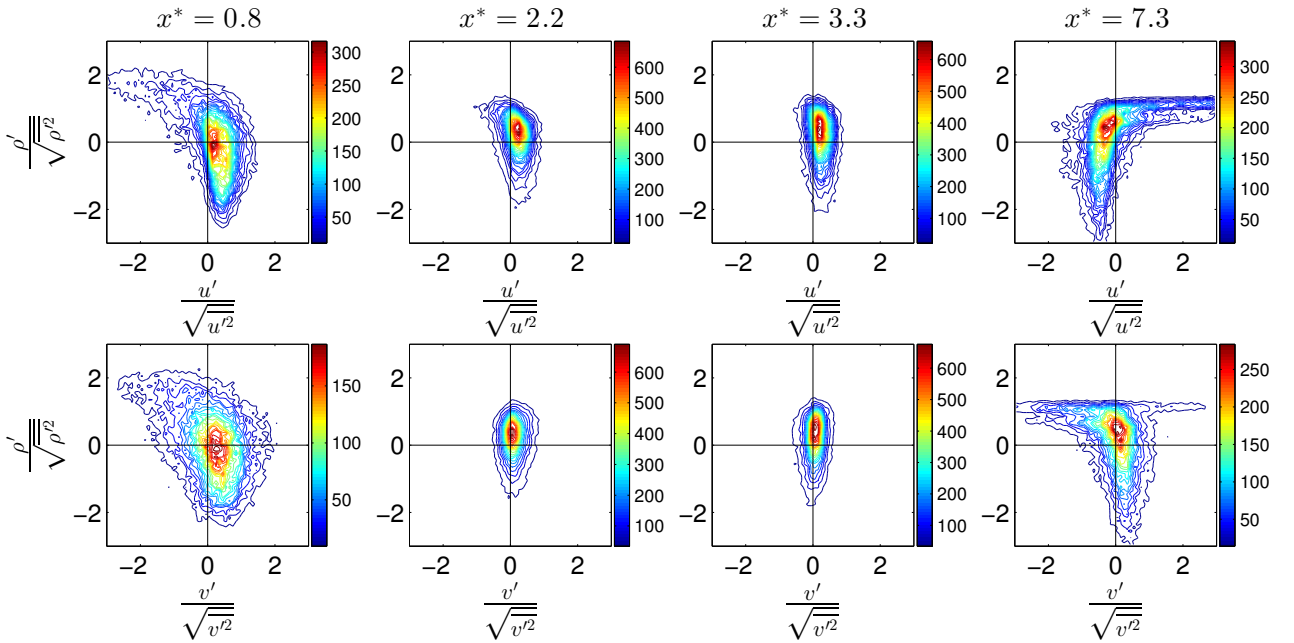


FIGURE 5.14: Densités de probabilité conjointe de ρ' et de u' en cav3

Ces fonctions sont représentées sur la figure 5.14. On constate que dans la zone de vaporisation, les événements majoritaires correspondent à des fluctuations négatives de masse volumique corrélées à des fluctuations positives de la vitesse longitudinale ce qui correspond à la conservation de la masse. Dans la zone de transport, les niveaux de corrélation étant plus faibles, les fluctuations redeviennent quasi centrées. Plus en aval, dans la zone de condensation, les fluctuations de masse volumique sont bornées par la densité liquide. On constate que les événements de condensation associés à des fluctuations négatives de la vitesse longitudinale sont majoritaires. Ceci correspond également à la conservation de la masse. Les fluctuations de vitesse verticale sont, elles, majoritairement corrélées négativement à la masse volumique. Dans la zone de vaporisation en $x^* = 0.8$ les

fluctuations positives de vitesse verticale engendrent un apport supplémentaire de bulles venant de la zone de résurgence, ce qui fait diminuer la masse volumique. En aval en $x^* = 7.3$, comme le point de contrôle est situé en dessous de la couche de cisaillement les fluctuations de vitesse verticale sont majoritairement négatives contrairement aux fluctuations de vitesse longitudinale. D'une manière générale les événements les plus probables diffèrent significativement des événements moyens et cela indique une fois de plus que les raisonnements sur des valeurs moyennes sont à prendre avec précaution pour ce type d'écoulement.

5.2 Modélisation de la turbulence

5.2.1 Formalisme

À partir des résultats de la section précédente, il nous est possible d'évaluer l'écart entre la moyenne de Favre, notée $\tilde{u}$, utilisée en simulation numérique des écoulements à masse volumique variable et la moyenne de Reynolds notée $\bar{u}$ généralement utilisée lors des expériences. L'intérêt d'utiliser la moyenne de Favre en simulation numérique est de supprimer les termes sous mailles entre la masse et la vitesse et de revenir ainsi à un formalisme des équations compressibles identique à celui utilisé en incompressible, comme le montre la relation suivante :

$$\overline{\rho u} = \overline{\rho} \tilde{u}. \quad (5.5)$$

En aérodynamique classique l'écart entre les deux moyennes est négligeable pour les écoulements à faible nombre de Mach ($M < 2$). Cependant, en écoulement diphasique, et ceci même en utilisant un modèle homogène, les fluctuations de masse volumique peuvent dépasser 100% de la valeur moyenne. Il est donc important d'évaluer l'erreur faite en utilisant un tel formalisme. En effet, connaissant les coefficients de corrélation $R_{\rho u}$ et $R_{\rho v}$, la moyenne de Favre s'exprime par :

$$\tilde{u} = \bar{u} + \frac{\overline{\rho' u'}}{\bar{\rho}} = \bar{u} + \frac{R_{\rho u}}{\bar{\rho}} \sqrt{\overline{u'^2}} \sqrt{\overline{\rho'^2}} \quad (5.6)$$

$$\tilde{v} = \bar{v} + \frac{\overline{\rho' v'}}{\bar{\rho}} = \bar{v} + \frac{R_{\rho v}}{\bar{\rho}} \sqrt{\overline{v'^2}} \sqrt{\overline{\rho'^2}} \quad (5.7)$$

Les écarts absolus entre les deux moyennes sont tracés sur les figures 5.15 et 5.16 pour les composantes u et v en cav2 et cav3. On remarque que l'écart augmente avec le niveau de cavitation mais reste dans une gamme acceptable en cav3 (maximum 3% de U_0 en valeur absolue). Cette faible valeur de l'écart entre la moyenne de Reynolds et la moyenne de Favre nous autorise donc à raisonner sur des moyennes de Reynolds pour confronter nos mesures aux modèles de turbulence. Il faut cependant souligner que l'écart relatif entre $\tilde{u}$ et $\bar{u}$ peut devenir très important lorsque $\bar{u}$ tend vers 0 comme par exemple en paroi ou dans les zones de "backflow". En effet si $R_{\rho u}$ n'est pas nul $\tilde{u}$ vaudra $\frac{\overline{\rho' u'}}{\bar{\rho}}$.

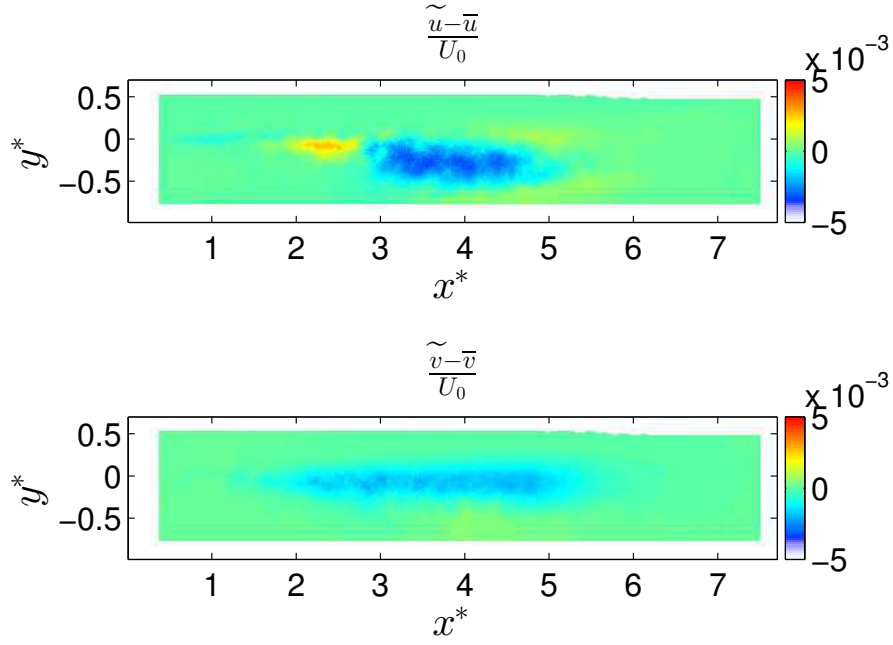


FIGURE 5.15: Écarts absolus entre les moyennes de Favre et Reynolds en cav2

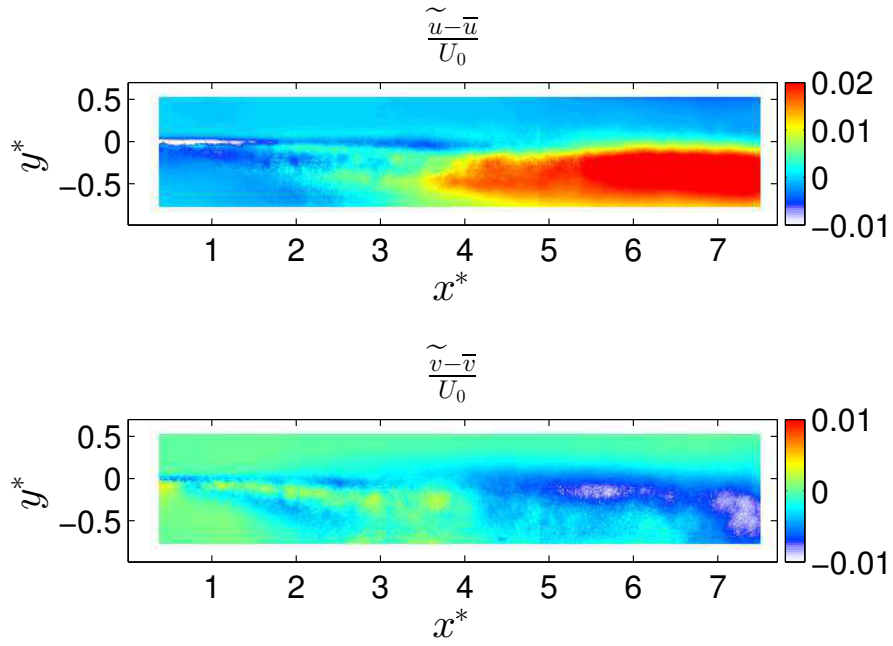


FIGURE 5.16: Écarts absolus entre les moyennes de Favre et Reynolds en cav3

5.2.2 Modèles de turbulence

À partir des données expérimentales présentées dans les chapitres 3 et 4 il nous est possible d'accéder à certaines grandeurs utilisées pour la modélisation. Premièrement, dans le cadre d'une modélisation RANS-Boussinesq ; C'est à dire lorsque le tenseur de Reynolds $R_{ij} = \overline{u'_i u'_j}$ s'exprime en fonction d'une viscosité turbulente scalaire μ^t et du tenseur des déformations $S_{ij} = \frac{1}{2}(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij})$.

$$-\rho \overline{u'_i u'_j} = \mu^t \left(\frac{\partial \overline{u_i}}{\partial x_j} + \frac{\partial \overline{u_j}}{\partial x_i} - \frac{1}{3} \frac{\partial \overline{u_k}}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) + \frac{2}{3} k \delta_{ij} \quad (5.8)$$

Dans la direction principale de cisaillement ($i = 1, j = 2$) on obtient :

$$-\rho \overline{u'v'} = \mu^t \left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \right) \quad (5.9)$$

La viscosité turbulente cinématique ν^t s'exprime donc par :

$$\nu^t = \frac{-\overline{u'v'}}{\left(\frac{\partial \overline{u}}{\partial y} + \frac{\partial \overline{v}}{\partial x} \right)} \quad (5.10)$$

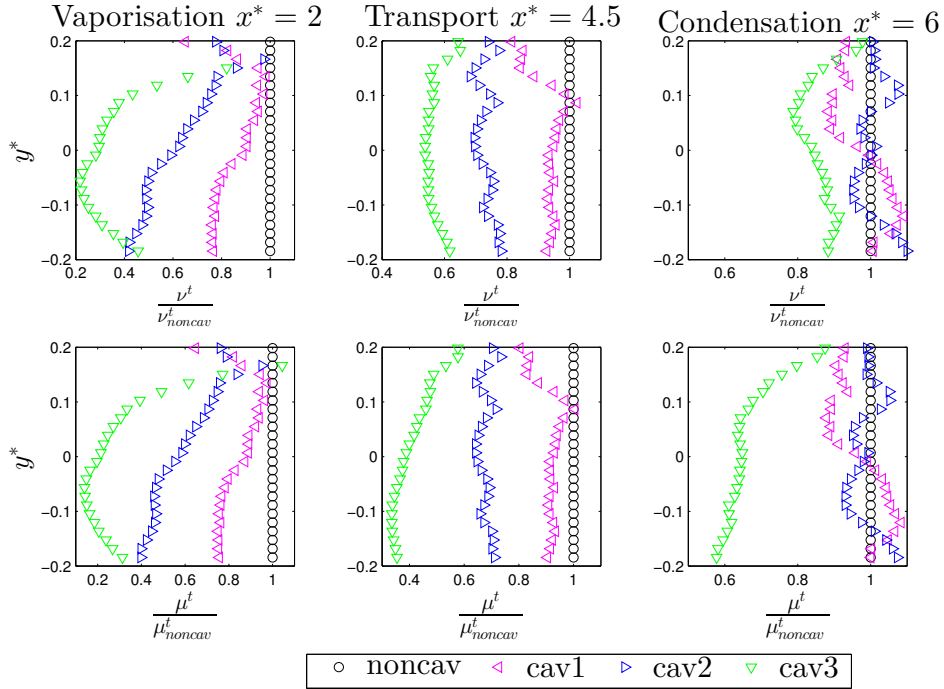


FIGURE 5.17: Viscosité turbulente dans trois sections de référence

La figure 5.17 représente, pour les 3 sections de référence (vaporisation $x^* = 2$; transport $x^* = 4.5$ et condensation $x^* = 6$), l'évolution transversale des viscosités turbulentes cinématiques et dynamiques rapportées aux valeurs non-cavitantes. On remarque que, dans tous les cas, la viscosité turbulente diminue avec le niveau de cavitation alors que la plupart des modèles de turbulence classique donneraient une augmentation de celle-ci. En effet le modèle $k - k\ell$ de Rotta [74], [75] peut nous permettre de calculer une expression de la viscosité turbulente pour des écoulements majoritairement cisailés dans une direction qui ne dépend que d'une échelle locale de la turbulence et de l'énergie cinétique turbulente. L'expression donnée par Rotta est :

$$\nu^t = C_\mu^{0.25} \frac{k\ell}{\sqrt{k}} \quad (5.11)$$

La grandeur $k\ell$ se détermine en intégrant le tenseur de corrélation $R_{ij}(x, y, \delta_y)$ en deux points des fluctuations de vitesse selon la direction du cisaillement principal.

$$k\ell(x, y) = \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} R_{ii}(x, y, \delta_y) d\delta_y = \frac{3}{16} \int_{-\infty}^{+\infty} \overline{u_i(x, y) u_i(x, y + \delta_y)} d\delta_y \quad (5.12)$$

Toutes les grandeurs de la relation 5.11 sont donc accessibles par la mesure. En prenant $C_\mu = 0.085$ (valeur usuelle) il nous est possible de déterminer la viscosité turbulente qu'aurait prédit le modèle $k - k\ell$ de Rotta avec les présentes données expérimentales.

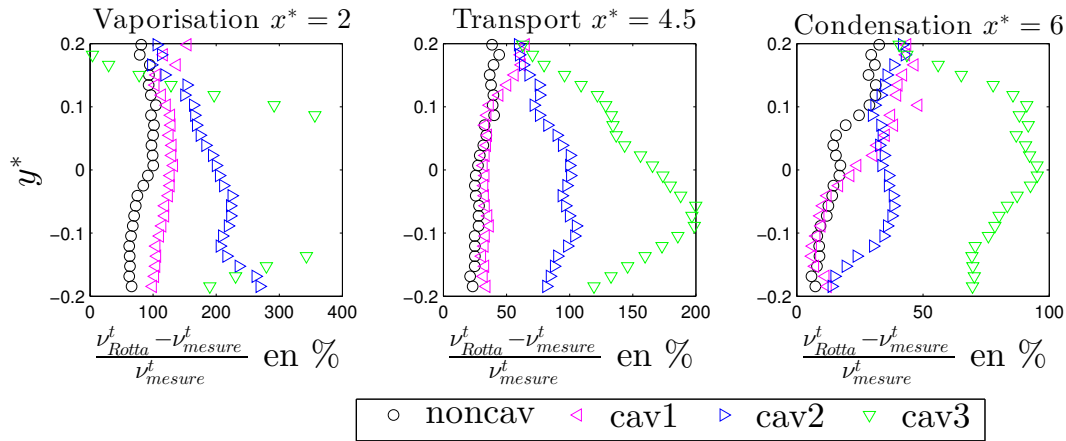


FIGURE 5.18: Erreur relative du modèle $k - k\ell$ de Rotta par rapport à la viscosité turbulente déterminé à partir des mesures

L'erreur relative entre la viscosité turbulente prédite par le modèle de Rotta, à partir des données expérimentales et la viscosité turbulente effectivement mesurée, est représen-

5.2 Modélisation de la turbulence

tée sur la figure 5.18 pour les trois sections de référence. On constate que le modèle $k - k\ell$ de Rotta surestime systématiquement la viscosité turbulente, et ce, d'autant plus que le niveau de cavitation augmente. En cav3, dans la zone de création de vapeur, l'erreur dépasse 400%.

En supposant que la micro échelle de Taylor λ_y soit proportionnelle à l'échelle de Rotta ℓ , il est possible d'estimer l'évolution de la dissipation turbulente ϵ à partir de l'expression suivante :

$$\epsilon = 15\nu \frac{\frac{2}{3}k}{\lambda_y^2} \quad \text{avec} \quad \lambda_y = \beta\ell \quad (5.13)$$

En supposant que la constante β ne varie pas avec le niveau de cavitation, le rapport entre la dissipation turbulente en non cavitant et la dissipation turbulente de l'écoulement cavitant peut s'exprimer de la façon suivante.

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_{noncav}} = \frac{15\nu \frac{\frac{2}{3}k}{(\beta\ell)^2}}{15\nu_{liq} \frac{\frac{2}{3}k_{noncav}}{(\beta\ell_{noncav})^2}} \quad (5.14)$$

$$\frac{\epsilon}{\epsilon_{noncav}} = \frac{k \cdot \ell_{noncav}^2}{k_{noncav} \cdot \ell^2} \cdot \frac{\nu(\alpha)}{\nu_{liq}}$$

$$\nu(\alpha) = \frac{\mu(\alpha)}{\rho(\alpha)} = \frac{\alpha\mu_{vap} + (1-\alpha)\mu_{liq}}{\alpha\rho_{vap} + (1-\alpha)\rho_{liq}} = \nu_{liq} \quad \text{d'où} \quad \frac{\nu(\alpha)}{\nu_{liq}} = 1 \quad (5.15)$$

De plus, on remarquera qu'en eau froide, pour des taux de vide modérés, le rapport entre la viscosité cinématique du mélange et la viscosité cinématique du liquide vaut 1. Ainsi, à partir de la formule 5.14, on peut calculer l'évolution de la dissipation en fonction du niveau de cavitation. Cette estimation a été faite au coeur de la zone de cisaillement (zone où k est maximale) pour les trois sections de référence. Les résultats sont compilés sur la figure 5.19 sur laquelle on compare l'évolution de la dissipation et du carré de l'énergie cinétique turbulente. On remarque que la dissipation croît, soit à peu près à la même vitesse que le carré de l'énergie cinétique turbulente comme en $x^* = 2$, soit moins vite que le carré de l'énergie cinétique turbulente comme en $x^* = 4.5$ (transport) ou en $x^* = 6$ (condensation). Le rapport des deux termes présentés sur la figure 5.19 constitue la viscosité turbulente au sens du modèle $k - \epsilon$. L'évolution de cette quantité est tracée sur la figure 5.20 et est confrontée à l'évolution de la viscosité turbulente mesurée, et à celle calculée par le modèle $k - k\ell$ de Rotta à partir des données expérimentales. On peut voir que quoi qu'il arrive, même si l'énergie cinétique et la dissipation prédites par le modèle étaient correctes, la viscosité turbulente modélisée se trouvera toujours surestimée par rapport à la viscosité turbulente expérimentale en écoulement cavitant. C'est donc la

base théorique des modèles qui pose des problèmes en écoulement cavitant.

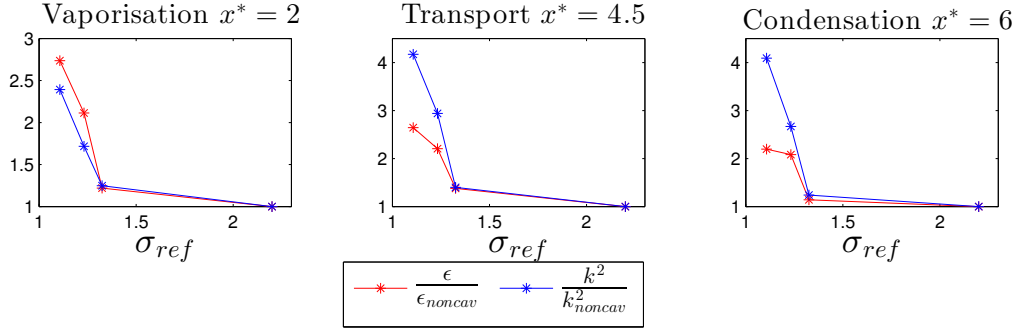


FIGURE 5.19: Évolution de la dissipation turbulente et du carré de l'énergie cinétique turbulente avec le niveau de cavitation

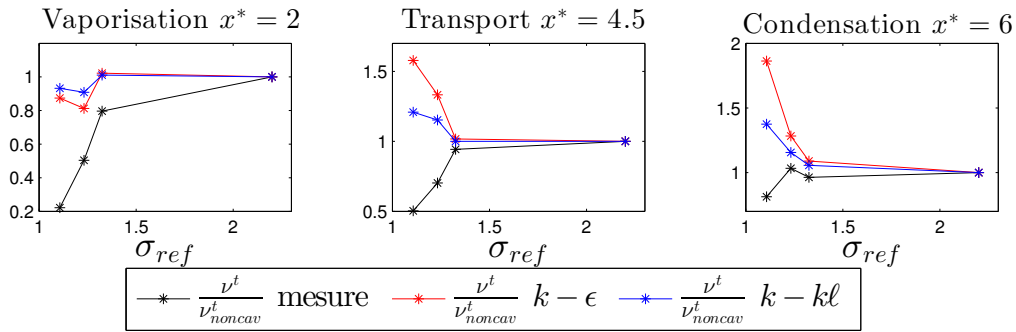


FIGURE 5.20: Évolution des viscosités turbulentes modélisées et calculées à partir des données expérimentales

Pour prendre en compte l'apparition de la phase vapeur dans l'écoulement, les travaux de Reboud *et al.* [72] proposaient une correction qui réduit la viscosité turbulente diphasique modélisée grâce à une fonction empirique. Le limiteur de Reboud s'exprime donc ainsi :

$$\mu^t = f(\alpha)\nu^t = \rho_{vap} + (1 - \alpha)^n(\rho_{liq} - \rho_{vap})C_\mu \frac{k^2}{\epsilon} \quad (5.16)$$

Dans l'équation 5.16 le paramètre n est usuellement fixé à 10. Malheureusement cette correction sous-estime systématiquement la viscosité turbulente et ne peut être universelle. À titre d'exemple le tableau suivant illustre l'effet de la correction pour le cas cav3 en coeur de zone de cisaillement.

5.2 Modélisation de la turbulence

Position	α	$\frac{\mu^t}{\mu_{noncav}^t}$ expe	$\frac{\mu^t}{\mu_{noncav}^t}$ $k - \epsilon$ corrigé
Vaporisation	45%	0.14	0.011
Transport	34%	0.33	0.024
Condensation	30%	0.57	0.06

Il est cependant important de relativiser ces constats sur la viscosité turbulente. En effet l'hypothèse de Boussinesq n'est en théorie valide que pour des écoulements où l'anisotropie ne varie pas ou varie peu, ce qui n'est absolument pas le cas de l'écoulement de marche descendante même monophasique. Cela explique aussi l'erreur significative sur la détermination de la viscosité turbulente en non cavitant. On constate donc aisément que la détermination de la viscosité turbulente à partir des modèles $k - \epsilon$ ou $k - k\ell$ de Rotta se heurte à des aspects conceptuels assez profonds. On peut s'intéresser à l'effet de l'anisotropie du tenseur de Reynolds en présence de cavitation et ainsi évaluer cet aspect au regard de la faible performance des modèles qui intrinsèquement ne prennent pratiquement pas en compte des variations importantes d'anisotropie. La figure 5.21 représente l'évolution de différents paramètres d'anisotropie (relativement au cas non cavitant) en fonction du niveau de cavitation au sein de la couche de cisaillement au niveau des trois sections de référence (vaporisation, transport et condensation). Par définition du tenseur de Reynolds on a : $R_{11} = \overline{u'^2}$; $R_{12} = \overline{u'v'}$; $R_{22} = \overline{v'^2}$ et $R_{33} = \overline{w'^2}$.

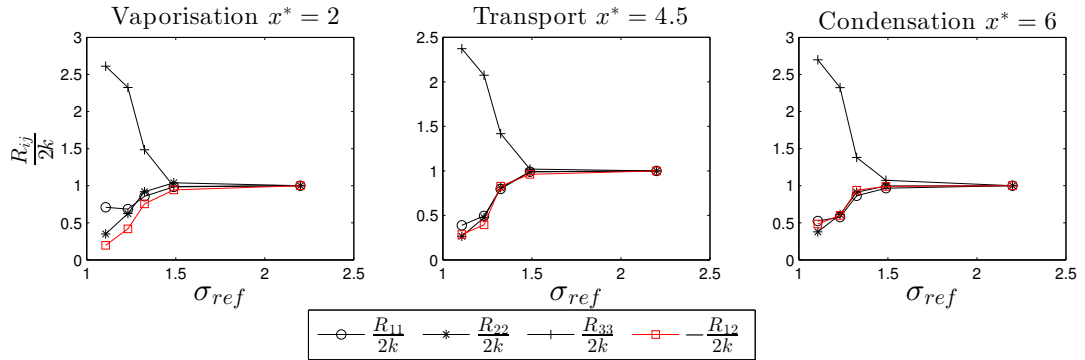


FIGURE 5.21: $\frac{|R_{ij}|}{2k}$ en fonction de σ_{ref} rapporté au cas non cavitant

On remarque que l'augmentation de l'énergie cinétique est surtout due à l'augmentation de la composante w' qui semble totalement décorrélée de l'évolution des autres composantes. L'augmentation de l'énergie cinétique en cavitant est donc principalement due à la dilatation et à la contraction des structures de vapeur, dans la direction transversale, sous l'influence du champ turbulent de pression et du changement de phase. Ce mouvement dilatatoire est contraint dans les directions x et y par le fort cisaillement

moyen de l'écoulement qui augmente avec le niveau de cavitation alors qu'il ne subit aucune contrainte dans la direction z . Les invariants II et III du tenseurs d'anisotropie B_{ij} permettent de préciser la nature de la turbulence dans notre écoulement.

$$B_{ij} = \frac{R_{ij}}{2k} - \frac{1}{3}\delta_{ij} \quad (5.17)$$

$$II = -\frac{B_{ii}^2}{2} \quad (5.18)$$

$$III = \frac{B_{ii}^3}{3} \quad (5.19)$$

La figure 5.22 montre l'évolution de $-II$ en fonction de III . On constate que les données s'inscrivent dans le triangle de réalisabilité du tenseur de Reynolds de Lumley [58], défini par les combinaisons d'invariants suivantes :

$$G = \frac{1}{9} + 3III + II = 0 \quad H = \frac{III}{2(-\frac{II}{3})^{\frac{3}{2}}} = 1 \quad \text{et} \quad H = \frac{III}{2(-\frac{II}{3})^{\frac{3}{2}}} = -1 \quad (5.20)$$

Cela assure la positivité du tenseur de Reynolds, ce qui signifie que ses valeurs propres sont positives et que les termes diagonaux seront toujours positifs par changement de repère par rotation.

Les courbes $H = 1$ et $H = -1$ correspondent à une turbulence axisymétrique, c'est à dire que deux valeurs propres du tenseur de Reynolds sont égales, ce qui est le cas lorsque l'écoulement est faiblement cavitant ou non-cavitant. La droite $G = 0$ correspond à une turbulence 2D c'est à dire qu'une des valeurs propres est nulle. Les sommets du triangle correspondent à des limites 1D de la turbulence c'est à dire qu'une seconde valeur propre du tenseur de Reynolds tend vers 0 (Intersection de $G = 0$ avec $H = 1$ et $H = -1$). L'augmentation générale des niveaux de fluctuation de la composante w' avec le niveau de cavitation éloigne l'écoulement de la turbulence axisymétrique de l'écoulement cisailé et le rapproche d'une turbulence à 1 composante (pointe du triangle).

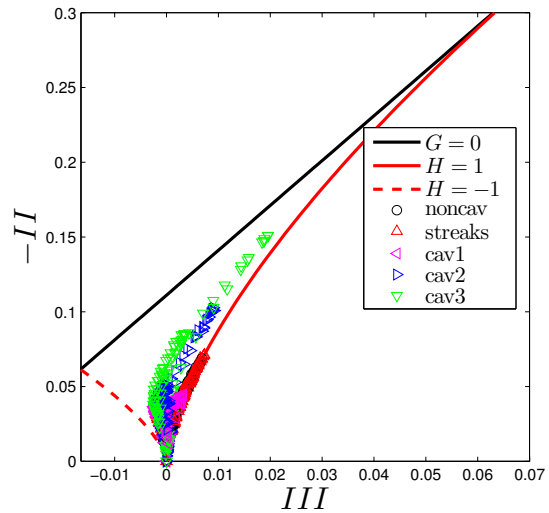


FIGURE 5.22: Triangle de réalisabilité

5.2.3 Étude conditionnelle de l'événement extrême en cav3

Comme mentionné dans les sections précédentes, l'écoulement en cav3 requiert une attention particulière. En effet, il a été montré au chapitre 4 (§4.3) qu'un lâcher tourbillonnaire plus marqué que la moyenne se produisait de façon intermittente à une fréquence faible. Cet événement étant très repérable sur les signaux de pression pariétale, il est possible d'isoler des séries d'événements afin d'étudier l'évolution des grandeurs turbulentes associées à cet événement particulier. Après avoir sélectionné 26 événements extrêmes sur les signaux de pression, on calcule l'énergie cinétique turbulente et la viscosité turbulente pour cette réalisation d'écoulement. On obtient ainsi un champ turbulent conditionnel dont nous allons donner quelques propriétés ci-après.

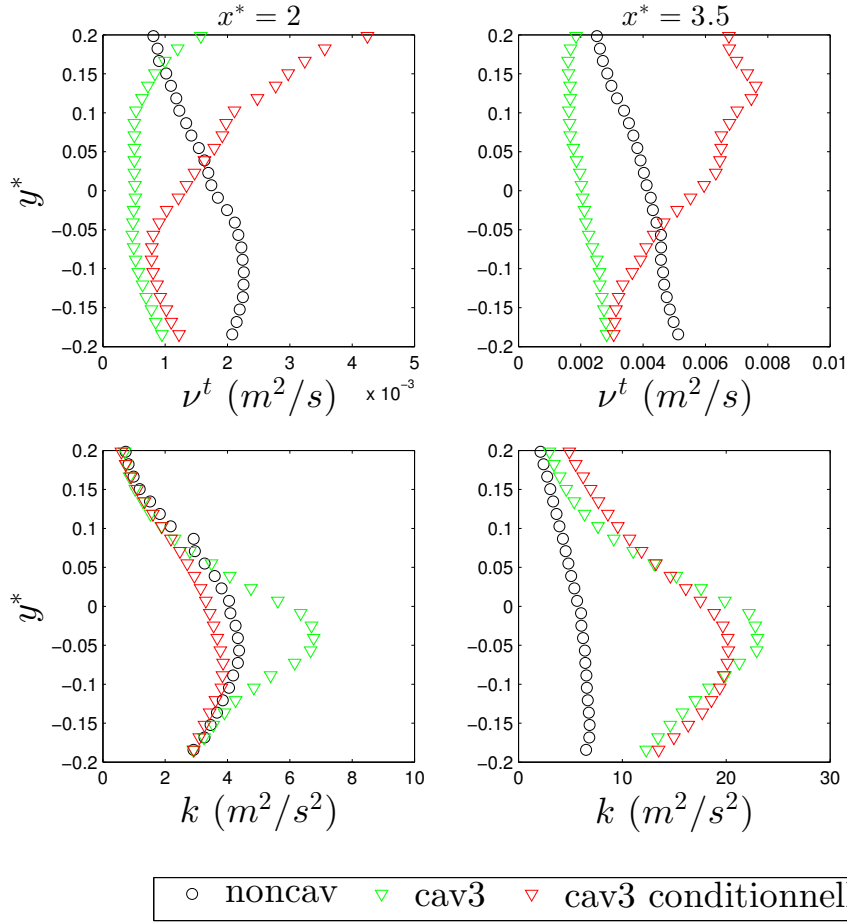


FIGURE 5.23: ν^t et k en non cavitant, cav3 et cav3 conditionnelle

Les résultats sont présentés pour deux sections ($x^* = 2$ et $x^* = 3.5$) sur la figure 5.23 où l'on montre les évolutions transversales de k et ν^t pour les réalisations NonCav, Cav3

et Cav3 conditionnelle. Il est intéressant de noter que la viscosité turbulente conditionnelle surpasse généralement la viscosité turbulente de la réalisation complète en cav3 et que l'énergie cinétique turbulente conditionnelle est inférieure à l'énergie cinétique globale. En fait, en sélectionnant uniquement l'événement tourbillonnaire extrême, le terme $\overline{u'v'}$ est sur-représenté. Il a été montré au chapitre 4 que la cavitation engendre dans notre écoulement une baisse du nombre de Strouhal correspondant au lâcher tourbillonnaire de la zone de cisaillement. Comme le nombre de Strouhal peut être vu comme le rapport entre l'épaisseur de vorticité δ_ω et la distance inter-tourbillon L_t , les événements tourbillonnaires sont donc moins représentés dans les statistiques globales. De ce fait, l'événement conditionnel se rapproche d'une instabilité de Kelvin-Helmholtz (KH) et d'ailleurs on retrouve des comportements au niveau de l'évolution de ν^t qui sont voisins des résultats obtenus par Aeschlimann [3] en couche de mélange 2D où l'instabilité de KH est quasi exclusive. Dans l'écoulement de marche descendante, la cavitation rend l'écoulement beaucoup plus sensible aux fluctuations de pression. En particulier, la « réceptivité » de l'écoulement vis-à-vis du développement des différentes instabilités en « concurrence » semble très affectée par le niveau de cavitation. C'est pour cela que l'on constate une évolution de la structure macroscopique de l'écoulement par rapport au cas non-cavitant et ce en particulier dans le cas CAV 3. De plus, ceci a un effet direct et mesurable sur le champ turbulent (intensité et nature). Il est fort probable que cette évolution de la réceptivité soit liée aux évolutions des vitesses du son et des niveaux de « backflow » engendrés par les variations de la quantité de vapeur dans la zone de recirculation. Cela peut expliquer, tout au moins en partie, la baisse du cisaillement turbulent (en valeur absolue) engendrant la baisse de viscosité turbulente observée dans tous les cas cavitants.

5.3 Modélisation du changement de phase

Pour modéliser les écoulements cavitants dans le cadre du modèle à fluide homogène deux stratégies sont actuellement utilisées. D'un côté on trouve les modèles « dits » à transport de taux de vide où l'évolution du taux de vide est régie par une équation de transport. D'un autre côté on trouve les modèles dit barotropes où la masse volumique du mélange est reliée à la pression par une relation bijective.

5.3.1 Modélisation barotrope

Afin de confronter nos résultats expérimentaux à la modélisation barotrope il est nécessaire d'estimer la pression moyenne dans les trois sections de référence. En partant de l'équation de quantité de mouvement,

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \frac{\partial \rho u_i u_j}{\partial x_j} = -\frac{\partial P}{\partial x_j} + \frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_i} + \rho g \delta_{i2}, \quad (5.21)$$

et en projetant dans la direction y , tout en négligeant les termes croisés ainsi que les termes visqueux on obtient :

$$\frac{\partial \rho v}{\partial t} + \cancel{\frac{\partial \rho v u}{\partial x}} + \frac{\partial \rho v^2}{\partial y} = -\frac{\partial P}{\partial y} + \cancel{\frac{\partial \tau_{ij}}{\partial x_j}} - \rho g \quad (5.22)$$

Enfin en prenant la moyenne de l'équation 5.22 le gradient de la pression moyenne selon y s'exprime :

$$\frac{\partial \bar{P}}{\partial y} = -\rho g - \frac{\partial \overline{\rho v^2}}{\partial y} \quad (5.23)$$

et on obtient en intégrant :

$$\overline{P(y)} = \overline{P(y=0)} - \overline{\rho(y)gy} - \rho(y)\overline{v(y)}^2 - \rho(y)\overline{v(y)^2} \quad (5.24)$$

Dans l'équation 5.24 les termes $\overline{\rho(y)}$, $\overline{v(y)}^2$ et $\overline{v(y)^2}$ ont tous été mesurés, le terme $\overline{P(y=0)}$ est issu des mesures de pression moyenne en paroi. On peut donc estimer la pression moyenne uniquement à partir de nos mesures. Les profils de pression statique moyenne sont tracés sur la figure 5.24 pour les différents niveaux de cavitation. On constate que la pression diminue significativement au coeur de la couche de cisaillement là où $\overline{v^2}$ est le plus fort. Pour le cas cav3 la pression moyenne est en dessous de la pression de vapeur saturante ce qui signifie que, en moyenne, la phase liquide est metastable.

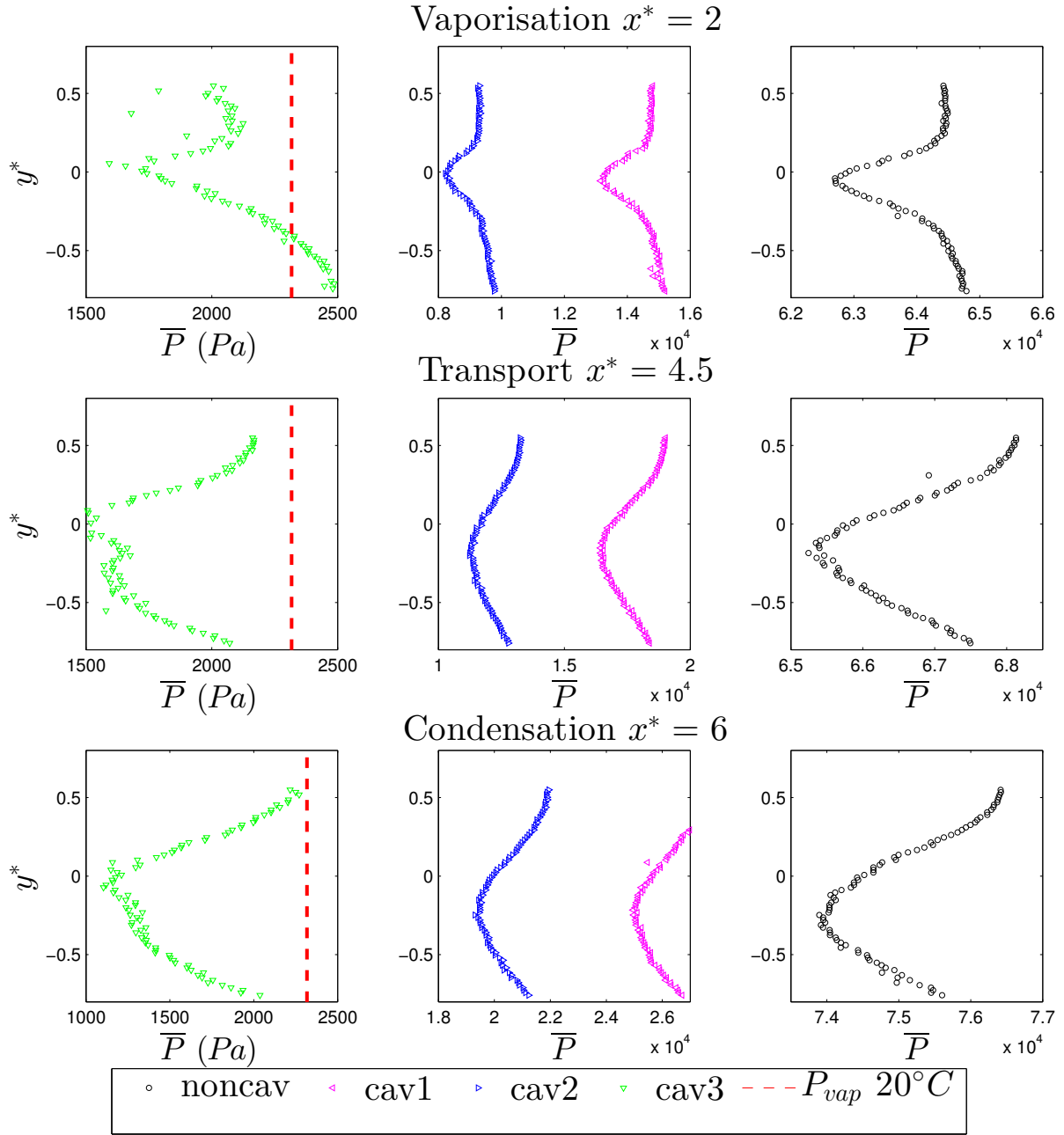


FIGURE 5.24: Profils de la pression dans les trois sections de référence

5.3 Modélisation du changement de phase

La figure 5.25 nous montre que l'erreur relative sur la masse volumique est inférieure à 1% si la loi barotrope sinusoïdale [19] est linéarisée sur une portion comprise entre $\rho = 500 \text{ kg/m}^3$ et $\rho = 700 \text{ kg/m}^3$.

Dans ce domaine de densité on peut donc faire aisément l'hypothèse que l'évolution de la masse volumique moyenne suit la même loi que la masse volumique instantanée. Ainsi on peut écrire :

$$\rho = f(P) \Rightarrow \bar{\rho} = f(\bar{P})$$

$$\text{où } f(P) = \frac{\rho_{liq} + \rho_{vap}}{2} + \frac{\rho_{liq} - \rho_{vap}}{2} \sin\left(\frac{P - P_{vap}}{C_{min}^2} \cdot \frac{2}{\rho_{liq} - \rho_{vap}}\right) \quad (5.25)$$

est la loi barotrope en question. La version linéarisée de cette loi s'écrit :

$$\rho = \frac{P - P_{vap}}{C_{min}^2} + \frac{\rho_{liq} + \rho_{vap}}{2} \quad (5.26)$$

Où C_{min}^2 est la vitesse du son minimale dans le mélange, obtenue avec un taux de vide égal à 0.5. Cette loi est donc calée de telle façon que cette vitesse du son (et donc ce taux de vide de 0.5) est obtenue lorsque la pression du mélange diphasique est égale à P_{vap} .

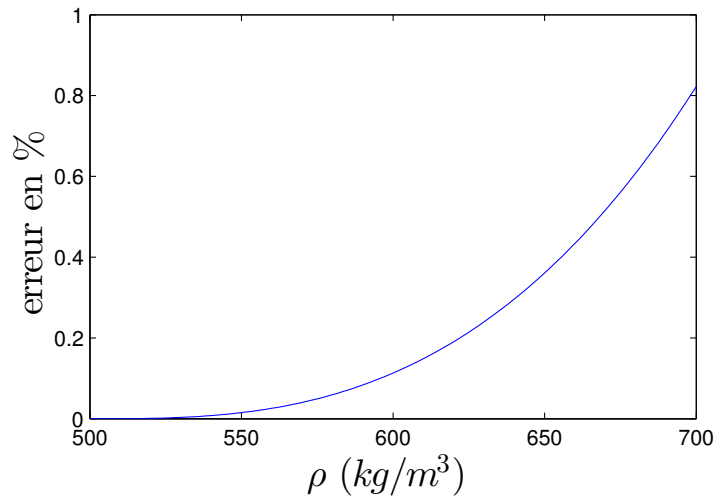


FIGURE 5.25: Erreur relative sur la masse volumique en prenant une loi barotrope linéaire

On peut tracer l'évolution de la masse volumique moyenne en fonction de la pression moyenne pour le cas cav3 (cf. figure 5.26). On remarque que pour une densité donnée, le fluide peut avoir plusieurs pressions différentes. Cette observation est en contradiction avec l'hypothèse d'un comportement barotrope de l'écoulement.

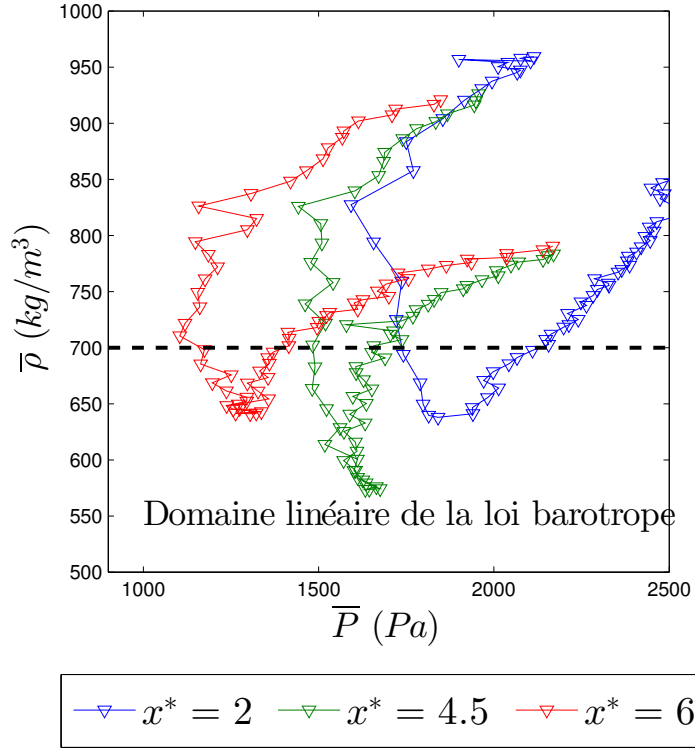


FIGURE 5.26: Masse volumique en fonction de la pression moyenne en cav3

Ces considérations sur la pression nous montrent qu'aucun modèle barotrope ne pourra reproduire les résultats expérimentaux tout du moins pour le cas cav3. Il est également important de rappeler que pour le cas cav3 des occurrences non négligeables de pression négatives ont été observées.

Comme une pression négative ne peut exister qu'à l'état liquide, un modèle purement barotrope sera incapable de prendre en compte ce phénomène, car dans ce cas le liquide se trouve à une pression inférieure à celle de la vapeur. Pour prendre en compte ce phénomène il est donc nécessaire d'ajouter une information sur la concentration en germes de cavitation dans l'écoulement, et/ou de baser le changement de phase sur un critère intrinsèque à la nature cisailée de l'écoulement. Ce devrait être le cas des modèles à transport de taux de vide. En effet les travaux de Joseph [42] montrent que pour les écoulements de liquides, la pression est un critère insuffisant pour expliquer l'apparition de cavitation.

5.3.2 Estimation du terme source des modèles à transport de taux de vide

Toute la subtilité des modèles à transport de taux de vide réside dans le terme source qui est le plus souvent déterminé empiriquement. Nous proposons ici de calculer explicitement ce terme à partir des champs de taux de vide mesurés et des champs de vitesse estimés au moyen de la POD-LSE. Le modèle à transport de taux de vide s'exprime de la façon suivante :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} = \dot{S} \quad (5.27)$$

où $\dot{S}$ correspond à la variation du taux de vide qui ne correspond pas à du pur transport $u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i}$. En reformulant l'équation de conservation de la masse du mélange on remarque que le terme source du modèle à transport de taux de vide est proportionnel à la divergence du champ de vitesse.

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \frac{\partial \rho_m u_i}{\partial x_i} &= 0 \\ \frac{\partial \alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l}{\partial t} + \frac{\partial (\alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l) u_i}{\partial x_i} &= 0 \\ (\rho_v - \rho_l) \frac{\partial \alpha}{\partial t} + (\rho_v - \rho_l) \frac{\partial \alpha u_i}{\partial x_i} &= -\rho_l \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \\ \frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} &= \left(\frac{\rho_l}{\rho_l - \rho_v} - \alpha \right) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \end{aligned} \quad (5.28)$$

En négligeant ρ_v devant ρ_l on obtient :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} = (1 - \alpha) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \quad (5.29)$$

Afin de prendre en compte le transfert de masse entre les phases, Saurel *et al.* [79] ainsi que Goncalves *et al.* [29], [30] ajoutent un terme supplémentaire qui reste à modéliser. Ce terme, est appelé $\frac{1}{\rho_i} \dot{m}$, où ρ_i correspond à la densité des interfaces. C'est ce terme que nous allons tenter d'évaluer à partir de nos données expérimentales. Le modèle complet, comprenant le transfert de masse entre phases s'exprime donc de la façon suivante :

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} + u_i \frac{\partial \alpha}{\partial x_i} = (1 - \alpha) \frac{\partial u_i}{\partial x_i} + \dot{m} \quad (5.30)$$

On évalue le terme source du modèle comme la différence entre la dérivée particulière du taux de vide $\frac{D\alpha}{Dt}$ et le terme d'expansion des structures diphasiques $(1 - \alpha) \frac{\partial u_i}{\partial x_i}$. Les dérivées spatiales sont approchées par un schéma centré à l'ordre 2 et la dérivée temporelle

est approchée par un schéma à l'ordre 1.

Les résultats sont présentés sous la forme de fonctions de densité de probabilité conjointe (Jpdf) entre $\frac{1}{\rho_i} \dot{m}$ noté $\dot{M}$ et α pour les cas cav2 (*cf.* figure 5.27) et cav3 (*cf.* figure 5.28) et ce pour différentes positions longitudinales dans l'écoulement en $y^* = 0$. La quantité $\dot{M}$ étant homogène à un gradient de vitesse on choisit de la normaliser par l'échelle intégrale associée aux fluctuations de taux de vide $L_{y\alpha}$ et la vitesse débitante de la veine d'essais. Les droites horizontales sur les figures 5.27 et 5.28 représentent la moyenne des événements négatifs et positifs de $\dot{M}$. La création et destruction nette de vapeur, c'est à dire la somme de ces deux moyennes $\overline{\dot{M}^+} + \overline{\dot{M}^-}$, est reportée sur la figure 5.29 pour les cas Cav2 et Cav3 en différentes positions de l'écoulement.

A la vue des cartographies des densités de probabilités conjointes on peut remarquer que les valeurs extrêmes du terme source sont bien supérieures pour le cas Cav3 que pour le cas Cav2. Ceci est particulièrement spectaculaire dans la zone de destruction de vapeur ($x^* = 6$ et $x^* = 7$) où l'on constate que pour Cav3, une forte activité persiste alors qu'il ne se passe presque plus rien sur cet aspect des choses en Cav2. On remarque une fois de plus ici la grande différence de comportement entre ces deux écoulements. La forme de ces fonctions est relativement « aplatie » dans le cas Cav2; spécialement aux alentours de $x^* = 2$, $x^* = 3.5$ et $x^* = 4.5$. L'effet de « saturation » sur les fluctuations négatives de alpha correspond à du fluide purement liquide encore très présent pour le cas Cav2. A l'opposé, en Cav3, le taux de vide étant plus élevé, on constate plus de « liberté » sur les fluctuations négatives de alpha. Ainsi la « saturation liquide » apparait sous la forme d'un pic secondaire de la Jpdf. Il est difficile de synthétiser ces résultats de manière globale étant donné leur caractère fortement instantané lié aux conditions locales de l'écoulement.

L'évolution de la valeur nette globale représentée sur la figure 5.29 peut être une façon de synthétiser ces résultats. On constate en particulier que même dans la zone de « transport » telle que nous l'avons définie au début de ce travail (zone où l'évolution longitudinale du maximum de taux de vide moyen est presque nulle), il existe encore une création nette de vapeur. La destruction nette de vapeur semble être localisée à la toute fin du processus de recompression de l'écoulement.

5.3 Modélisation du changement de phase

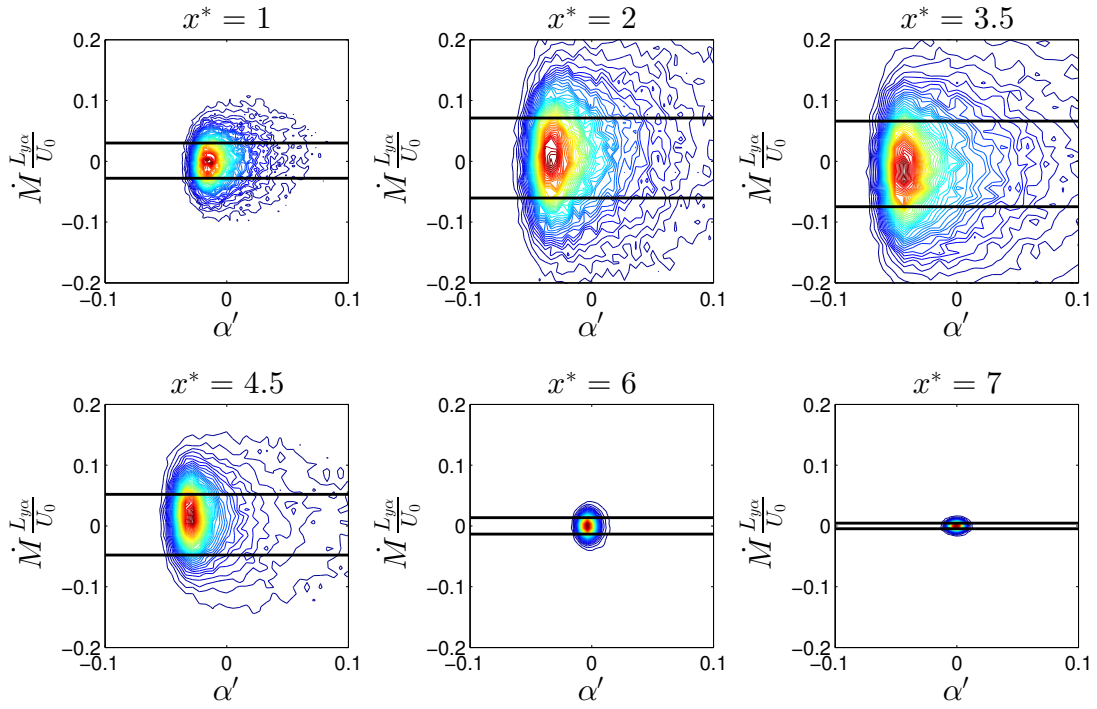


FIGURE 5.27: Fonctions de densité de probabilité conjointe du terme source $\dot{M}$ en cav2

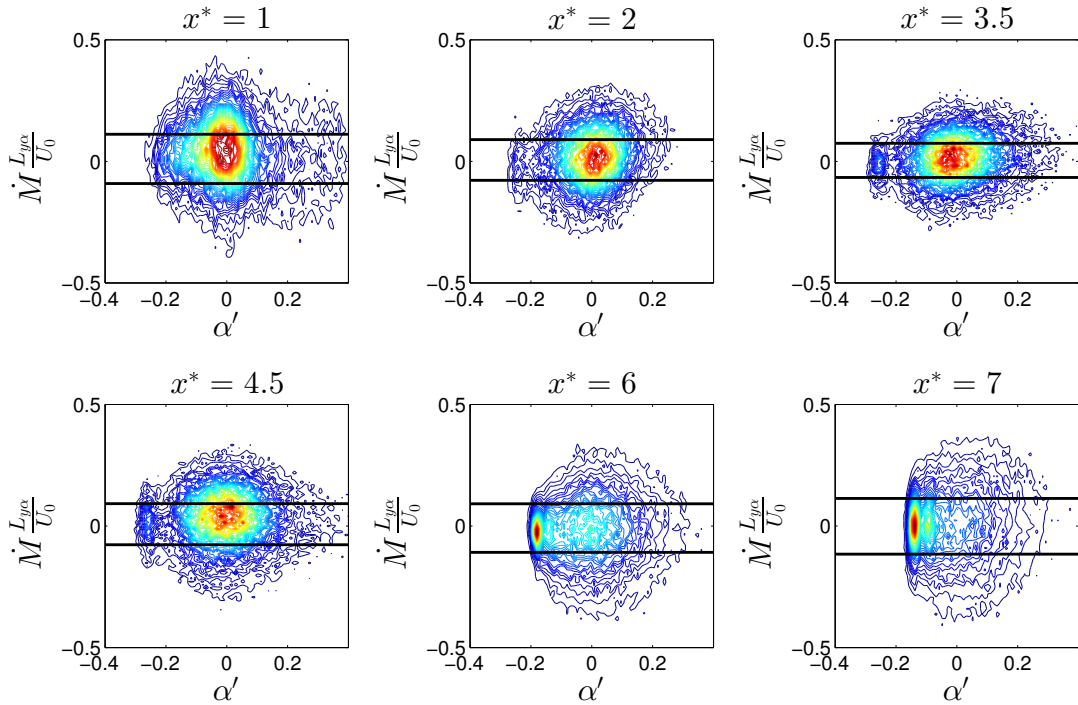


FIGURE 5.28: Fonctions de densité de probabilité conjointe du terme source $\dot{M}$ en cav3

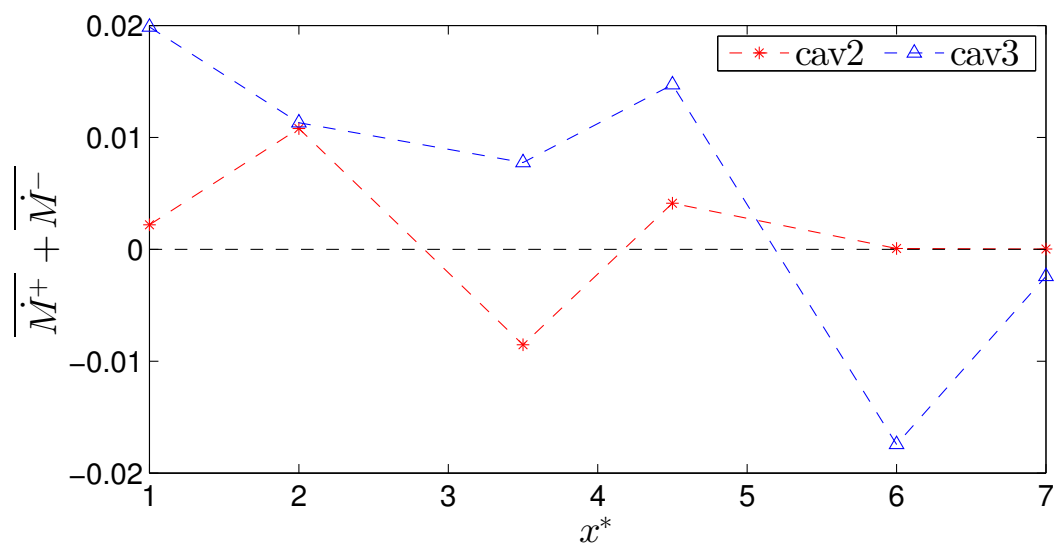


FIGURE 5.29: Différence nette de création et destruction de vapeur

5.4 Discussion

Concernant la modélisation de la turbulence, l'ensemble des résultats présentés montre que les stratégies de modélisation actuellement utilisées sont inadaptées aux écoulements turbulents cavitants. La cavitation se manifestant principalement par une augmentation de l'énergie cinétique turbulente décorrélée du cisaillement moyen et accompagnée d'une forte variation de l'anisotropie de l'écoulement. On peut considérer qu'en écoulement cavitant cette énergie cinétique turbulente supplémentaire provient du terme de pression dilatation $p' \frac{\partial u'_i}{\partial x_i}$ qui est rarement pris en compte dans les modèles de turbulence classiques. Les modèles à viscosité turbulente couramment utilisés ne peuvent donc pas prédire correctement l'écoulement car ils ignorent cette énergie cinétique. Le seul moyen pour prendre en compte ces phénomènes est de faire un effort supplémentaire de modélisation en particulier pour les termes dilatatoires. Malheureusement, il est très difficile voire impossible de mesurer ce terme car cela nécessite de mesurer la pression et la vitesse en tout point en même temps. L'autre possibilité est de repousser les hypothèses de modélisation aux échelles dissipatives de l'écoulement en développant un formalisme de simulation des grandes échelles adapté aux écoulements cavitants.

En ce qui concerne la modélisation du changement de phase, l'un des principaux résultats des présentes expériences est qu'une modélisation barotrope est complètement inapte à décrire un tel écoulement. Il n'est toutefois pas exclu que ce type d'approche puisse donner une estimation convenable de certaines grandeurs macroscopiques de l'écoulement telles que par exemple les pressions moyennes en paroi. On peut consulter à ce propos les calculs stationnaires sur venturi 4° faits par Rolland *et al.* [73] avec le code de calcul Fine Turbo en modélisation barotrope.

Prédire correctement la pression en paroi permet d'estimer convenablement les chutes de performances des inducteurs, tout du moins en eau froide et sur des géométries connues. En effet, sur ces géométries les modèles de turbulence et de changement de phase peuvent être soigneusement recalés à partir de résultats expérimentaux globaux. Toutefois, l'inexactitude des calculs obtenus à partir de ces approches est flagrante si l'on s'intéresse aux champs de taux de vide et de vitesse. De ce fait, ces modèles n'ont aucun caractère prédictif si l'on s'intéresse à des aspects dynamiques de l'écoulement comme la prédiction d'instabilité tourbillonnaire ou de cavitation.

Concernant l'estimation du terme source des modèles à transport de taux de vide il

faut toutefois pondérer un peu les conclusions du présent travail au vu des inconvénients de la méthode de ré-estimation de la vitesse. En effet, la perte de variance du signal de vitesse estimé a certainement un effet sur le calcul du terme source et de la divergence du champ de vitesse. De plus, pour raisonner sur la globalité de l'écoulement, il serait nécessaire de mener l'analyse précédente en chaque point de l'écoulement et ainsi, en intégrant sur tout l'espace, obtenir l'évolution de la masse de vapeur et du terme source en tout point. En tout état de cause, la validation d'un quelconque terme source utilisé pour des calculs numériques devra se faire en réalisant un travail de comparaison des Jpdf expérimentales et numériques extraites d'un calcul de cet écoulement. Cette action est indispensable au calage d'un terme source réaliste pour tout modèle à transport de taux de vide. L'étude directe de cet aspect des choses constitue une tentative intéressante de stratégie de comparaison calcul expérience.

CONCLUSION

Ce travail s'inscrit dans un contexte industriel qui vise à améliorer la prédiction de l'apparition de la cavitation dans les turbopompes de moteurs de fusée. En effet, les effets de la cavitation sur une turbomachine sont néfastes et engendrent des baisses de performance, des vibrations des structures et des instabilités d'écoulement pouvant déstabiliser les lanceurs et détruire les charges utiles. Il est donc primordial, pour la sécurité et la fiabilité des lanceurs, d'être capable de prédire au mieux tous ces effets dans les étapes de "design" des moteurs spatiaux. C'est pourquoi nous avons élaboré et mené des expériences académiques afin de mieux comprendre les phénomènes physiques mis en jeu dans les inducteurs à l'amont des turbopompes et ce, dans le but d'améliorer les outils de prédiction numériques actuels.

Travail réalisé

L'expérience académique choisie est celle d'un écoulement de marche descendante cavitante pour lequel les différents mécanismes spatio-temporels des écoulements de backflow cavitants sont bien représentés. Cet écoulement présente un double intérêt car il est d'une part suffisamment proche des configurations réelles d'écoulements industriels ("backflow", arrière corps, décollements massifs) et d'autre part parce qu'il est également reconnu comme cas test pour la simulation numérique. De plus, compte tenu du fait que notre démarche s'insère aussi dans un cadre plus académique relatif à la quantification et la compréhension des mécanismes d'interaction entre la turbulence et le changement de phase, cette classe d'écoulement devient très intéressante. En effet, cet écoulement présente une richesse tourbillonnaire qui vient complexifier ces interactions en terme de dynamique spatio-temporelle. Pour réaliser ce travail, une boucle d'essais a été spécialement conçue et plusieurs points de fonctionnement, correspondant à différents taux de vide allant de 1% à 50%, ont été choisis pour une vitesse de référence correspondant à

un nombre de Reynolds, basé sur la hauteur de la marche, de 500 000. Ces différents points de fonctionnement en écoulement diphasique ont systématiquement été comparés à l'écoulement non cavitant afin de quantifier les modifications de la phase liquide inhérentes à la présence de la phase vapeur. Pour caractériser les champs moyens et fluctuants ainsi que la dynamique spatio-temporelle de la phase vapeur et liquide, des campagnes de mesures ont été réalisées en utilisant des techniques de pointes de type visualisations rapides, PIV-LIF 2D/2C, PIV-LIF stéréoscopiques 2D/3C haute cadence, méthode d'absorption de rayon X ou encore mesure de pression pariétale fluctuante. L'originalité de ce travail est basée sur la synchronisation de ces différentes techniques avec les mesures de pression dans le but d'obtenir par des méthodes de traitement POD/LSE, novatrices dans ce domaine, une estimation des corrélations densité-vitesse pour les différents points de fonctionnement.

Principaux résultats

Les résultats obtenus ont permis de quantifier dans un premier temps les interactions entre la structure de l'écoulement et la cavitation et en particulier les évolutions des grandeurs moyennes et fluctuantes de la phase liquide et vapeur. L'évolution du volume de vapeur se caractérise par trois zones bien identifiées : une zone de vaporisation, une de transport et une de condensation. Il a été noté que l'apparition de la phase vapeur dans l'écoulement engendre une diminution de l'épaisseur de vorticité associée aux gradients de vitesse longitudinale ainsi qu'une diminution des échelles intégrales du champ de vitesse. Ces diminutions s'expliquent par la baisse de la masse volumique du fluide entraîné par la couche de cisaillement. Pour le cas le plus cavitant (valeur de taux de vide pouvant atteindre 50%) ces effets vont jusqu'à augmenter la taille de la zone de recirculation. En fait, ce dernier cas se rapproche de plus en plus d'un écoulement supercavitant (lorsque la zone de recirculation est entièrement vaporisée) et la poche de recirculation se comporte donc comme un obstacle contourné par l'écoulement. Concernant l'agitation turbulente, la cavitation engendre une forte anisotropie et une tridimensionnalité de l'écoulement en particulier dans la zone de transport de taux de vide où les fluctuations de la composante transversale de vitesse liquide deviennent prépondérantes. L'augmentation de l'énergie cinétique turbulente étant essentiellement due à des mécanismes dilatatoires dans une direction privilégiée de l'écoulement. Il a été également remarqué que ces mécanismes dilatatoires étaient liés à des occurrences d'événements extrêmes intermittents pour le cas le plus cavitant.

5.4 Principaux résultats

Du point de vue des interactions sur la dynamique, il a été observé que pour des faibles taux de vide (de l'ordre de 3%) les échelles intégrales spatiales associées aux deux grandeurs (vitesse et taux de vide) sont quasi-identiques dans les zones de vaporisation et de transport. Ceci traduit le fait que les structures tourbillonnaires de la couche cisailée ne sont pas déstructurées en leur coeur par la phase vapeur et que le fluide dans la zone de recirculation reste encore liquide. En revanche, dans la zone de recompression en aval, l'effondrement des bulles engendre des tailles de structures diphasiques plus petites alors que les tourbillons liquides gardent une taille similaire au cas non cavitant. De plus, l'effet de la cavitation se manifeste par une baisse des fréquences caractéristiques associées aux différentes instabilités de l'écoulement et par une augmentation de la « sensibilité » de l'écoulement aux fluctuations de pression. En effet, plus la pression se rapproche de la pression de vapeur saturante, plus les perturbations de pression ont des effets notables sur la masse volumique. Pour le cas le plus cavitant, les fortes fluctuations de pression dues à l'effondrement des structures diphasiques en aval de la marche déclenchent des événements extrêmes caractérisés par un lâcher tourbillonnaire d'une taille de l'ordre de cinq fois celle des structures présentes dans la couche de cisaillement. Ces événements se caractérisent également par une accumulation d'énergie à très basse fréquence.

Du point de vue de la modélisation des écoulements turbulents cavitants, les hypothèses des modèles de turbulence couramment utilisées ont été réfutées expérimentalement. On montre ainsi que l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente est décorrélée du cisaillement moyen et turbulent. Les modèles à viscosité turbulente s'avèrent donc inadaptés pour ce type d'écoulement. De plus, sans prendre en compte les termes de pression dilatation dans le bilan d'énergie cinétique turbulente, toute tentative de modélisation serait inappropriée.

Concernant la modélisation du changement de phase, nous avons pu mettre en évidence l'inadaptation des modèles barotropes pour modéliser l'écoulement. En effet, il a été observé que pour des taux de vide de l'ordre de 50% (cas le plus cavitant), les valeurs de pression moyenne estimée pouvaient atteindre des valeurs inférieures à la pression de vapeur saturante signifiant ainsi un état métastable de la phase liquide. De plus, pour une densité donnée, le fluide pouvait avoir plusieurs valeurs de pressions différentes, observation en contradiction avec l'hypothèse d'un comportement barotrope de l'écoulement.

Nous avons également tenté d'estimer le terme source d'un modèle à transport de taux de vide au moyen de l'estimation linéaire stochastique (méthode permettant l'estimation du couplage densité-vitesse). Cette estimation a permis de mettre en évidence la différence

nette de création et de destruction de la vapeur au sein de l'écoulement. Les résultats montrent qu'il existe encore une création de vapeur même dans la zone où l'évolution du taux de vide est quasi-nulle. La destruction nette étant quant à elle localisée en toute fin du processus de condensation. Enfin, il est important de rappeler que les mesures réalisées constituent une base de données expérimentales très fournie pouvant servir de cas test à la simulation numérique afin de valider de futurs modèles de turbulence et de changement de phase adaptés à cette classe d'écoulement.

Perspective

En perspective, on peut dire que cette étude expérimentale pourrait être complétée par des mesures dans la direction transversale (axe z) afin d'explorer de façon plus approfondie les effets tridimensionnels liés à l'apparition de la phase vapeur dans l'écoulement. En effet, on rappelle que l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente est surtout due à l'amplification des fluctuations de la composante w .

Les stratégies de ré-estimations stochastiques semblent être très prometteuses pour dégager des hypothèses sur la modélisation du changement de phase. En effet, les comparaisons calculs-expériences devraient permettre d'analyser de manière plus approfondie l'évolution de la création et destruction de la vapeur. Il serait également intéressant de tester d'autres méthodes que la POD-LSE, comme la POD-LSE à temps décalé, la LSE spectrale ou encore la DMD¹ afin d'obtenir simultanément les modes spatiaux et temporels des structures de vapeur et de la phase liquide. Cependant ces méthodes ne sauraient se substituer à la mesure simultanée des deux grandeurs (vitesse et masse volumique) dans tout l'écoulement. À ce sujet le développement de techniques de tomographie rapide permettrait d'accéder à la distribution tridimensionnelle de la phase vapeur et à de nouvelles grandeurs spécifiques à l'écoulement diphasique, comme la densité de surface interfaciale qui pourrait servir à fermer des termes de modélisation avancée.

Enfin pour de futures études, afin d'isoler réellement les phénomènes mis en jeu dans les écoulements turbulents cavitants, diminuer le nombre de Reynolds et simplifier l'écoulement ne peut qu'être bénéfique pour le choix de l'instrumentation et la mise en place de stratégies efficaces de comparaison calcul-expérience. On pourrait ainsi décliner notre plan d'expérience pour des fluides thermosensibles à d'autres écoulements canoniques, comme la couche limite sur plaque plane ou les jets plans et axisymétriques, comme ce fut le cas par le passé en mécanique des fluides monophasiques.

1. Décomposition en Mode Dynamique

- [1] ACOSTA, A. J. An experimental study of cavitating inducers. In *Second Symposium on Naval Hydrodynamics, Hydrodynamic Noise, Cavity Flow* (1958).
- [2] ACOSTA, A. J., TSUJIMOTO, Y., YOSHIDA, Y., AZUMA, S., AND COOPER, P. Leading edge sweep. *International Journal of rotating machines* 7, 6 (2001), 397–404.
- [3] AESCHLIMANN, V. *Une approche expérimentale pour la modélisation des écoulements turbulents cavitants*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.
- [4] AESCHLIMANN, V., BARRE, S., AND DJERIDI, H. Velocity field analysis in an experimental cavitating mixing layer. *Physics of Fluids* 23, 5 (2011).
- [5] AESCHLIMANN, V., BARRE, S., AND LEGOUPIL, S. X-ray attenuation measurements in a cavitating mixing layer for instantaneous two-dimensional void ratio determination. *Physics of Fluids* 23, 5 (2011).
- [6] ALAIN, B. *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. Hermes-sciences, 2012.
- [7] ARAKERI, V. A note on the transition observation on an axisymmetric body and some related fluctuating wall pressure measurements. *Journal of Fluid Engineering* (1975).
- [8] ARMALY, B. F. Experimental and theoretical investigation of backward-facing step flow. *Journal of Fluid Mechanics* 86, 1 (1983), 259.
- [9] BELAHADLI, B. *Cavitation dans le sillage turbulent d’un obstacle*. PhD thesis, Université de Grenoble, 1993.

- [10] BELAHADLI, B., AND FRANC, J. Cavitation in the rotational structures of a turbulent wake. *Journal of Fluid Mechanics* (1995).
- [11] BONNET, J., COLE, D., DELVILLE, J., GLAUSER, N., AND UKEILEY, L. Stochastic estimation and proper orthogonal décomposition : Complementary techniques for identifying structure. *Experiments in fluids* (1994).
- [12] CHAMPAGNAC, M. *Modélisation numérique des écoulements cavitant : Application à des écoulements 2D stationnaires*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2011.
- [13] CHANDSRUDA, C., AND BRADSHAW, P. Turbulence structure of a reattaching mixing layer. *Journal of Fluid Mechanics* 110 (1981).
- [14] CHIANG, T. P., AND TONY, W. H. A numerical revisit of backward-facing step flow problem. *Physics of fluids* 11, 4 (1999), 862–874.
- [15] CHOI, C.-H., KIM, J.-S., AND KIM, J. Study on the forward-sweep inducer for lre turbopumps. *Acta Astronautica* 65, 1-2 (2009), 214–220.
- [16] CHOI, Y.-D., KUROKAWA, J., AND IMAMURA, H. Suppression of Cavitation in Inducers by J-Grooves. *Journal of Fluids Engineering* 129, 1 (2007), 15.
- [17] CHUN, K., AND SUNG, H. Control of turbulent separated flow over a backward-facing step by local forcing. *experiment in fluids* 21 (1996).
- [18] COUTIER DELGOSHA, O., STUTZ, B., VABRE, A., AND LEGOUPIL, S. Analysis of cavitating flow structure by experimental and numerical investigations. *Journal of Fluids Mechanics* 578 (2007), 171–222.
- [19] DELANOY, Y., AND KUENY., J. Two phase flow approach in unsteady cavitation modeling. *Cavitation and Multiphase flow forum* 98 (1990), 153–158.
- [20] DIMOTAKIS, P. E. Two-dimensional shear-layer entrainment. *AIAA journal* 24, 11 (1986).
- [21] DRIVER, D., AND SEEGMILLER, H. Features of reattaching turbulent shear layer in divergent channel flow. *AIAA journal* 23 (1985).
- [22] EATON, J., AND JOHNSTON, J. Turbulent reattachment : An experimental study of the flow and structure behind a backward-facing step. Tech. rep., Stanford University, 1980.

- [23] FADAI-GHOTBI, A., MANCEAU, R., AND BORÉE, J. Revisiting URANS Computations of the Backward-facing Step Flow Using Second Moment Closures. Influence of the Numerics. *Flow, Turbulence and Combustion* 81, 3 (2008), 395–414.
- [24] FLORES GONZALO, N., GONCALVES, E., FORTES PATELLA, R., ROLLAND, J., AND REBATTET, C. Head drop of a spatial turbopump inducer. *Journal of Fluids Engineering* 130, 11 (2008), 111301.
- [25] FRANC, J.-P. *La cavitation*. Presse universitaire de grenoble, 1995.
- [26] FURUICHI, N., HACHIGA, T., AND KUMADA, M. An experimental investigation of a large-scale structure of a two-dimensional backward-facing step by using advanced multi-point LDV. *Experiments in Fluids* 36, 2 (2004), 274–281.
- [27] FURUICHI, N., AND KUMADA, M. An experimental study of a spanwise structure around a reattachment region of a two-dimensional backward-facing step. *Experiments in Fluids* 32, 2 (2002), 179–187.
- [28] G.L. CHAHINE, E. DELEPOULE, P. H. Study of the interaction between a bubble and a vortical structure. *Cavitation and multiphase Flow ASME* (1993).
- [29] GONCALVÈS, E. Numerical study of expansion tube problems : Toward the simulation of cavitation. *Computers & Fluids* 72 (2013), 1–19.
- [30] GONCALVÈS, E., AND CHARRIÈRE, B. Modelling for isothermal cavitation with a four-equation model. *International Journal of Multiphase Flow* 59 (2014), 54–72.
- [31] GONCALVES, E., FORTES PATELLA, R., ROLLAND, J., POUFFARY, B., AND CHALLIER, G. Thermodynamic Effect on a Cavitating Inducer in Liquid Hydrogen. *Journal of Fluids Engineering* 132, 11 (2010), 111305.
- [32] GONCALVÈS, E. *Habilitation à diriger la recherche : Modélisation et simulation des écoulements à masse volumique variable*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2010.
- [33] HALL, S. D., BEHNIA, M., FLETCHER, C. A. J., AND MORRISON, G. L. Investigation of the secondary corner vortex in a benchmark turbulent backward-facing step using cross-correlation particle imaging velocimetry. *Experiments in Fluids* 35, 2 (2003), 139–151.
- [34] HASAN, M. A. The flow over a backward-facing step under controlled perturbation : laminar separation. *Journal of Fluid Mechanics* (1992), 73–96.

- [35] HASHIMOTO, T., AND KOMASTU, T. Observation of backflow and Prewhirl at rocket Propellant Pump Inducer. *AIAA journal* (2000).
- [36] HASSAN, W., LEGOUPIL, S., CHAMBELLAN, D., AND BARRE, S. Dynamic localization of vapor fraction in turbo pump inducers by x-ray tomography. *IEEE Transaction on Nuclear Science* 55, 1 (2008), 656–661.
- [37] HONG, S.-S., CHOI, C.-H., KIM, J.-S., AND KIM, J. Effect of Tip Clearance on the Cavitation Performance of a Turbopump Inducer. *Journal of Propulsion and Power* 22, 1 (2006), 174–179.
- [38] HUANG, H. T., AND FIEDLER, H. E. A DPIV study of a starting flow downstream of a backward-facing step. *Experiments in Fluids* 23, 5 (1997), 395–404.
- [39] HUANG., T. Cavitation inception observations on six axisymmetric headforms. *Journal of Fluids Engineering* (1981).
- [40] HUDY, L. M., NAGUIB, A., AND HUMPHREYS, W. M. Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements. *Physics of fluids* (2007), 1–18.
- [41] IYER, C., AND CECCIO, S. L. The influence of developed cavitation on the flow of a turbulent shear layer. *Physics of Fluids* 14, 10 (2002).
- [42] JOSEPH, D. D. Cavitation and state of stress in flowing liquid. *Journal of Fluids Mechanics* 310 (1998), 223–236.
- [43] JOVIC, S., AND DRIVER, D. Backward-facing step measurment at low reynolds number $re_h = 5000$. Tech. rep., NASA, 1994.
- [44] KATZ, J., AND O’HERN., T. Cavitation in large scale shear flows. *Journal of Fluids Engineering* (1986).
- [45] KELLER., A. Cavitation scale effects : a representation of its visual appearance and empirically relations. In *4th International simposium of cavitation* (Kiev, September 1997), AGARD Meeting.
- [46] KELLER, A., AND ROTT., H. The effect of flow turbulence on cavitation inception. In *4th International simposium of cavitation* (Vancouver, June 1997), ASME Fluids Engineering Division.

- [47] KIM, J., KLINE, S., AND JOHNSTON, J. investigation of a reattaching turbulent shear layer : flow over a backward-facing step. *Journal of Fluids Engineering* 102 (1980).
- [48] KIMURA, T., YAMADA, H., AND HASHIMOTO, T. Cfd simulation of a turbopump inducer. In *39th joint Propulsion Conference and Exhibit* (Huntsville, 2003), no. July, AIAA, pp. 1–10.
- [49] KIMURA, T., YOSHIDA, Y., HASHIMOTO, T., AND SHIMAGAKI, M. Numerical Simulation for Vortex Structure in a Turbopump Inducer : Close Relationship With Appearance of Cavitation Instabilities. *Journal of Fluids Engineering* 130, 5 (2008).
- [50] KOSTAS, J., SORIA, J., AND CHONG, M. S. Particle image velocimetry measurements of a backward-facing step flow. *Experiments in Fluids* 33 (2002), 838–853.
- [51] KUNZ, R. F., BOGER, D. A., STINEBRING, D. R., CHYCZEWSKI, T. S., LINDAU, J. W., GIBELING, H. J., VENKATESWARAN, S., AND GOVINDAN, T. A preconditioned navier–stokes method for two-phase flows with application to cavitation prediction. *Computers & Fluids* 29, 8 (2000), 849–875.
- [52] LABERTEAUX, K. L., AND CECCIO, S. L. Partial cavity flows : Part 1- cavities forming at the vertices of wedges. *Journal of Fluids Mechanics* 431 (2001), 1–41.
- [53] LAMBERTEAUX, K. L., AND CECCIO, S. L. Partial cavity flows : Part 1- cavities forming at the vertices of wedges. *Journal of Fluids Mechanics* 431 (2001), 43–63.
- [54] LE, H., MOIN, P., AND KIM, J. Direct numerical simulation of turbulent flow over a backward-facing step. *Journal of Fluid Mechanics* 330 (1997).
- [55] LEE, I., AHN, S. K., AND SUNG, H. J. Three-dimensional coherent structure in a separated and reattaching flow over a backward-facing step. *Experiments in Fluids* 36, 3 (2004), 373–383.
- [56] LEE, I., AND SUNG, H. J. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step : Part1. *Experiments in Fluids* 30, 3 (2001), 262–272.
- [57] LEE, I., AND SUNG, H. J. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated flows over a backward-facing step : part2. *Experiments in Fluids* 30, 3 (2001), 273–282.

- [58] LUMLEY., J. L. *Computational modeling of turbulent flows, Advances in Applied Mechanics*. Hermes-sciences, 1978.
- [59] MARCHALL, H. Cavitation inception by almost spherical particle in water. *Physics of fluid* (2003).
- [60] MEJRI, I., BAKIR, F., REY, R., AND BELAMRI, T. Comparison of Computational Results Obtained From a Homogeneous Cavitation Model With Experimental Investigations of Three Inducers. *Journal of Fluids Engineering* 128, 6 (2006), 1308.
- [61] MORCH, K. Reflections on cavitation nuclei in water. *Physics of fluid* (2007).
- [62] NIE, J., AND ARMALY, B. Reverse flow regions in three-dimensional backward-facing step flow. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 47, 22 (2004), 4713–4720.
- [63] O’HERN., T. Cavitation inception in a turbulent shear flow. In – (Cincinnati, 1988), American Institute of Aeronautics and Astronautics.
- [64] OTÜGEN, M. Expansion ration effects on the separated shear layer and reattachment downstream of a backward-facing step. *Experiment in Fluids* 10 (1991).
- [65] PAPADOPOULOS, G., AND OTÜGEN, M. Separating and reattaching flow structure in a suddenly expanding rectangular duct. *Journal of Fluids Engineering* 117 (1995).
- [66] PIIRTO, M., SAARENRINNE, P., ELORANTA, H., AND KARVINEN, R. Measuring turbulence energy with PIV in a backward-facing step flow. *Experiments in Fluids* 35, 3 (2003), 219–236.
- [67] RA, S., AND CHANG, P. Effect of pressure gradient reattaching flow downstream of rear-facing step. *Journal of Aircraft* 27 (1990).
- [68] RAFFEL, M., WILLERT, C., WERELEY, S., AND KOMPENHANS, J. *Particle image Velocimetry, a practice guide*. Springer, 2010.
- [69] RAMAMURTHY, A., BALACHANDAR, R., AND GOVINDA RAM, H. Some characteristics of flow past backwar facing steps including cavitation effect. *Journal of Fluids Engineering* 113 (1991), 278–284.
- [70] RAPPOSELLI, E., AND D’AGOSTINO, L. A modified isenthalpic model of cavitation in plane journal bearings. In *4th Int. Symp. on Cavitation* (Pasadena, 2001), ASME.

- [71] RAPPOSELLI, E., AND D'AGOSTINO, L. A barotropic cavitation model with thermal effect. In *5th Int. Symp. on Cavitation* (Osaka, 2003), ASME.
- [72] REBOUD, J.-L., STUTZ, B., AND COUTIER, O. Two-phase flow structure of cavitation : Experiment and modelling of unsteady effects. In *Thirde International Symposium on cavitation* (Grenoble, 1998), pp. 203–208.
- [73] ROLLAND, J. *Modélisation des écoulements cavitants dans les inducteurs de turbo-pompes : Prise en compte des effets thermodynamiques*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2008.
- [74] ROTTA, J. Über eine methode zur berechnung turbulenter scherstromungen. Tech. rep., aerodynamische Versuchsanstalt Gottingen. Rep. 69 A14, 1968.
- [75] ROTTA, J. *Turbulente Stromungen*. BG Teubner Stuttgart, 1972.
- [76] SAITO, Y., NAKAMORI, I., AND IKOHA, G. Numerical analysis of unsteady vaporous cavitation flow around a hydrofoil. In *5th International symposium on cavitation* (Osaka, 2003).
- [77] SAITO, Y., AND SATO, K. Bubble Collapse Propagation and Pressure Wave at Periodic Cloud Cavitation. In *6th International Conference on Multiphase Flow* (Leipzig, 2007), pp. 1–8.
- [78] SATO, K., ZHENHUAN, L., AND BRENNEN, C. The micro bubble distribution in the wake of a cavitating circular cylinder. In *ASME Annual Meeting Cavitation and Multiphase Flow* (1993).
- [79] SAUREL, R., PETITPAS, F., AND ABGRALL, R. Modelling phase transition in metastable liquids : application to cavitating and flashing flows. *Journal of Fluid Mechanics* 607 (2008).
- [80] SCARANO, F., BENOCCHI, C., AND RIETHMULLER, M. L. Pattern recognition analysis of the turbulent flow past a backward facing step. *Physics of Fluids* 11, 12 (1999).
- [81] SENOCAK, I., AND SHYY, W. A pressure-based method for turbulent cavitating flow computations. *Journal of Computational Physics* 176 (2003), 363–383.
- [82] SONG, C. Current status of cfd for cavitating fows. In *In 9th International Symposium on Transport Phenomena and Dynamics of Rotating Machinery*, (Honolulu, february 2002).

- [83] SPAZZINI, P. G., IUSO, G., ONORATO, M., ZURLO, N., AND DI CICCIA, G. M. Unsteady behavior of back-facing step flow. *Experiments in Fluids* 30, 5 (2001), 551–561.
- [84] THANGAM, S., AND DOYLE, D. Effect of stepheight on separated flow past a backward facing step. *Physics of Fluids* 1, 3 (1989).
- [85] THOMAS, N., AUTON, T., SENE, K., AND HUNT, J.C.R. Entrapment and transport of bubbles by transient large eddies in multiphase turbulent shear flows. In *International Conference on the Physical Modeling of Multi-Phase Flow* (Coventry, 1983).
- [86] TSUJIMOTO, Y., HORIGUCHI, H., AND QIAO, X. Backflow From inducer and it's Dynamics. In *Fluids Engineering Division Summer Meeting and Exhibition* (Houston, 2005), ASME.
- [87] TSUJIMOTO, Y., KAMIJO, K., AND YOSHIDA, Y. A theoretical analysis of rotating cavitation in inducers. *Journal of Fluids Engineering* 115, 1 (1993), 135–141.
- [88] TSUJIMOTO, Y., YOSHIDA, Y., MAEKAWA, Y., WATANABE, S., AND HASHIMOTO, T. Observations of oscillating cavitation of an inducer. *Journal of Fluids Engineering* 119, 4 (1997), 775–781.
- [89] VABRE, A., GMAR, M., LAZARO, D., LEGOUPIL, S., COUTIER, O., DAZIN, A., LEE, W., AND FEZZAA, K. Synchrotron ultra-fast x-ray imaging of a cavitating flow in a venturi profile. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A : Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 607, 1 (2009), 215–217.
- [90] WILLERT, C. Stereoscopic digital particle image velocimetry for application in wind tunnel flows. *Measurements Science and Technology* (1997).
- [91] YAMANISHI, N., FUKAO, S., QIAO, X., KATO, C., AND TSUJIMOTO, Y. LES Simulation of Backflow Vortex Structure at the Inlet of an Inducer. *Journal of Fluids Engineering* 129, 5 (2007), 587.
- [92] YOKOTA, K., KURAHARA, K., KATAOKA, D., TSUJIMOTO, Y., AND ACOSTA, A. A study of swirling backflow and vortex structure at the inlet of an inducer. *Japan Society of Mechanical Engineering international journal* 42, 3 (1999), 451–459.

BIBLIOGRAPHIE

- [93] YOKOTA, K., MITSUDA, K., TSUJIMOTO, Y., AND KATO, C. A Study of Vortex in the shear layer between main flow and swirling bacflow. *Japan Society of Mechanil Engineering international journal* 47, 3 (2004), 541–548.

ANNEXE A

DÉTAIL DES CONDITIONS DE MESURES

Pour rappel, les mesures sont réalisées à un débit constant de 33 l/s, la pression est ajustée pour maintenir le σ_{ref} constant. La précision des mesures de PIV est de 0.05 m/s. Cette incertitude combinée à l'incertitude sur le réglage du débit explique l'écart entre les profils mesurés en PIV et ceux mesurés en LDV. Les grandeurs caractérisant les points de fonctionnement sont résumées dans le tableau ci-dessous. La hauteur de marche h est de 51.8 mm et la hauteur du canal d'entrée d est de 37 mm et enfin la hauteur totale du canal en aval de la marche (H) est de 88.8 mm.

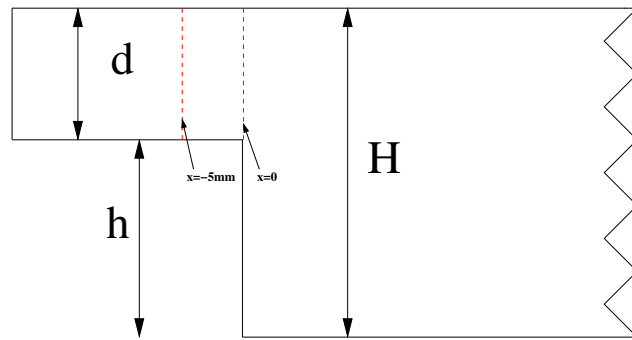


FIGURE A.1: Profils de vitesse mesurés en LDV

CAS	Débit	$T(^{\circ}C)$	$P_{vap}(Pa)$	$P_{cuve}(Pa)$	$P_{ref}(Pa)$	σ_{ref}	σ_i
inception	33	17.8	2040.2	75100	107338.1	1.736 ± 0.015	0.654
Streaks	33	18.15	2085.6	59900	92612.6	1.489 ± 0.013	0.407
cav1	33	18.49	2130.6	50200	82622.2	1.325 ± 0.012	0.243
cav2	33	19.15	2220.3	44300	76819.4	1.232 ± 0.011	0.15
cav3	33	19.27	2236.9	38000	64227.7	1.107 ± 0.009	0.025

$\delta_1 = \int_0^\delta (1 - \frac{\bar{u}^2}{U_e^2}) dy$	2.59 mm	$\delta_2 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} (1 - \frac{\bar{u}}{U_e}) dy$	2.19 mm
$\delta_3 = \int_0^\delta \frac{\bar{u}}{U_e} (1 - \frac{\bar{u}^2}{U_e^2}) dy$	4.05 mm	$\delta_{99} = y _{\bar{u}=0.99U_{max}}$	7.43 mm
$\tau_w = \mu \frac{\partial \bar{u}}{\partial y} _{y=0}$	220 Pa	$y^+ = \frac{y \sqrt{\tau_w / \rho}}{\nu}$	280
$Re_h = \frac{U_0 h}{\nu}$	576420	$Re_{\delta_2} = \frac{U_0 \delta_2}{\nu}$	24382

profils de vitesse moyenne et fluctuation

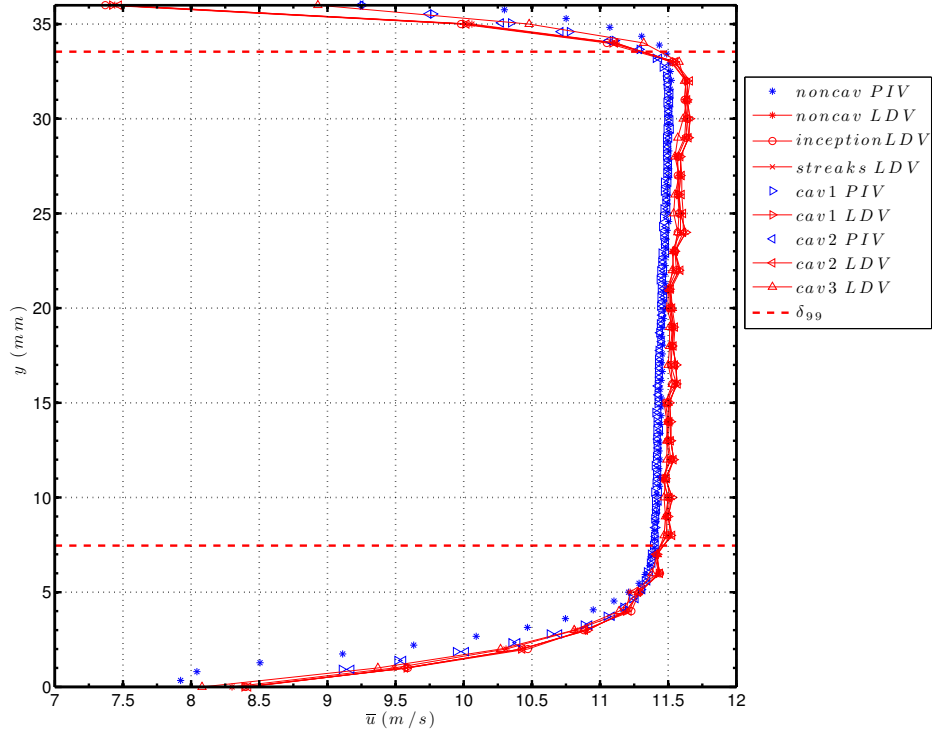


FIGURE A.2: Profil de $\bar{u}$ en $x = 0$

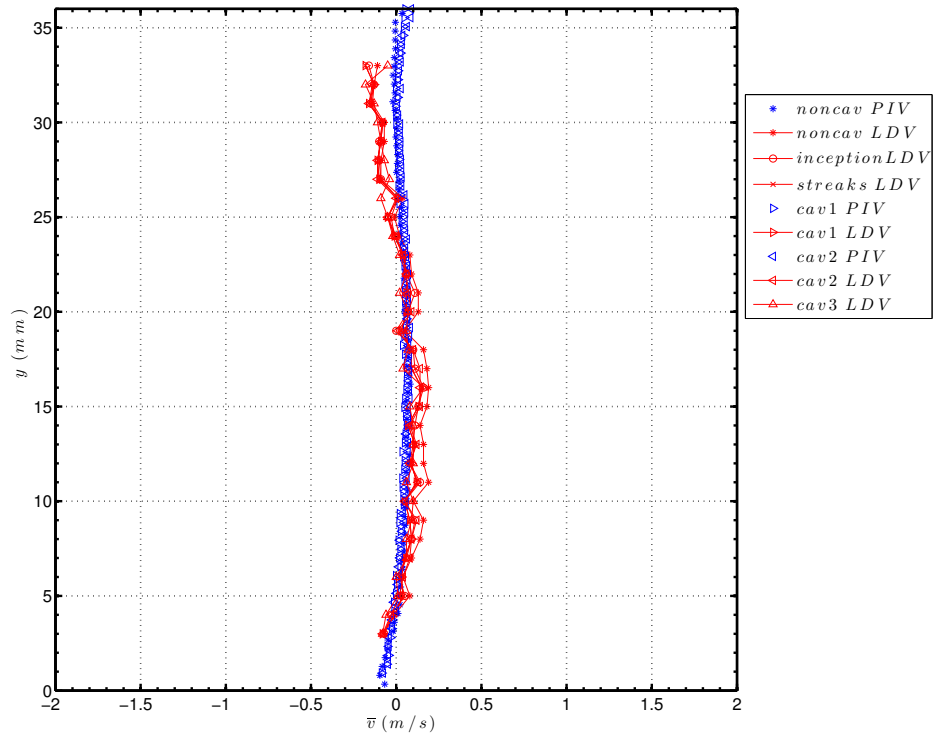


FIGURE A.3: Profil de $\bar{v}$ en $x = 0$

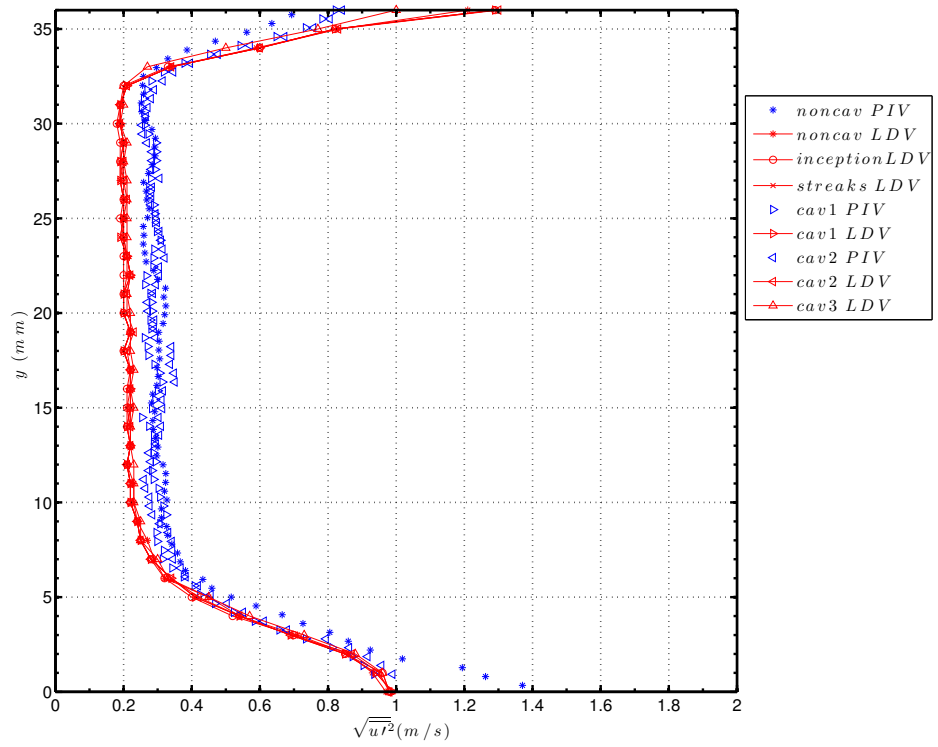


FIGURE A.4: Profil de $\sqrt{u'^2}$ en $x = 0$

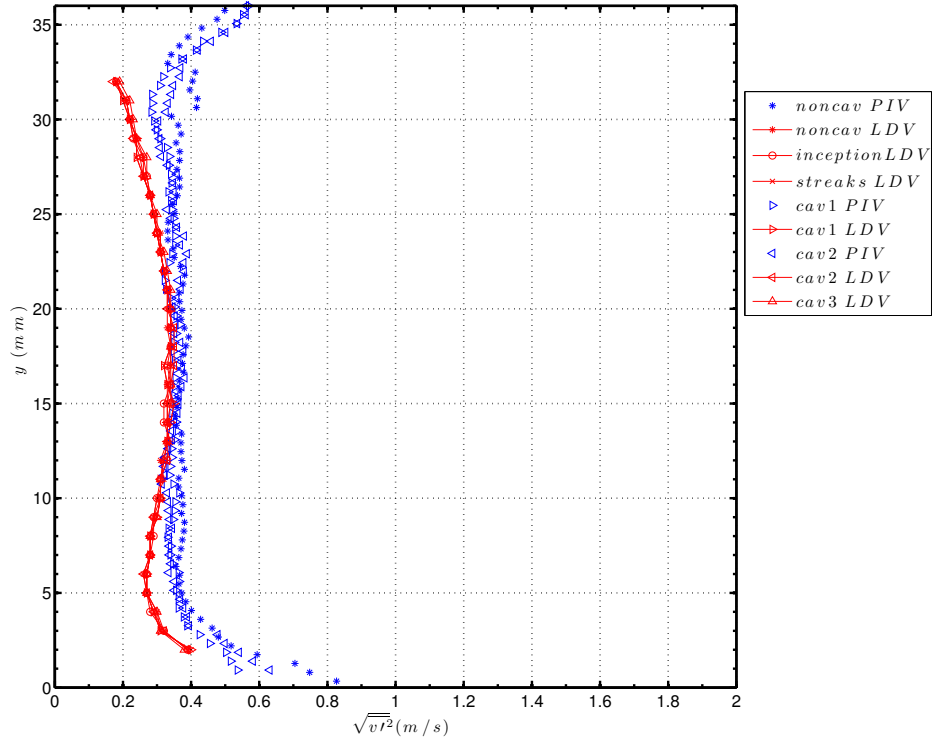


FIGURE A.5: Profil de $\sqrt{v'^2}$ en $x = 0$

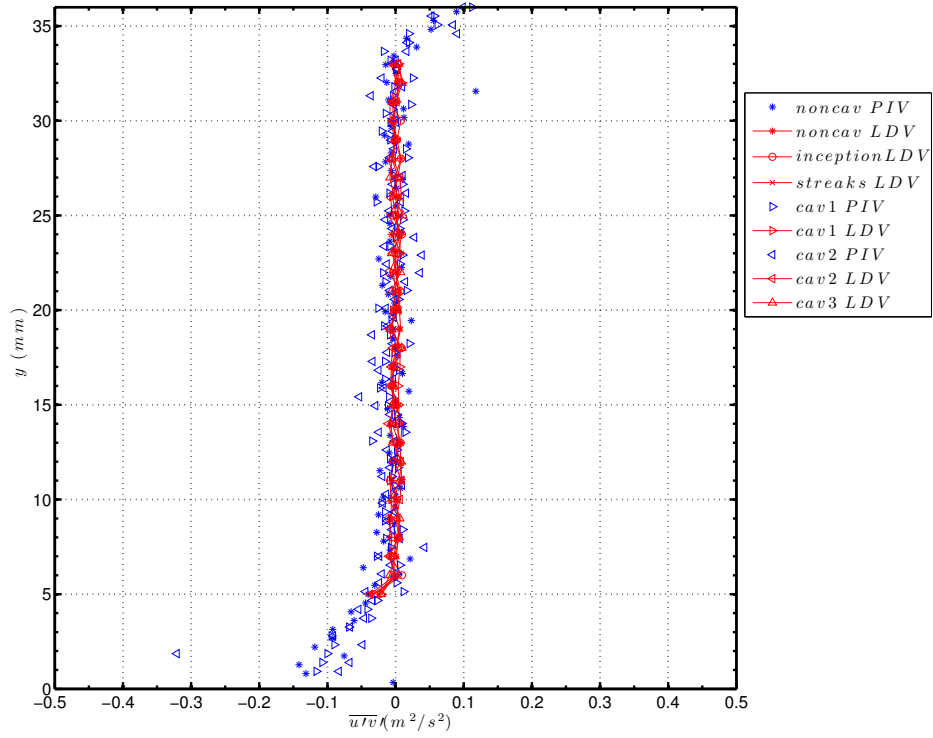


FIGURE A.6: Profil de $\overline{u'v'}$ en $x = 0$

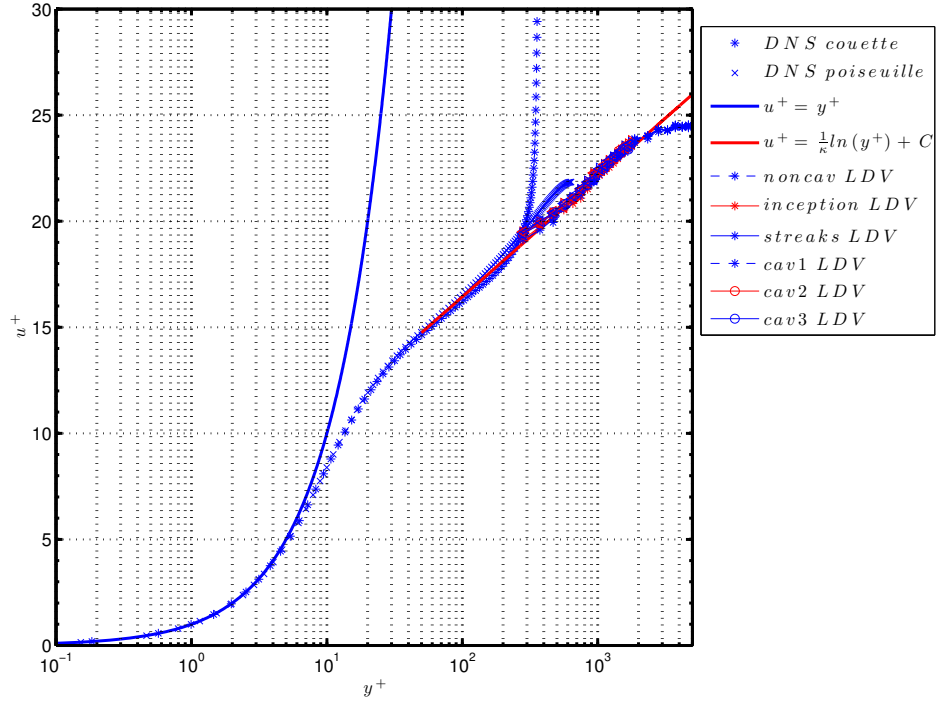


FIGURE A.7: Profil en paroi u^+

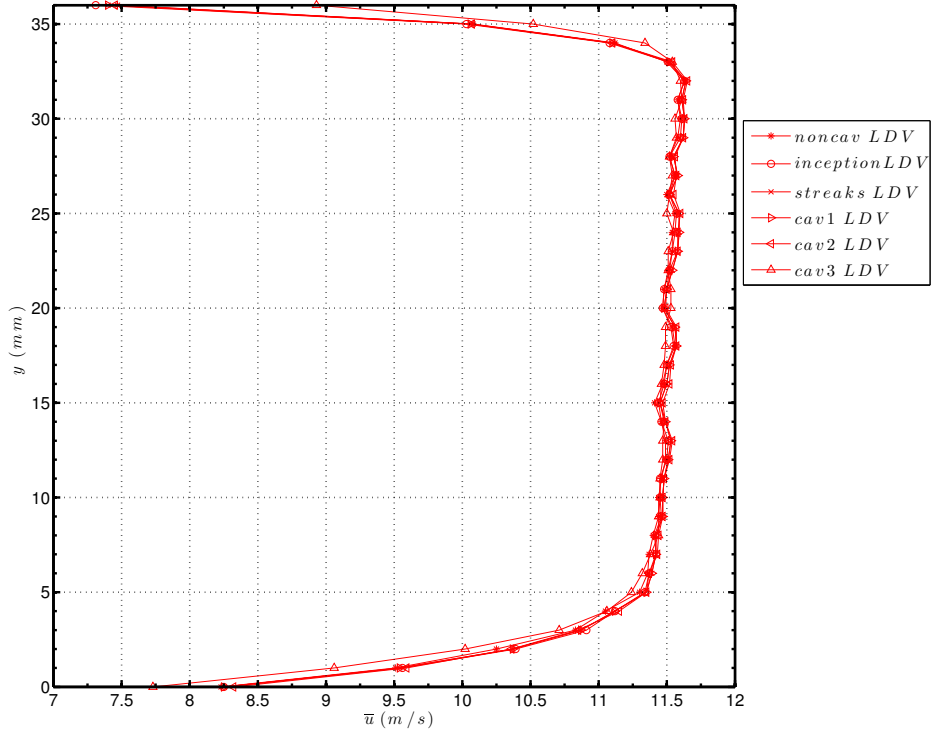


FIGURE A.8: Profil de $\bar{u}$ en $x = -5mm$

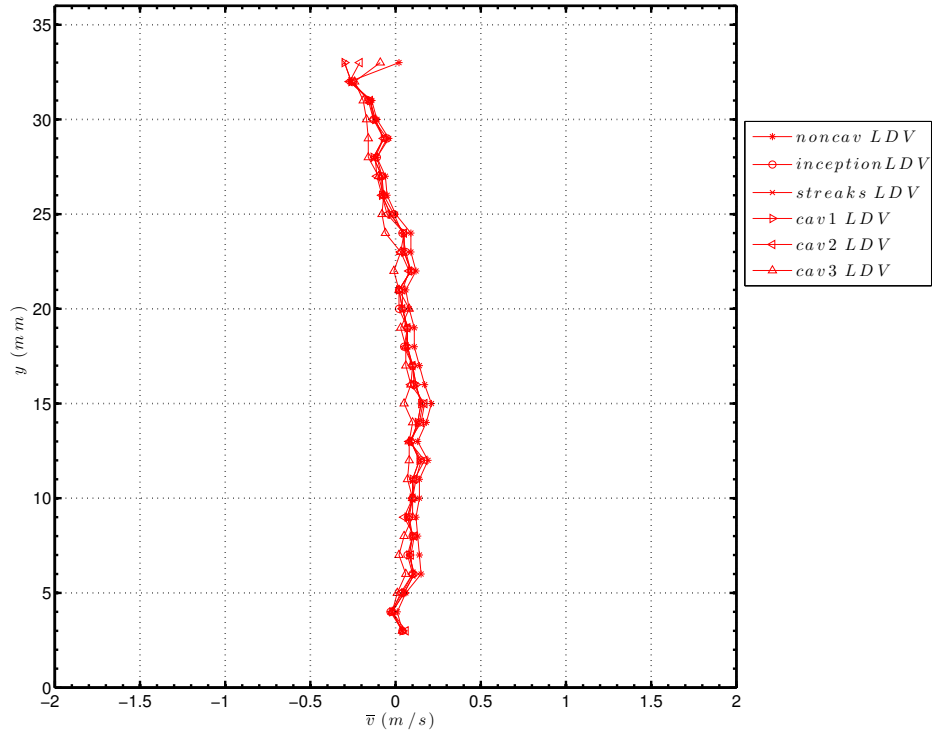


FIGURE A.9: Profil de $\bar{v}$ en $x = -5mm$

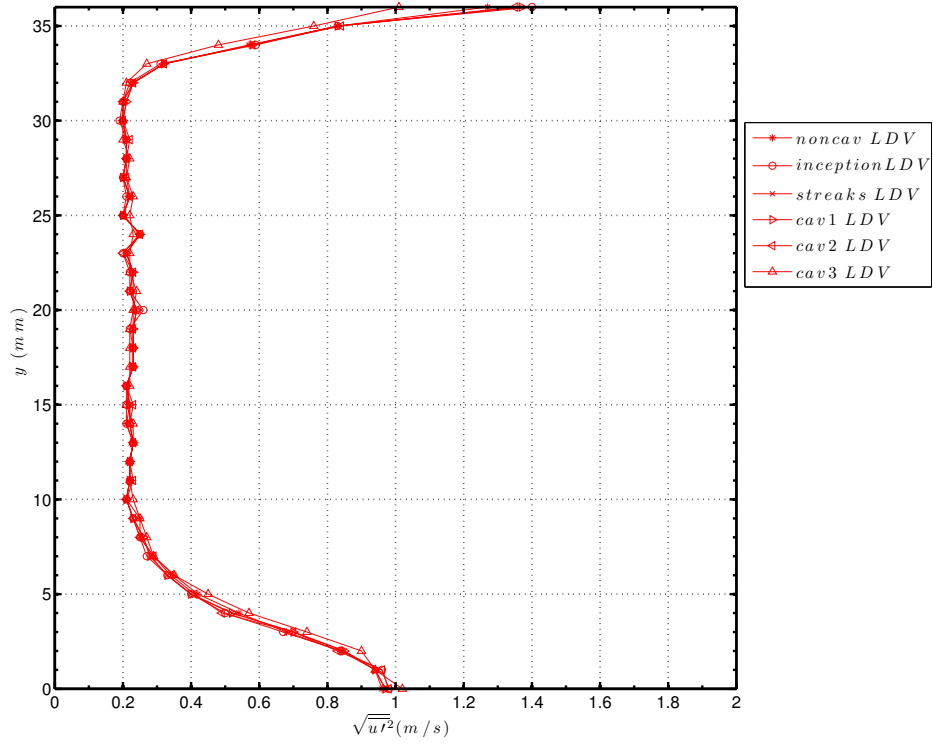


FIGURE A.10: Profil de $\sqrt{u'^2}$ en $x = -5mm$

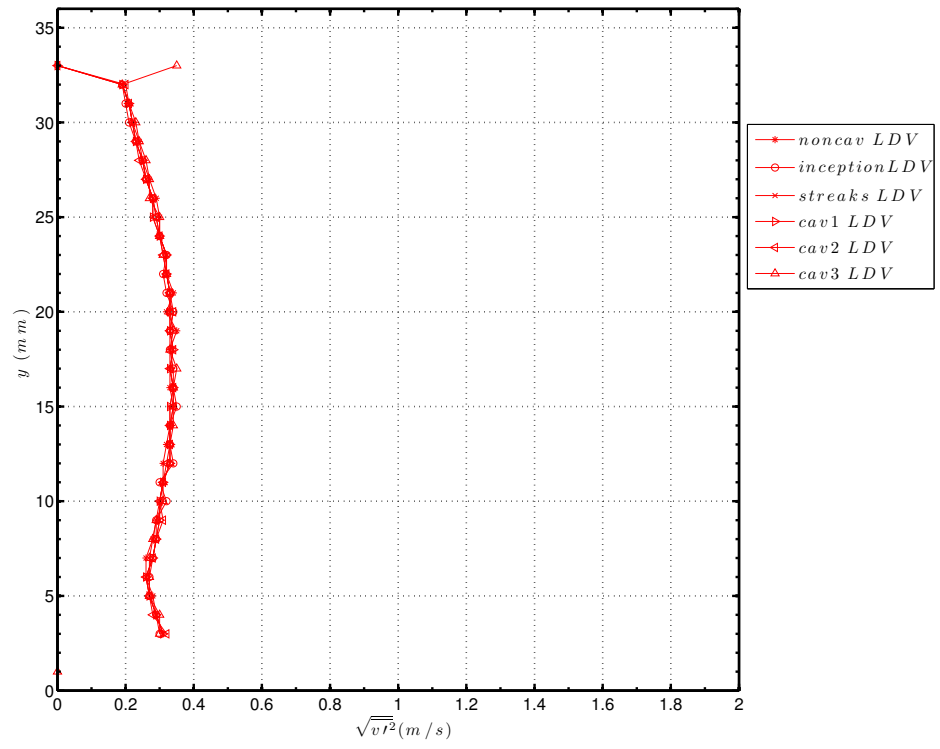
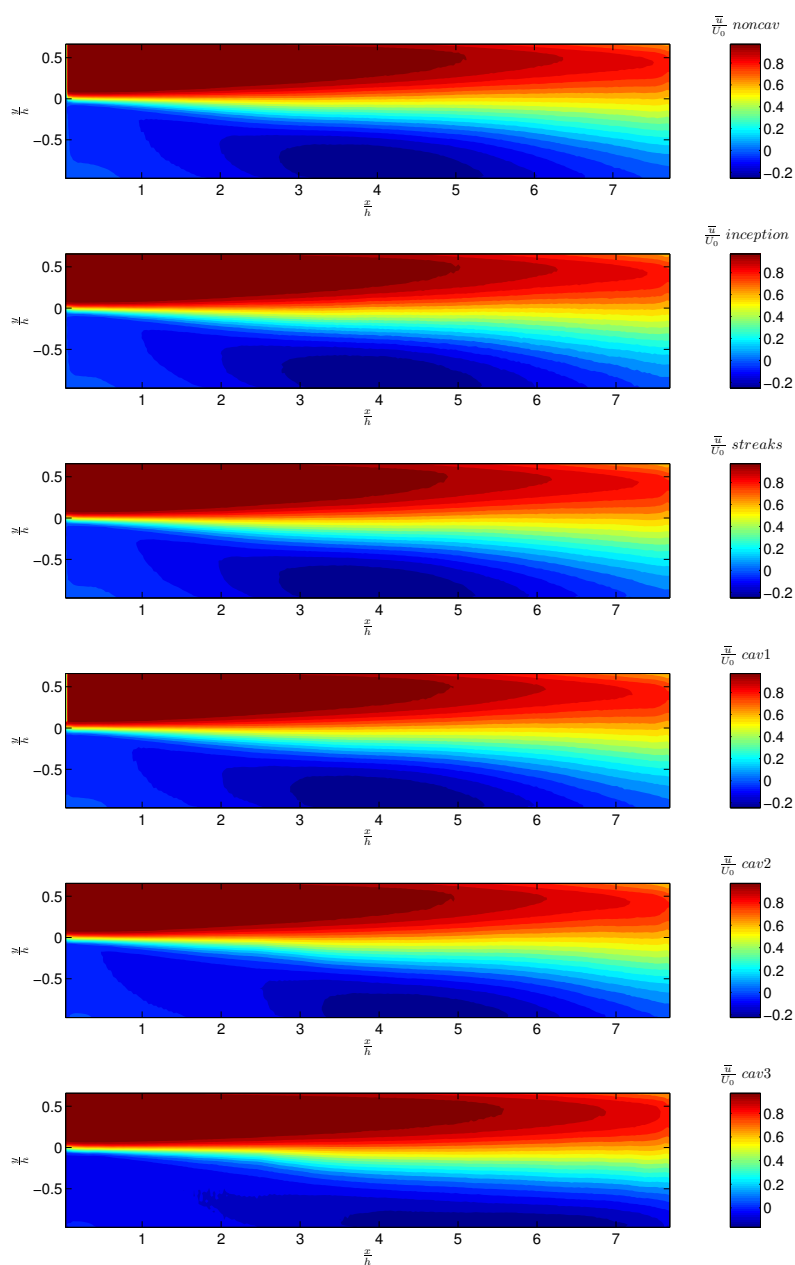


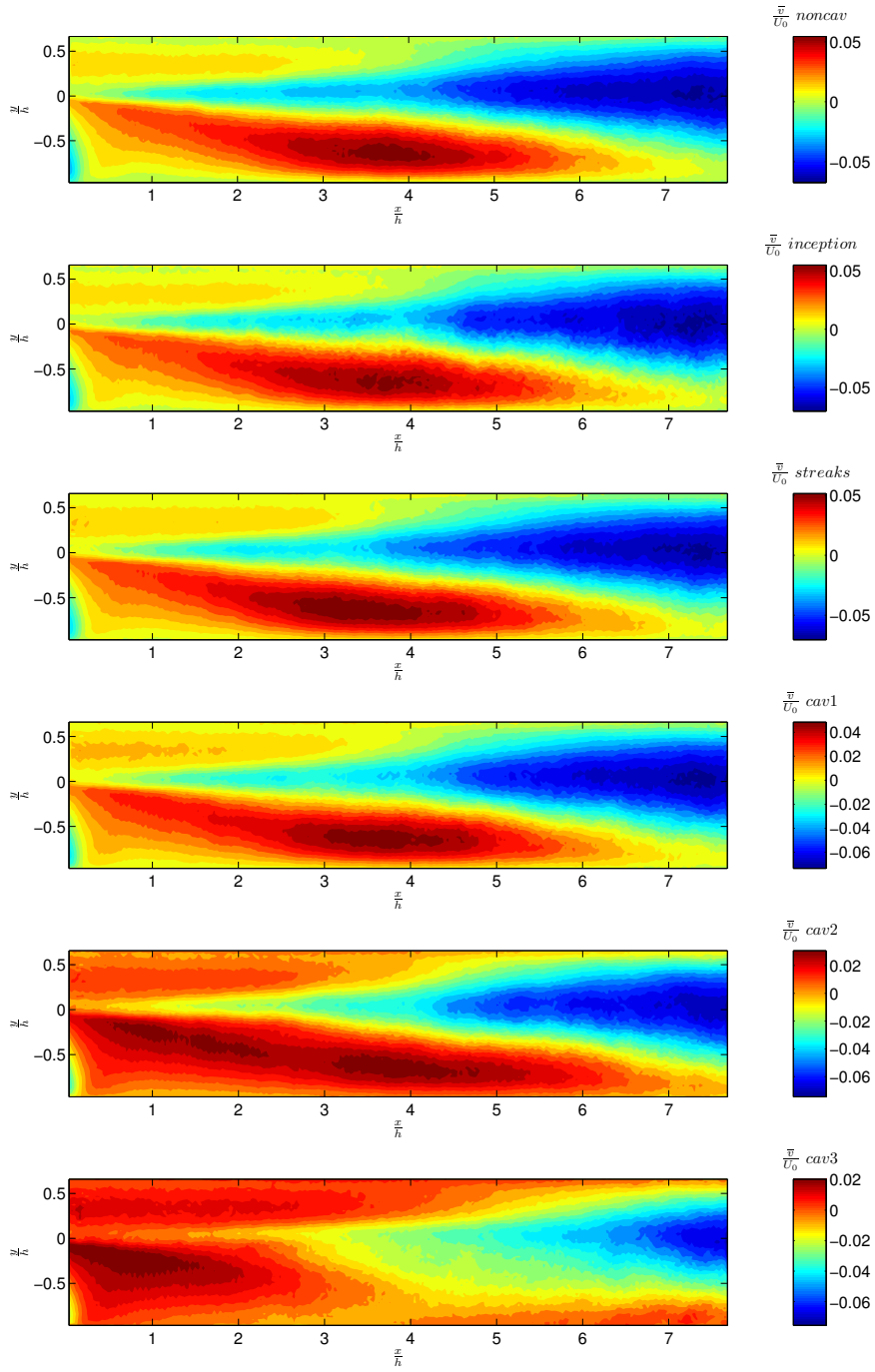
FIGURE A.11: Profil de $\sqrt{v'^2}$ en $x = -5$

ANNEXE B

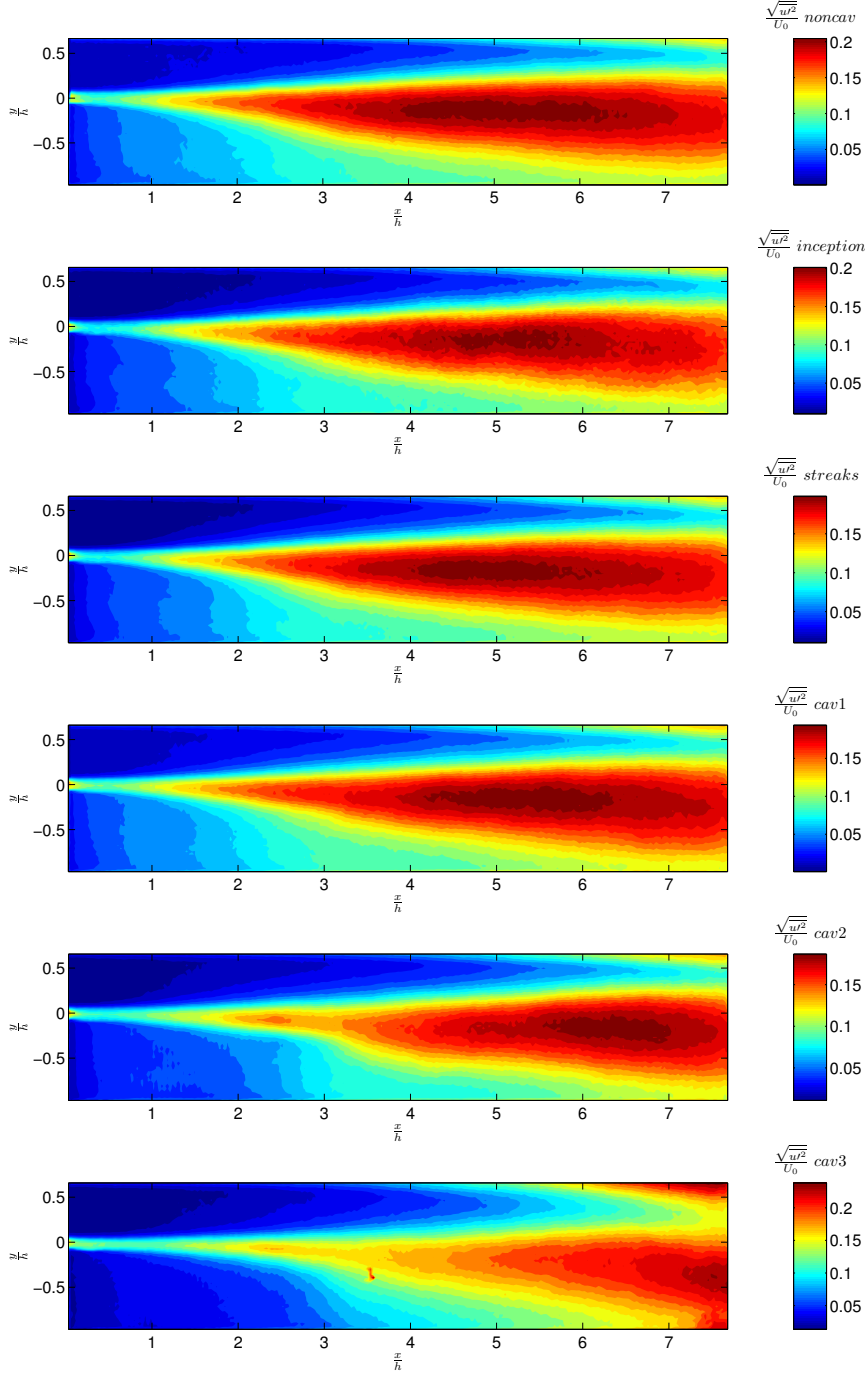
CHAMPS DE VITESSE

B.1 $\bar{u}$ 

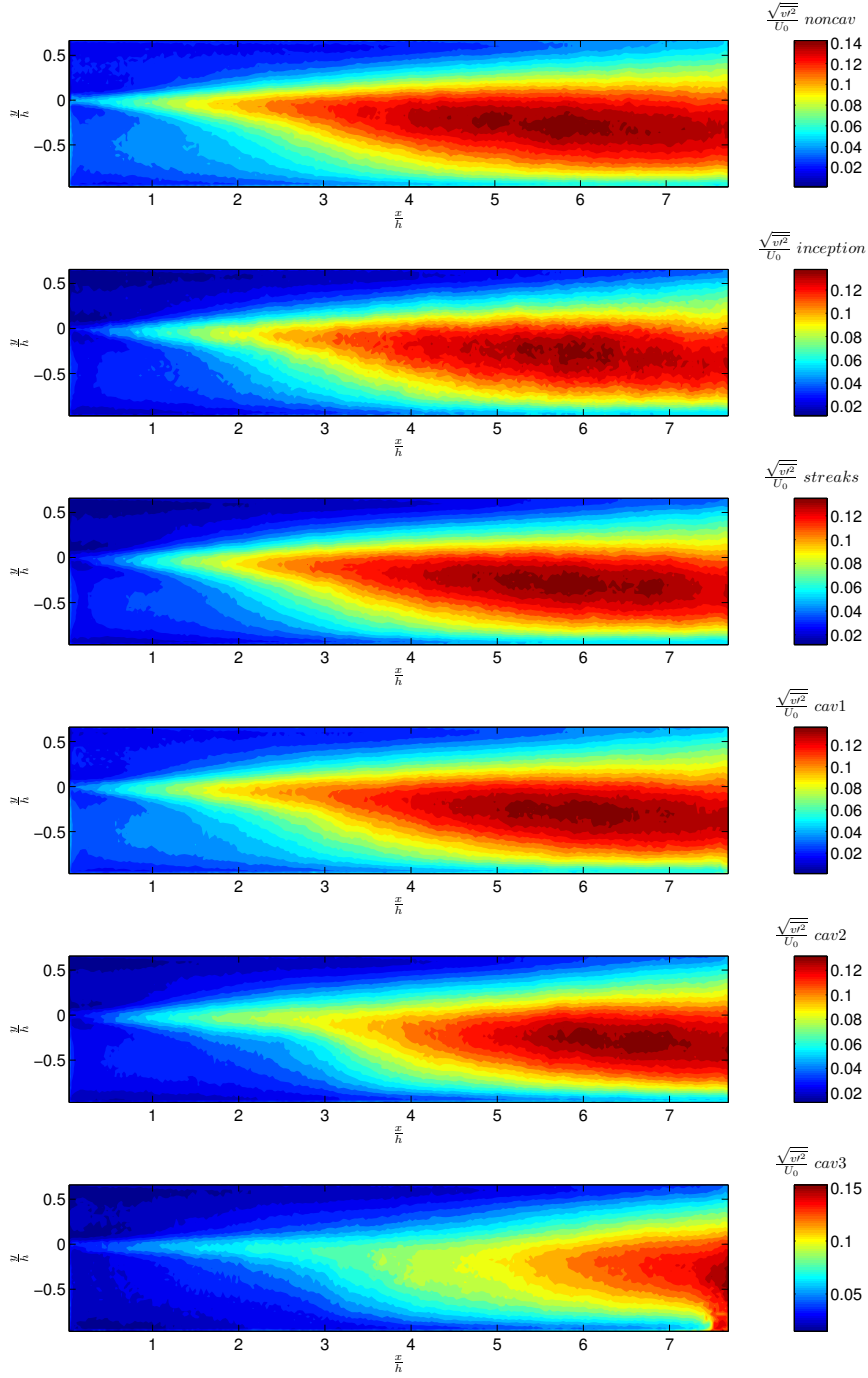
B.2 $\bar{v}$



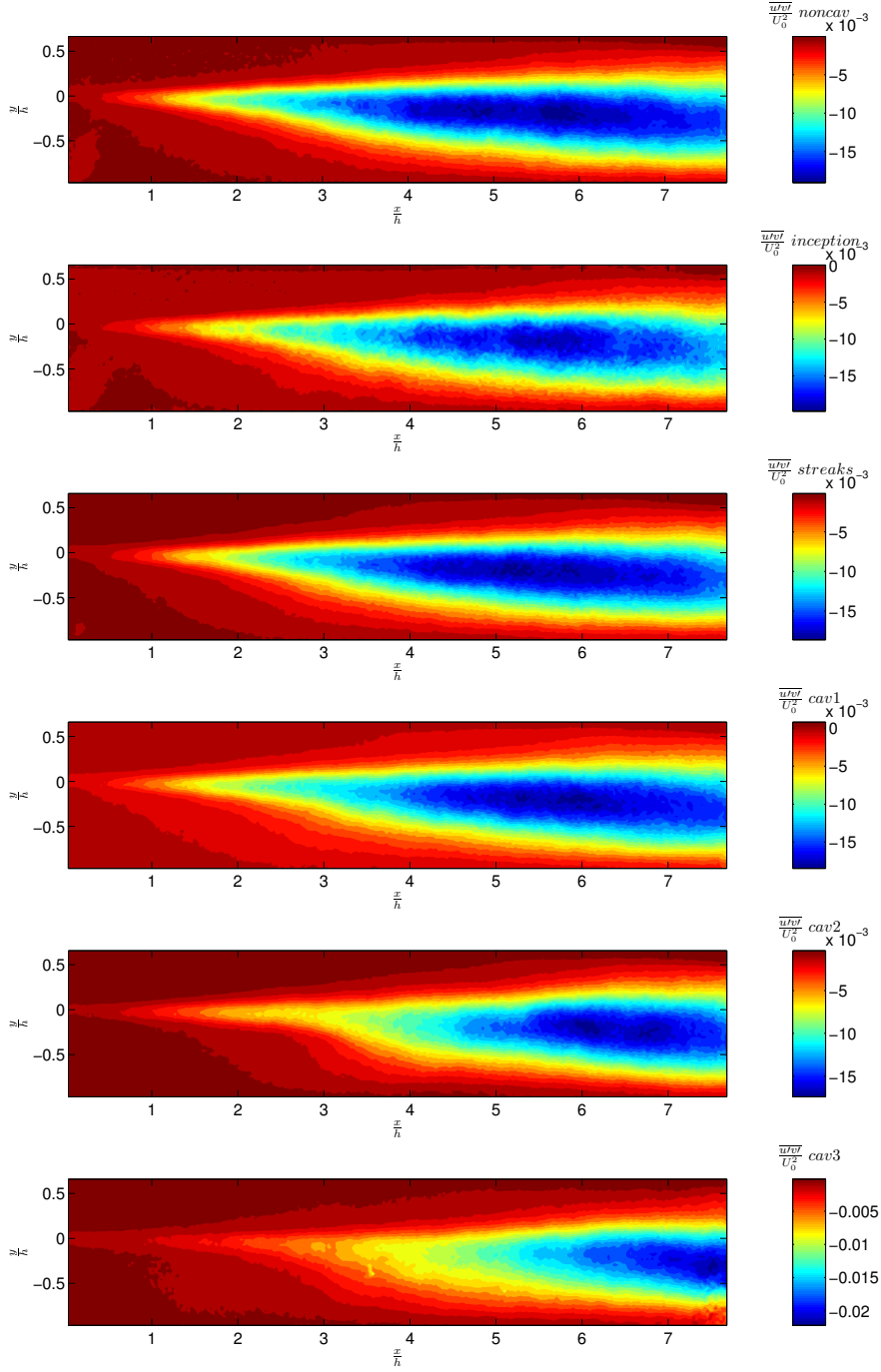
B.3 $\sqrt{u'^2}$

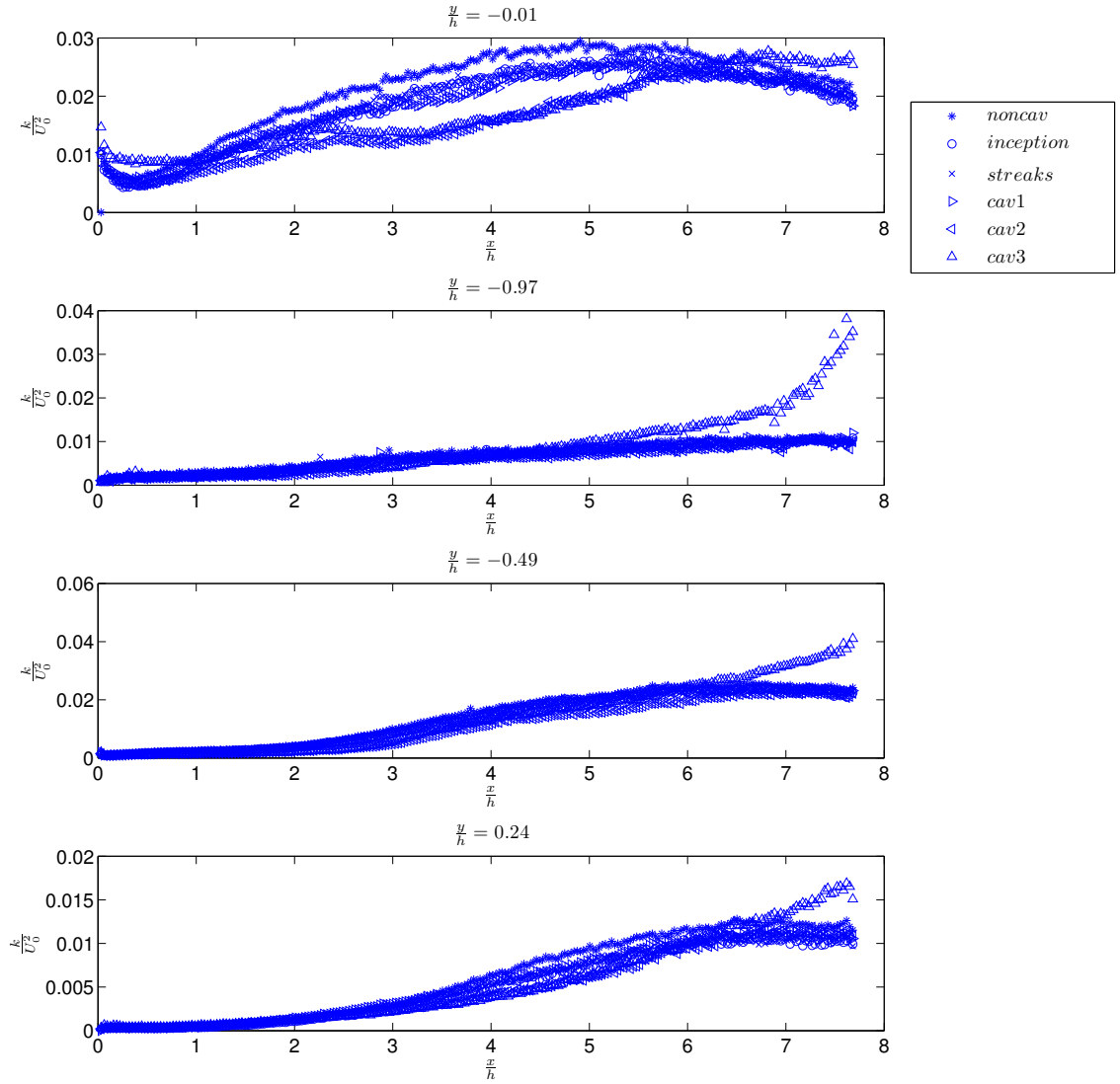


B.4 $\sqrt{u'^2}$

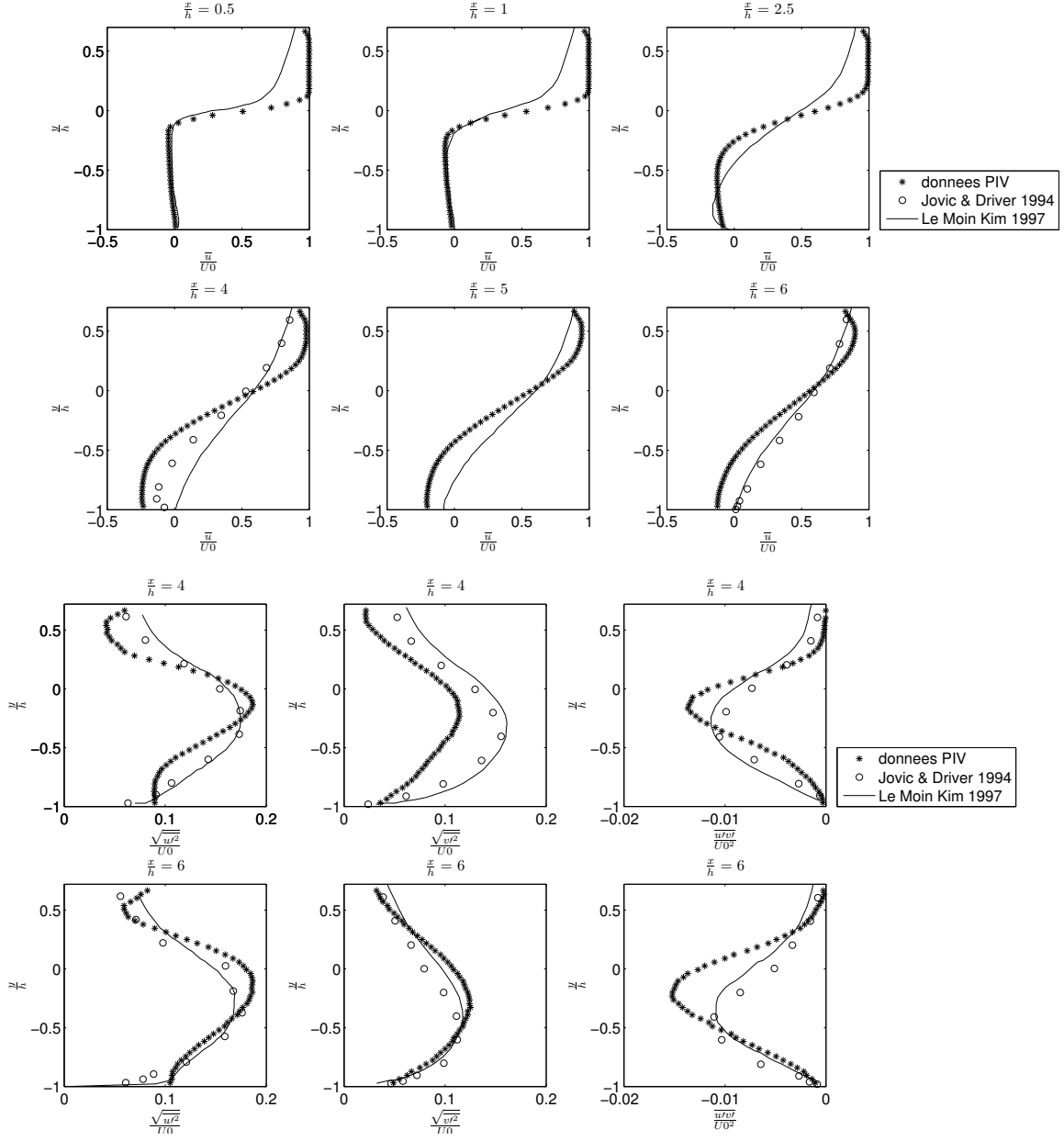


B.5 $\overline{u'v'}$



B.6 k_{2D} 

B.7 validation



ANNEXE C

PROCEEDING OF THE « 8TH INTERNATIONAL CONFERENCE ON MULTIPHASE FLOW », ICMF 2013

Article présenté au congrès international des écoulements multiphasiques en mai 2013
à Jeju en Corée du sud

Cette étude expérimentale a pour but de mieux comprendre les interactions entre la phase liquide et la phase vapeur au sein d'un écoulement de marche descendante cavitante, afin de déterminer l'effet de la cavitation sur les mécanismes de lâcher tourbillonnaire. L'écoulement de marche descendante est un cas test reconnu pour étudier la dynamique tourbillonnaire de façon suffisamment proche des configurations industrielles, comme par exemple le backflow dans les turbopompes. Pour mettre en évidence l'effet de la phase vapeur sur les structures grandes échelles de l'écoulement, l'instabilité de la couche cisailée et la poche de recirculation, l'écoulement est diagnostiqué en analysant les signaux de pression en paroi couplé à de la visualisation rapide.

Unsteady behaviour of pressure fluctuations in a cavitating separated shear layer

Guillaume MAURICE¹, Henda DJERIDI², Stéphane BARRE¹

¹LEGI, Grenoble-INP, UMR 5519, BP53, 38041 Grenoble Cedex 9, France.

²Université Européenne de Bretagne, LPO, UMR 6523, 6 Av. Le Gorgeu, BP809, 29285 Brest Cedex, France.

Keywords: backward facing step flow, cavitation, Kelvin Helmholtz instabilities.

Abstract

The purpose of this experimental study is to get a better understanding of the interaction between the vapour and liquid phase in a cavitating backward facing step flow in order to determine cavitation effects on the vortex shedding process. The backward facing step flow provides us a well-known test case to compare vortex dynamics, and a realistic industrial configuration such as backflow in turbo machinery. To highlight the vapour phase effects on the large vortex structures, free shear layer instability, reattachment wall interaction and reverse flow, the flow is diagnosed by analysing the wall pressure fluctuations. Pressure measurements are correlated with high speed visualizations and a specific image processing of time series is performed to characterize the vapour phase dynamic and the topology of the two phase flow.

Introduction

The present study was conducted within the framework of research on cavitation on space turbopump inducers led by French space agency (CNES) and the rocket engine division of SNECMA. The main objective was to analyse cavitation effects which can occur when the local pressure of the liquid reaches value lower than the vapour pressure. This phenomenon causes erosion damage, vibrations, noise and performance deteriorations. Indeed, in the case of inducer, vapour phase appears on the suction side of the blades as attached sheets (stable or pulsating cavities depending on operating point) and also inside the tip gap between blade's tip and the housing where the fluid is highly sheared and corresponds to separating/reattaching flow such as backward-facing step flow. This kind of flow presents a mixing shear layer associated with a development of the Kelvin Helmholtz instabilities, vorticity region corresponding to the low pressure area, and large scale coherent structures near the reattaching region which are associated with the wall-pressure fluctuations. In the single phase flow, it is well known that the mechanism of generation of pressure fluctuations is important to predict flow-induced noise/vibrations and flow structure interactions. Nevertheless, in the presence of vapour phase, it is crucial to quantify parameters affecting the turbulent topology of the flow and then the pressure fluctuations due to the vortex shedding in order to characterize interaction between cavitation and turbulence. Katz & O' Hern, 1986 and Aeschlimann *et al*, 2011 have studied the flow structure of cavitating mixing shear layer. The main results showed that cavitation added additional fluctuations and modified the sizes of the coherent vortices. In the present study the behaviour of the flow is more complicated due to the

presence of the separated reattaching shear layer and the recirculation area. This kind of flow is similar to backflow condition which can occurs in turbomachinery (Tsujimoto *et al*, 2005),(Yoshida *et al*, 1997).

The backward facing step flow is a well-known test case in single-phase conditions and is considered as a benchmark for numerical simulations (Lee *et al*, 2001), (Le *et al*, 1997) but non-exhaustive review highlights the lack of both experimental and numerical investigation into the two phase backward facing step flow. The present research focuses on pressure measurements and high speed visualizations to better understand the physical mechanism of the vapour phase effects on the large vortex structures, shear layer instability, reattachment wall interaction and reverse flow. Wall pressure measurements are correlated with high speed visualizations and a specific image processing of time series is performed to characterize the vapour phase dynamic and the topology of the two phase flow.

Nomenclature

H	Channel high
W	Channel width
H	Step high
L	Observation length
X	streamwise direction
Xp	wall pressure sensors position
Y	vertical direction
Δx	space interval
Δt	time interval
Reh	Reynolds Number
P	Pressure (Pa)
Q	Flow rate (l/s)

V_0	Mean inlet velocity (m/s)
P_{ref}	Reference pressure (Pa)
F_s	Pressure acquisition sample rate (Hz)
F_v	High speed visualization frame rate (Hz)
G_s	Gray scale level (#)
P_{rms}	Standard deviation
S	Skewness
K	Flatness
R_{pp}	Pressure Spatio-temporal correlation
R_{gp}	Grayscale pressure spatio-temporal cross-correlation
St	Strouhal number
psd	power spectral density

Greek letters:

σ	Cavitation number
ρ	Density (Kg/m ³)

Experimental set up and measurements

Experiments were conducted in the hydrodynamic tunnel of CREMHYG in Grenoble specially designed to study cavitation in separated and free shear layer flow (see Figure 1 Figure 1).

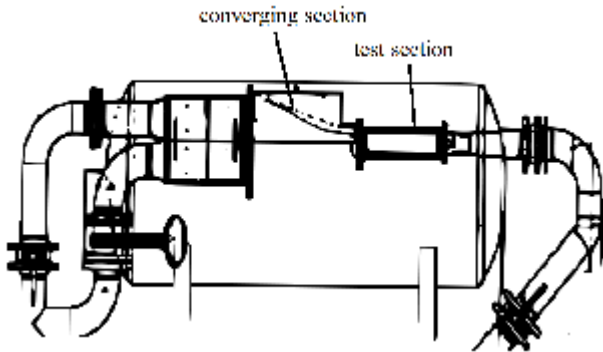


Figure 1: Schematic representation of the tunnel

The flow rate was $Q=33$ l/s provided by a 15 kW hydraulic pump corresponding to the inlet mean velocity U_0 of 11.15 m/s which leads to a fully developed turbulent flow. The backward facing step is integrated in the test section and is drawn on Figure 1. The step high is $h=51.8$ mm the Reynolds number based on the step high is $Re_h=577000$). The channel width is $w=80$ mm and the height is $H=88.8$ mm. In this configuration, the studied case is a backward facing step flow at high Reynolds number where the large scale structures are analyzed in single phase and two-phase flow.

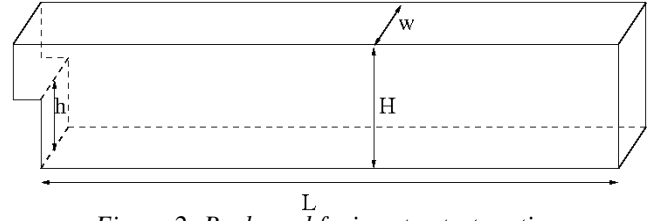


Figure 2: Backward facing step test section

The conditions for cavitation (corresponding to the two-phase flow configurations) were controlled by the difference between a pressure reference in the inlet section and the vapor pressure of the fluid. The cavitation number is defined as:

$$\sigma = \frac{P_{ref} - P_v}{\frac{1}{2} \rho U_0^2}$$

where P_{ref} is the total pressure upstream the test section and P_v is the saturated pressure of water at the operating condition. Six operating conditions were studied corresponding to the single phase flow (called noncav) and two-phase flow (called inception, streaks and cav1, cav2 and cav3 respectively). The values of cavitation parameter are listed on table 1 and are presented in snapshots (Figures 3 a) to 3 e)).

Operating conditions	σ	Total pressure (Pa)
noncav	2.2	145650
inception	1.73	107338
streaks	1.48	92610
Cav1	1.32	82622
Cav2	1.23	76850
Cav3	1.10	64730

Table 1 : cavitation conditions

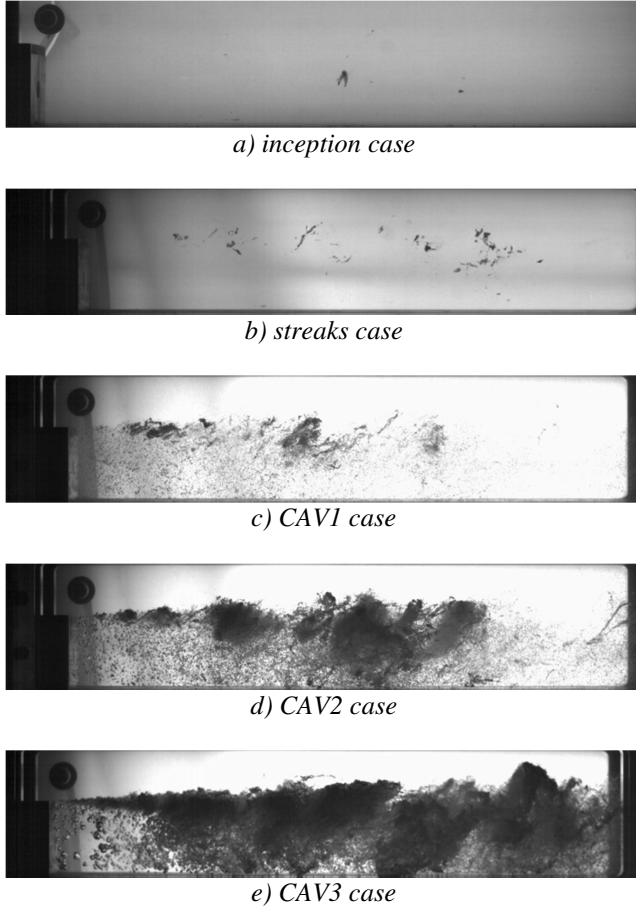


Figure 3: Snapshot of the cavitating cases

The pressure measurements were performed using 16 microphones. Fifteen captors PCB 112A22 with a resolution of 7Pa/mV were placed on the bottom wall of the hydrodynamic tunnel and one PCB106B with resolution of 0.7 Pa/mV was placed in the step wall as clarify on Figure 4. The sample rate was $f_s=25.6$ kHz. Two types of acquisition were processed. The first one was a long acquisition during five minutes in order to compute long term statistics. The second one was synchronized with a high speed camera acquisition during 2s, with a $f_v=2000$ fps frame rate, using a trigger facility, to identify the cavitating vortex shedding topology on the pressure signals. The distance between different sensors was the half of the step high 2.59 mm. The spatial resolution of the high speed camera AOS s-motion was 1280 x 300 in the (x,y) plane. The light source was composed of two continuous spots used with a diffusion device. The number of images recorded by film was 4096 which corresponds to an observation time of 2.048s seconds. This is sufficient time to take into account the well-known spatio-temporal scales of single phase backward facing step flow.

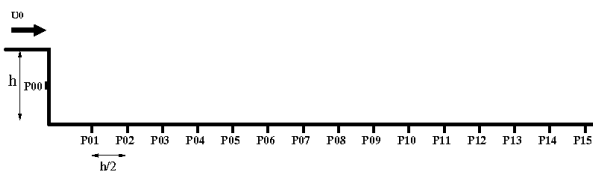


Figure 4: Locations of the pressure probes

Signal and image processing

Signal and image processing was based on temporal pressure fluctuations and spatio-temporal fluctuations of the gray-scale signals. Statistical study allows us to obtain the standard deviation and high order moments as skewness and flatness of pressure signal for different cavitating conditions. The standard deviation the skewness and the flatness were respectively defined as:

$$P_{rms} = \sqrt{(P - \bar{P})^2}$$

$$S = \frac{(P - \bar{P})^3}{P_{rms}^3}$$

$$K = \frac{(P - \bar{P})^4}{P_{rms}^4}$$

To study the dynamics of vortices, spectral analysis was performed and the power spectral densities (called $psd(x,f)$) of each signal were calculated using Fast Fourier Transform of the temporal auto-correlation :

$$R_{pp}(x, \delta x = 0, \delta t)$$

of the long term acquisition signals, to get a good accuracy in low frequency domain which is dominant for this kind of flow ($\delta f=0.5$ Hz) The spectral density was defined as:

$$psd(x, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(x, \delta x = 0, \delta t) e^{-i2\pi ft} dt$$

Spectra can be normalized by the maximum of the psd (in order to visualize the spatial energy distribution) or by the local variance of the signal (in order to localize energy transfer in the flow). All the spectra are presented versus the reduced frequency called Strouhal number based on the step height and the inlet velocity ($St=fh/U_0$). The spatio-temporal cross correlation estimation of the pressure signals defined as:

$$R_{pp}(x, \delta x, \delta t) = \frac{(P(x, t) - \bar{P}(x))(P(x + \delta x, t + \delta t) - \bar{P}(x + \delta x))}{(P_{rms}(x)P_{rms}(x + \delta x))}$$

These correlations led to a shedding process topology and a spatio-temporal behavior of the vortices. Repeating this process, in time for each pressure signal, the contour maps of stripes were obtained and velocity convection of the vortices can be estimated at each location in the backward facing step flow. Concerning the image processing, spatio-temporal fluctuations of the grayscale signals can be extracted and correlated to the pressure signal at each location. The cross-correlation between grayscale level and pressure was calculated as bellow:

$$R_{GP}(x_p, x, y, \delta t) = \frac{(P(x_p, t) - \bar{P}(x_p))(G(x, y, t + \delta t) - \bar{G}(x, y))}{(P_{rms}(x_p)G_{rms}(x, y))}$$

Results and Discussion

The evolutions of the wall pressure fluctuations of the sensor's signal embedded in the step are shown in figure 5 versus cavitation parameter. A global increase of fluctuation level is observed when the cavitation number decreases. As (Lee *et al* 2001) have shown, a Gaussian repartition is observed for the single phase flow (noncav case) and gives a skewness of 0 and a flatness of 4. When the vapor phase takes place, the skewness and flatness profiles are modified and are characterized by a decrease of skewness and an increase of flatness for inception case corresponding to extreme events of pressure fluctuations and skewing of the signal. This behavior was also observed for cav3 case leading to "non-homogeneous" oscillations of the void ratio around the average.

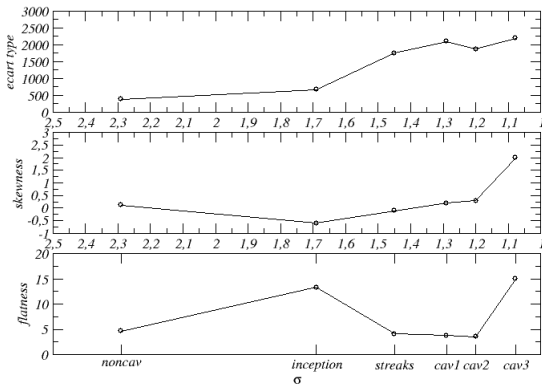


Figure 5: High order Statistical moments of the step wall pressure

For other sensors located on the bottom wall, a global increase of fluctuation levels versus streamwise direction (see Figure 6) was observed with cavitation and the maxima are located near the reattachment region corresponding to $x/h = 7.36$, except for cav3 cases meaning that the flow topology has change. The fluctuation behaviors are almost Gaussian along the streamwise direction. Two distinct behaviors can be noted: for cav3 case, the void ratio is significant downstream leading to a saturation of the vortices of the shear layer and the recirculation area. The saturation in the vortex core is responsible of intermittency vortex dislocation (see Figure 6). The signature of the intermittency is visible on the high order moments evolution.

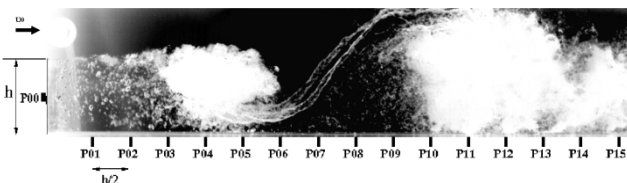


Figure 6: snapshot of extreme events in cav3 case.

For cavitation inception, the Skewness and flatness values characterize the signature of the longitudinal vortices intermittency of the shear layer. Even the small-scale aspect of these vortices, their signature is intensive particularly near the step, this why the flatness is so high for this case.

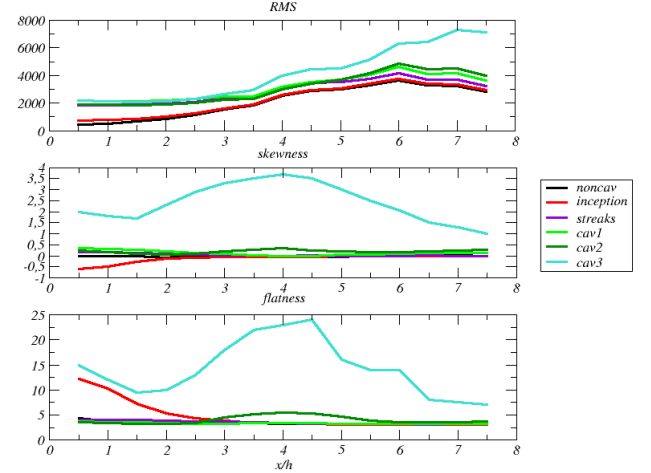


Figure 6: High order Statistical moments of the bottom wall pressure

For each acquired wall pressure signal, we may obtain contour map of stripes corresponding to spatio-temporal diagrams (see figure 7). Vortex shedding process corresponding to horizontal stripes is visible for different cavitation number. For inception case, the topology is characterized by small dispersed stripes instead of for the cav3 case, large scale structures are identified.

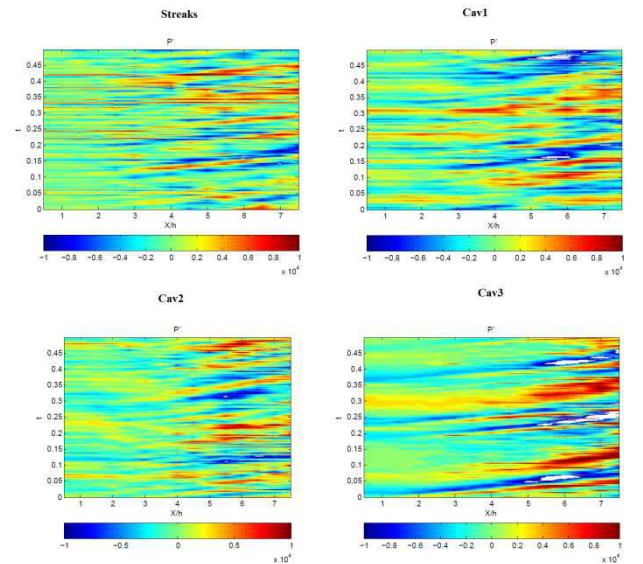


Figure 7: Spatio-temporal diagrams of the wall pressure under cavitating conditions

To highlight the dynamics of cavitating structures, spatio-temporal cross correlation were calculated for

different operating points. Figure 8 shows an example of the iso-contours of these pressure correlations with the minimum value in blue and the maximum value in red. Correlation are presented in (x,y) plane for the sensor located at $X/h=4$. Abscissa is dimensional time. The main observation consists in a strong correlation near the step for the non cavitating case, this result corroborate those obtained by (Lee et al, 2001). Pressure fluctuations are globally dominated by large scale structures in the shear layer and for downstream position a convective velocity is highlighted. For cav1 and cav2 cases, the strong correlation is associated with bubble signature near the step. For cav3 case, the bubble diameters are increase (due to the pressure drop) leading a strong temporal correlation and also an efficient large scale signature.

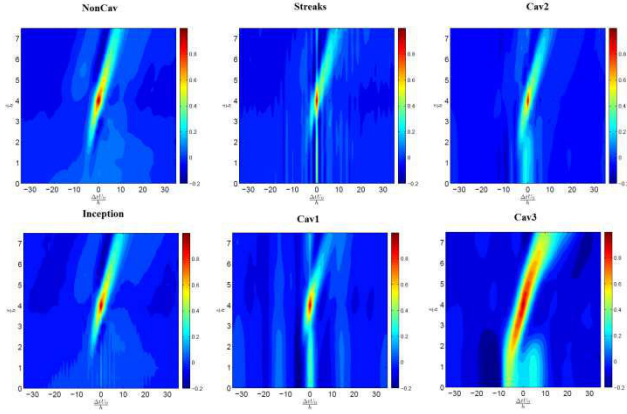


Figure 8: example of spatio-temporal cross correlations for the sensor located at $X_p/h=4$

Concerning the typical scales of this kind of flow, Furuichi et al, 2004, indicated that the integral scale of vortices increases with the streamwise direction and reaches a maximum value near the reattachment point. Velocity fluctuations are dominated by low frequencies, correlated in space modifying the development of the shear layer upstream. To determine the specific frequencies in cavitating conditions, the spatial repartition of the maximum spectral energy is plotted in Figure 9. It can be noticed that the maximum of energy is associated with Strouhal numbers between 0.01 and 0.02 at $X/h=6$ for the non cavitating case, streaks and inception cases. For the cav1 and cav2 cases, the corresponding Strouhal number is about 0.06 associating with the flapping phenomenon. In the most cavitating case, the shedding mechanism is predominant and spatially located near the reattachment point at $X/h=7$.

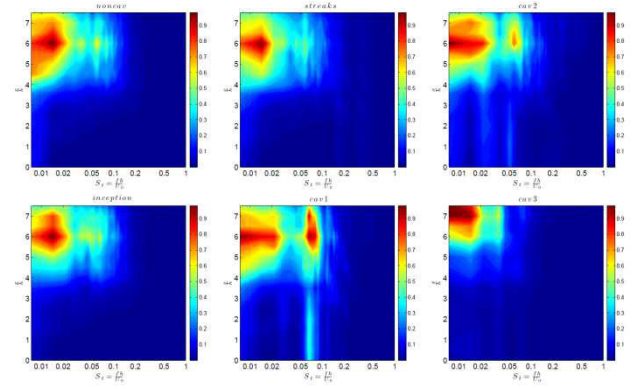


Figure 9: spectrum normalize by the maximum

Taking into account that pressure measurements are synchronized with high speed visualizations, the gray-scale signal and pressure signal were correlated to highlight the topology of the two-phase flow. An example of iso-contours of the cross-correlation $R_{GP}(x_p, x, y, \delta t)$ is plotted on figure 10 for cav3 case, at the same time for the all pressure sensors. As expected, the gray-level contrast presents a good quality for the cavitating flow associated with the high value of the void ratio. The evolution of the maximum cross-correlation value is shown on table 2, this correlation increases when the cavitation number decreases which means that the pressure fluctuations are more and more affected by the cavitation.

cavitating case	max correlation
streaks	0.1427
Cav1	0.1908
Cav2	0.2199
Cav3	0.6252

Table 2

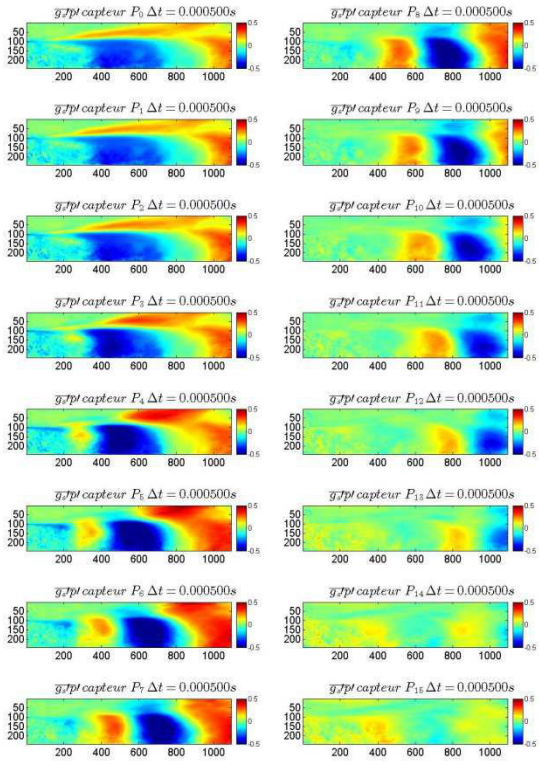


Figure 10: $R_{GP}(x_p, x, y, \delta t = 0)$ for the cav3 case

For the cav3 case the large scales vortices are fully surge by cavitation. As indicated on Figure 10 huge vortices are emitted and travel along the test section. When the cavitation cloud (generated by the collapse of these structures) appears, a fast pressure wave goes upstream and hits the step wall. This is the reason why the level of the correlation is high downstream. This fast wave can trig a new couple of vortices and induces a periodic vortex shedding mechanism, as mentioned by Saito et al, 2007.

Conclusions

A cavitating backward facing step flow has been studied using high speed visualisations synchronized with wall pressure measurements, to characterize the effects of the vapor phase on the vortex dynamics. Statistical and spectral analysis have been performed on pressure signals while a particular image treatment was done to correlate the pressure signals to gray level signals in the entire frame. The statistical treatment has shown that pressure fluctuations are clearly affected by the vapour phase. Pressure levels but also the high order statistical moments indicated that the fluctuations are not Gaussian. Indeed, negative value of skewness characterizes the vaporization event and positive value the collapse phenomenon. This observation indicates clearly a modification of the turbulence topology in the presence of vapour phase. The visualizations synchronised with the pressure signals have shown that the wall pressure fluctuations follow the vortical structures.

When cavitation is developed (CAV3), extreme events have been characterized by low frequency signature and strong correlation in space and time. Cavitation tends to amplify these events and the collapse mechanism of vapour phase

leads to a periodical behaviour. Moreover a change in flow topology has been detected on the pressure fluctuation levels from the cav2 to cav3 cases, this may be due to the periodic apparition of extreme event.

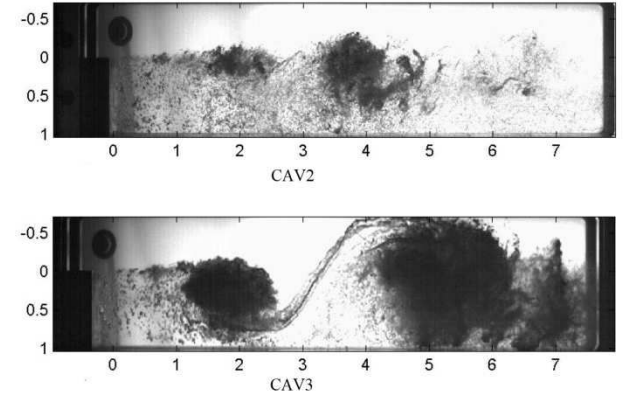


Figure 11: Two different kind of vortices

The topology of the flow can pass from a shear layer mode to wake modes (see Figure 11) which are the two dominant modes in backward facing step flow as it was shown by Hudy et al, 2007. Further experiments will be done as PIV and stereo PIV to investigate the velocity field, the dynamic of the vortical instability, and the turbulence intensity evolution.

Acknowledgements

Authors wish to express their gratitude to the French space agency CNES and the rocket engine division of SNECMA to support these research.

References

- Yoshida Y. Maekawa Y. Watanabe S. Tsujimoto, Y and T Hashimoto. Observations of oscillating cavitation of an inducer. Journal of Fluids Engineering, 119(4):775–781, (1997).
- Le, Moin, Kim, Direct numerical simulation of a backward facing step flow, Journal of fluid mechanics, (1997)
- I. Lee and H. J. Sung. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated flows over a backward-facing step: part2. Experiments in Fluids, 30(3):273–282, March (2001).
- I. Lee and H. J. Sung. Characteristics of wall pressure fluctuations in separated and reattaching flows over a backward-facing step: Part1. Experiments in Fluids, 30(3):262–272, March (2001).
- Yasuhiro Saito and Keiichi Sato, Bubble Collapse Propagation Propagation and Pressure Wave at Periodic Cloud ICMF 2007, Germany, July 9 – 13, (2007)

J. Katz and T. O'Hern, Cavitation in large scale shear flows, J. Fluids Engineering (1986).

Yoshinobu Tsujimoto, Hironori Horiguchi, Xiangyu Qiao, Backflow From inducer and it's Dynamics In Fluids Engineering Divivision Summer Meeting Houston,(2005).

V. Aeschlimann, S. Barre, and S. Legoupil, "X-ray absorption measurements in a cavitating mixing layer for instantaneous 2D void ration determination,"Phys. Fluids 23, 055101 (2011).

Noriyuki Furuichi, Tadashi Hachiga, Masaya Kumada. An experimental investigation of a large-scale structure of a two-dimensional backward-facing step by using advanced multi-point LDV. Experiments in Fluids 36 (2004)

Laura M. Hudy ,Ahmed Naguib, William M. Humphreys Stochastic estimation of a separated-flow field using wall-pressure-array measurements, physics of fluid (2007)

ANNEXE D

L'ESTIMATION STOCHASTIQUE LINÉAIRE

D.1 Estimation stochastique 1 point

On cherche une estimation $\tilde{u}(x, y, t)$ d'un champ spatio-temporel $u(x, y, t)$ à partir d'un signal $p(t)$ par exemple le champ de vitesse d'un écoulement en fonction de la pression en un point donné. Cette estimation se formalise de la façon suivante en supposant que la relation entre $\tilde{u}(x, y, t)$ et $p(t)$ est linéaire.

$$\tilde{u}(x, y, t) = f(p) = A(x, y)p(t) + B(x, y) \quad (\text{D.1})$$

En n'estimant que les fluctuations $\tilde{u}'$ autour de la moyenne $\bar{u}(x, y)$

$$\tilde{u}'(x, y, t) = A(x, y)p'(t) \quad (\text{D.2})$$

Pour trouver le champ de coefficient $A(x, y)$ on cherche à minimiser l'erreur quadratique moyenne entre u' et $\tilde{u}'$

$$E = \overline{(u' - \tilde{u}')^2} = \overline{(u' - Ap'(t))^2} = \overline{u'^2} - 2\overline{u'Ap(t)} + \overline{A^2p(t)^2} \quad (\text{D.3})$$

On suppose que le coefficient A ne dépend pas du temps.

$$E = \overline{u'^2} - 2A\overline{u'p(t)} + A^2\overline{p(t)^2} \quad (\text{D.4})$$

On dérive par rapport à A

$$\frac{\partial E}{\partial A} = -2\overline{u'p(t)} + 2A\overline{p(t)^2} \quad (\text{D.5})$$

Pour trouver le coefficient A qui minimise E au sens des moindres carrés on résout :

$$\frac{\partial E}{\partial A} = 0 \iff 2\overline{u'p(t)} + 2A\overline{p(t)^2} = 0 \quad (\text{D.6})$$

$$\implies A = \frac{\overline{u'p(t)}}{\overline{p(t)^2}} \quad (\text{D.7})$$

$$(\text{D.8})$$

Le coefficient qui minimise l'erreur quadratique moyenne U est donc la covariance de u et p divisée par la variance de p .

On vérifie facilement, en prenant $A = \frac{\overline{u'p(t)}}{\overline{p(t)^2}}$ dans l'équation D.4, que l'erreur E est nulle si le coefficient de corrélation entre $u(x, y, t)$ et $p(t)$ vaut 1

$$\frac{\overline{up}}{\sqrt{\overline{u'^2} \cdot \overline{p'^2}}} = 1 \quad (\text{D.9})$$

D.2 Estimation stochastique multipoint

On cherche une estimation $\tilde{u}(x, y, t)$ d'un champ spatio-temporel $u(x, y, t)$ à partir de plusieurs signaux estimateurs $p_i(t)$. Cette estimation se formalise de la façon suivante en supposant que la relation entre $\tilde{u}(x, y, t)$ et les $p_i(t)$ est une combinaison linéaire.

$$\tilde{u}(x, y, t) = \sum_i (A_i(x, y)p_i(t) + B_i(x, y)) \quad (\text{D.10})$$

En n'estimant que les fluctuations $\tilde{u}'$ autour de la moyenne $\bar{u}(x, y)$

$$\tilde{u}'(x, y, t) = \sum_i A_i(x, y)p'_i(t) \quad (\text{D.11})$$

De la même manière on calcule l'erreur quadratique moyenne.

$$E = \overline{(u' - \tilde{u}')^2} = \overline{(u' - \sum_i (A_i p'_i(t)))^2} \quad (\text{D.12})$$

$$= \overline{u'^2} - 2u' \sum_i \overline{(A_i p_i(t))} + \sum_i \overline{((A_i p_i(t))^2)} \quad (\text{D.13})$$

D.2 Estimation stochastique multipoint

On dérive cette fois ci par rapport à A_i

$$\frac{\partial E}{\partial A_i} = -2\overline{u'p_i(t)} + 2\overline{p_i \sum_i (A_i p_i(t))} \quad (\text{D.14})$$

$$= -2\overline{u'p_i(t)} + 2\sum_i (A_i \overline{p_i(t)p_j(t)}) \quad (\text{D.15})$$

Et on résoud

$$\frac{\partial E}{\partial A_i} = 0 \quad (\text{D.16})$$

$$\sum_i (A_i \overline{p_i(t)p_j(t)}) - \overline{u'p_i(t)} = 0 \quad (\text{D.17})$$

Sous forme matricielle on résoud un système linéaire de n équations à n inconnues avec n le nombre de signaux par point (x,y) de l'espace

$$\begin{pmatrix} \overline{p_1'^2} & \cdots & \overline{p_1'p_n'} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overline{p_1'p_n'} & \cdots & \overline{p_n'^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{u'p_1'} \\ \vdots \\ \overline{u'p_n'} \end{pmatrix} \quad (\text{D.18})$$

d'où

$$\begin{pmatrix} A_1 \\ \vdots \\ A_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{p_1'^2} & \cdots & \overline{p_1'p_n'} \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ \overline{p_1'p_n'} & \cdots & \overline{p_n'^2} \end{pmatrix}^{-1} \begin{pmatrix} \overline{u'p_1'} \\ \vdots \\ \overline{u'p_n'} \end{pmatrix} \quad (\text{D.19})$$

Une fois les coefficient A_i connus dans tous l'espace, on peut ré-estimer le champ de vitesse à partir des signaux de pression (signaux estimateurs).

Mots clés : Cavitation, turbulence, marche descendante, rayon X, PIV LIF 2D 3C

Résumé

Le travail présenté ici s'insère dans le cadre des études amont financées par le CNES et SNECMA qui visent à mieux appréhender, et simuler les écoulements cavitants dans les inducteurs à l'amont des turbopompes spatiales. Compte tenu de la complexité des mécanismes mis en jeu dans ce type de géométrie, il a été décidé de réaliser une étude dans une géométrie académique de type marche descendante cavitante comportant les différents mécanismes physiques inhérents aux écoulements de backflow (écoulements instationnaires décollés) présents dans les inducteurs. Cette géométrie simplifiée a permis la mise en place d'une instrumentation de pointe telle que la densitométrie par absorption de rayons X résolue en temps ou encore la PIV-LIF 2D, 3C haute cadence pour la mesure du champ de vitesse liquide. Ces techniques étant couplées à la mesure du champ de pression pariétale, il a donc été possible d'estimer les interactions mutuelles entre la turbulence et la cavitation dans ce type d'écoulement. Les mesures couplées aux champ de pression ont également permis d'utiliser des techniques de traitement POD-LSE pour estimer des termes de corrélations densité-vitesse nécessaires à la validation des modèles de type transport de taux de vide. De manière générale, la cavitation engendre des modifications notables d'origine dilatatoire sur l'agitation turbulente et modifie la dynamique tourbillonnaire. Ces résultats permettent de tirer des conclusions sur les stratégies de modélisation. En effet en régime cavitant l'augmentation de l'énergie cinétique turbulente étant décorrélée du cisaillement moyen, les modèles basés sur une viscosité turbulente semblent inadaptés. D'autre part à fort taux de vide les résultats semblent être en contradiction totale avec les modèles barotropes.

Key words : Cavitation, turbulence, backward facing step, X ray, PIV LIF 2D 3C

Abstract

The present study is inserted in the framework of previous research which aim to get a better understanding of turbulent and cavitating phenomena which occur in the spatial turbopump. Actually, the specific topology of the detached flow which takes place upstream the inducer is today miss-predicted by the standard numerical models. Taking into account the huge complexity of such a flow it has been decided to experimentally investigate the backward-facing step flow which is recognized as a benchmark for numerical simulations and cover a large area of similitude with the backflow upstream the inducers. For this purpose, the mean and turbulent quantities of the liquid phase in the presence of the vapor phase as well as spatio-temporal correlations have been investigated using stereoscopic time resolved PIV, the void ratio has been determined using X-Ray attenuation techniques and measurements have been made for different cavitation levels. The main originality of the present work is based on instantaneous measurements of the wall pressure signals correlated with high speed visualizations, PIV and X-Ray measurements. Specific signal processing as Proper Orthogonal Decomposition and Linear Stochastic Estimation has been performed in order to estimate the velocity-density correlations useful to evaluate the void ratio transport. In this experimental work the physical mechanisms of the vapour phase effects on the large vortex structures, shear layer instability, reattachment wall and reverse flow have been investigated to determine what physical assumptions can be applied in the usual cavitation and turbulence models. It has been found for the cavitating cases that the growth of turbulent kinetic energy is not correlated to mean and turbulent shear stresses. This experimental observation is in contradiction with the Boussinesq hypothesis used for the linear eddy viscosity models. Moreover concerning the phase-change modelization for high void fraction, the barotropic models seem to disagree with our experiments.