



HAL
open science

Reconstruction volumique d'un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique

Jana Hamdi

► **To cite this version:**

Jana Hamdi. Reconstruction volumique d'un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de La Rochelle, 2017. Français. NNT : 2017LAROS027 . tel-01804959

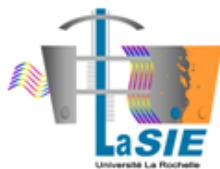
HAL Id: tel-01804959

<https://theses.hal.science/tel-01804959>

Submitted on 1 Jun 2018

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

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



UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

ÉCOLE DOCTORALE SI-MMEA

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement

THÈSE

Présentée par :

Jana HAMDI

Soutenance le 12 Décembre 2017

Pour l'obtention du grade de Docteur de l'Université de La Rochelle

Discipline : Mécanique des fluides

Reconstruction volumique d'un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique

JURY :

M. Avraham HIRSCHBERG	Professeur émérite, Université de Twente, Rapporteur
M. Azeddine KOURTA	Professeur, Université d'Orléans, Rapporteur
M. Michel ROGER	Professeur, Ecole centrale de Lyon, Examineur
M. Nicolas MAZELLIER	Maître de conférences, Université d'Orléans, Examineur
M. Anas SAKOUT	Professeur, Université de La Rochelle, Directeur de thèse
M. Kamel ABED-MERAÏM	Maître de conférences, Université de La Rochelle, Co-Directeur de thèse

À ma mère,

À mon père,

À mon frère.

Remerciements :

Ce mémoire est l'aboutissement de mes travaux réalisés au sein du Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE) à La Rochelle, sous la direction d'Anas SAKOUT et Kamel ABED-MERAÏM. Je tiens tout particulièrement à les remercier pour leurs encouragements permanents durant ce travail de recherche ainsi que leurs conseils scientifiques avisés et les nombreuses connaissances qu'ils m'ont apportés. Je remercie également le laboratoire qui m'a accueilli ainsi que son directeur Karim AÏT-MOKHTAR.

Je remercie M. Avraham HIRSCHBERG et M. Azeddine KOURTA, d'avoir accepté être les rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également M. Michel ROGER et M. Nicolas MAZELLIER, membres du Jury d'avoir examiné mon travail. Je remercie tous les membres du Jury pour leurs discussions et leurs propositions constructives pour la suite du travail.

J'ai maintenant une pensée pour mon ancien professeur, qui m'a forgé mon intérêt scientifique : M. Mustafa JAZZAR. Il était mon inspiration ainsi que celle de tous mes collègues de la promotion grâce à son humanité et son esprit modeste.

Je remercie M. Hassan ASSOUM qui m'a encadré à distance avec sympathie.

Je passe à l'Association Libanaise pour les Recherches Scientifiques (LaSER) pour le financement qui m'ont fourni. Je remercie tous les membres de cette association : Khouloud, Rania, Lama, Zeina et tous les collègues doctorants et jeunes Docteurs : Hala, Jana, Salam, Hayat, Ghada et Omar qui m'ont fourni de la motivation et du soutien dès le premier jour.

Je n'oublierai jamais ceux qui m'ont accueilli à La Rochelle avec de la tendresse et de l'amitié : Saad Allah et Marwan SALEH.

Ensuite, je remercie tout le personnel et les collègues du LaSIE, grâce à qui ce travail a pu être mené dans les meilleures conditions. En particulier, mes collègues du bureau 64 : Raymond, Rolando, Antoine, Zaid, Imane, Antonio, Hein et Ramiz pour les rires, les discussions, les conseils qu'ils m'ont fourni et les encouragements tout au long des trois années. Les jeunes docteurs : Rayan une sœur avec qui j'ai partagé les meilleurs souvenirs, LoLo pour ses conseils et son soutien jour par jour, Ahmad pour ses discussions, Ahmed B. avec qui j'ai partagé les mêmes soucis de thèse, Pierre pour sa maturité et finalement les jeunes arrivants Marwan et Tarek qui m'ont fourni de la motivation en fin de thèse avec leur énergies et leur nouvelles idées. Les plus belles secrétaires : Claudine, Nadine, Camille et Fabienne.

Finalement, je remercie ma mère, mon père et mon petit frère Ziad, dont la confiance et le support ont rendu ce travail possible. C'est grâce à eux que je suis Docteur d'aujourd'hui.

Reconstruction volumique d'un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique

Résumé :

Les systèmes de climatisation et de ventilation sont souvent composés de configurations type jets impactant, sur leur partie terminale. Ainsi, les flux d'air soufflés viennent impacter des obstacles munis de fentes, de différentes formes, afin d'améliorer le mélange. Les conditions de confinement et de soufflage provoquent parfois un inconfort au niveau acoustique. Les nuisances acoustiques générées sont dues à un phénomène de boucles de rétroaction se traduisant par l'apparition des sons auto-entretenus. La production du son par un écoulement fluide en champ libre ou en interaction avec une structure a fait l'objet de nombreuses études. Dans le cas d'un champ acoustique et pour un écoulement à faible nombre de Mach la résolution du corrolaire énergétique de Howe permet d'évaluer la puissance acoustique générée ou absorbée par les interactions entre le champ acoustique et l'écoulement. Le calcul de cette puissance nécessite la connaissance de trois paramètres : la vorticité, la vitesse et la vitesse acoustique par des méthodes analytiques ou en utilisant des données expérimentales. Expérimentalement, la mesure du champ cinématique, pour en déduire la vorticité, nécessite une technique de mesure tridimensionnelle. Pour cela une plate-forme expérimentale, utilisant de la vélocimétrie Laser, a été développée, et équipée pour générer les écoulements d'un jet plan. Les champs cinématiques de ces écoulements ont été mesurés en utilisant la technique PIV, avec un dispositif de PIV stéréoscopique. Les champs cinématiques de trente plans parallèles ont été mesurés afin d'étudier les champs de vitesses correspondants. Deux méthodes de reconstruction ont été appliquées à ces plans : la POD et la moyenne de phase. Le volume est obtenu par une interpolation des plans reconstruits donnant accès aux trois composantes de la vitesse. Pour valider ces méthodes de reconstruction en 3D à faible coût, elles étaient comparées à des mesures expérimentales réalisées par le même dispositif expérimental, dans les mêmes conditions, par la PIV tomographique donnant accès aux champs cinématique tridimensionnel.

Mots-clefs : Jet Impactant, PIV Stéréoscopique, PIV Tomographique, POD, Moyenne de Phase, Reconstruction Volumique, Dynamique Tourbillonnaire

Abstract :

Air conditioning and ventilation systems are often composed of jets having a configuration of an impinging jet, on their end part. Thus, the blown airflows impact slotted obstacles of different shapes to improve mixing. The conditions of confinement and blowing sometimes cause acoustic incompatibility. The acoustic noises generated are due to a phenomenon of feedback loops resulting of the appearance of self-sustained sounds. The production of sound by a free flow or in interaction with a structure has been the subject of many studies. In the case of an acoustic field and for a flow of low Mach number, Howe's energetic correlation is used to

evaluate the acoustic power generated or absorbed by the interactions between the acoustic field and the flow. The calculation of this power requires the knowledge of three parameters: vorticity, velocity and acoustic velocity by analytical methods or by using experimental data. Experimentally, the measurement of the kinematic field, to deduce the vorticity, requires a three-dimensional measurement technique. For this purpose, an experimental platform, using laser velocimetry, has been developed and equipped to generate flows of a plane jet. The kinematic fields of these flows were measured using the PIV technique, with a stereoscopic PIV device. The kinematic fields of thirty parallel planes were measured to study the corresponding velocity fields. Two reconstruction methods have been applied to these plans: the POD and the phase average. The volume is obtained by an interpolation of the reconstructed planes giving access to the three components of the velocity. To validate these low-cost 3D reconstruction methods, they were compared to experimental measurements made by the same experimental setup, under the same conditions, by using the tomographic PIV giving access to the three-dimensional kinematic fields.

Keywords: Impinging Jet, Stereoscopic PIV, Tomographic PIV, POD, Phase Averaging, Volume Reconstruction, Vortex Dynamics

Table des matières :

Introduction générale	1
CHAPITRE.I Synthèse Bibliographique	5
I.1 Introduction	7
I.2 Jets impactant une surface fendue	7
I.2.1. Généralités sur les jets	7
I.2.2. Jets impactant une surface fendue	9
I.3 Sons auto-entretenus	10
I.4 Reconstruction volumique de l'écoulement	13
I.4.1. Méthode de reconstruction énergétique	13
I.4.2. Reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement	18
I.4.3. Méthode de mesure volumique	20
I.5 Critères de détection des tourbillons	21
I.6 Conclusion	23
CHAPITRE.II Dispositif expérimental	25
II.1. Introduction	27
II.2. Plateforme expérimentale	27
II.2.1. Génération et contrôle du régime d'écoulement	27
II.2.2. Conditionnement de l'écoulement et métrologie	28
II.2.3. Pilotages et acquisitions	29
II.3. Métrologie utilisée	30
II.3.1. Mise en œuvre de la technique PIV retenue pour nos mesures	30
II.3.2. Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV)	36
II.3.3. Mesures acoustiques	40
II.3.4. Vélocimétrie par images des particules tomographique (Tomo-PIV)	41
II.4. Conclusion	44
CHAPITRE.III Mesures et traitement de champs cinématiques sur des plans parallèles	45
III.1. Introduction	47
III.2. Caractérisation de la configuration étudiée et paramètres d'influence	47
III.3. Mise en œuvre de la campagne de mesure	49
III.3.1. Caractéristiques et particularité de la technique de mesure	49
III.3.2. Mesure des champs cinématiques sur des plans parallèles	51
III.3.3. Acquisition et traitements	51
III.3.4. Système de référence	52
III.4. Traitement du plan médian	53
III.4.1. Exemple de chaîne de traitement	53
III.4.2. Profils transversaux des vitesses moyennes	55
III.4.3. Evolution de la vitesse sur l'axe du jet	57
III.4.4. Champs des vitesses moyennes	58
III.4.5. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses	58
III.4.6. Champs des taux de turbulence normalisée	60
III.5. Comparaison des mesures cinématiques pour des plans parallèles	61
III.5.1. Partie centrale du jet	61
III.5.2. Partie intermédiaire	63
III.5.3. Partie proche du bord	65

III.6. Evolution de quelques paramètres de l'écoulement	67
III.6.1. Evolution de la vitesse transversale horizontale	67
III.6.2. Trajectoire des tourbillons	69
III.7. Conclusion	70
CHAPITRE.IV Analyse et reconstruction par Snapshot POD	73
IV.1. Introduction	75
IV.2. Méthode POD	75
IV.2.1. Méthode d'approximation	75
IV.2.2. Méthode de reconstruction (Snapshot POD)	77
IV.3. Analyse de l'écoulement	79
IV.3.1. Analyse par zones : POD 2D-2C à z fixe	79
IV.3.2. Influence de la troisième composante de vitesse Vz	92
IV.3.3. Caractérisation spatio-temporelle des tourbillons générés à proximité de la plaque	99
IV.4. Reconstruction par POD	103
IV.4.1. Reconstruction du plan médian P0	103
IV.4.2. Discussion pour d'autres plans	108
IV.5. Conclusion	110
CHAPITRE.V Reconstruction volumique de l'écoulement par POD et moyenne de phase	113
V.1. Introduction	115
V.2. Détermination du signal de référence	115
V.2.1. Le signal de référence Vx	115
V.2.2. Signal Acoustique	119
V.2.3. Détermination des phases	122
V.3. Reconstruction volumique avec la POD multi-plan	126
V.4. Reconstruction volumique avec la moyenne de phase	130
V.4.1. Méthode	130
V.4.2. Moyenne de phase à partir du signal Vx	131
V.4.3. Moyenne de phase à partir du signal acoustique	138
V.4.4. Interprétation des résultats	140
V.4.5. Coefficient POD	142
V.5. Conclusion	144
CHAPITRE.VI Mesures Tomographiques	147
VI.1. Introduction	149
VI.2. Mesures tomographiques	149
VI.2.1. Système Tomo-PIV	149
VI.2.2. Ensemencement	150
VI.2.3. Etapes de la reconstruction	151
VI.2.4. Système de référence	154
VI.3. Extraction de résultats relatifs aux plans de référence	155
VI.3.1. Profils transversaux des vitesses moyennes	155
VI.3.2. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses	158
VI.4. Comparaison des résultats des reconstructions volumiques avec ceux obtenus par mesures tomographiques	160
VI.4.1. Champs de vitesses	160
VI.4.2. Critère de détection des tourbillons	162
VI.5. Conclusion	166
Conclusions et perspectives	167

Liste des Figures :

Figure I. 1: Structure d'un jet plan libre confiné (Rajaratnam, n.d.)	8
Figure I. 2: Les différentes régions qui composent un jet plan en impact (Koched, 2011)	8
Figure I. 3: Jet impactant une surface fendue (Assoum, 2013)	9
Figure I. 4: Position des sondes pour les mesures de la de vitesse convection des tourbillons (Glessner, 2006)	9
Figure I. 5: Image d'une phase d'appariement tourbillonnaire pour $L/H=4,4$ (Billon, 2003)	10
Figure I. 6: Boucle de rétroaction (Vejrazka, 2002)	11
Figure I. 7: Décomposition d'un signal instationnaire en moyenne de phase (Hoarau, 2002)	20
Figure II. 1: Salle de métrologie du dispositif expérimental	27
Figure II. 2: Hacheur de fréquences	28
Figure II. 3: Zoom sur la 2 ^{ème} partie du dispositif	29
Figure II. 4: Station de pilotage	29
Figure II.5: (a) Générateur de particules d'huile d'olive, (b) Distribution de la taille des particules pour du DEHS et pour différents réglages de l'appareil	31
Figure II.6: (a) Générateur d'aérosol TOPAS SLG 270, (b) Taille des particules de DEHS pour différents réglages	32
Figure II.7: Tête du laser à deux cavités : LDY-304-PIV	32
Figure II. 8: Bras Laser	33
Figure II. 9: Les optiques (a)Générateur de plan, (b) Générateur de volume	33
Figure II. 10: Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les ouvertures des caméras	34
Figure II.11: Caméra Phantom V711 et leurs Scheimpflugs	35
Figure II. 12: Principe de calcul du vecteur vitesse par inter-corrélation	36
Figure II. 13: Système SPIV angulaire avec arrangement de Scheimpflug	37
Figure II.14: 3D- mire de calibration	39
Figure II. 15: Schéma d'une reconstruction Stéréoscopique (Boutier, n.d.)	40
Figure II. 16: Procédure de la reconstruction de vitesse par PIV tomographique (Boutier, n.d.)	42
Figure II.17: Microphone derrière la plaque fendue	41
Figure II.18: Centrale d'acquisition	41
Figure III. 1:Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$) (Assoum, 2013)	48
Figure III. 2: Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y>0$) pour $Re=4415$ et $L/H=4$ (Assoum, 2013)	48
Figure III. 3 : Système SPIV (à gauche), schéma de SPIV avec un plan illuminé (P_0) (à droite)	49
Figure III. 4 : Illumination d'un plan en utilisant un générateur de nappe	50
Figure III. 5 : Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les signaux des caméras	50
Figure III. 6 : Plans parallèles mesurés, exemple d'un plan illuminé en vert ($P45$)	51
Figure III. 7 : Système de référence, (a) Vue du côté, (b) Vue de la face	52
Figure III. 8 : Exemple d'une chaîne de traitement PIV	53
Figure III. 9 : Exemple de champ de vitesse instantanée obtenue par PIV pour $t=0,2$ ms	54

Figure III. 10 : Critère de détection des tourbillons ((a)vorticité, (b) critère Q et (c) λ_2)	54
Figure III. 11 : Profil transversal de la vitesse longitudinale moyenne pour le plan P0	56
Figure III. 12 : Profil transversal de la vitesse transversale du plan P0	57
Figure III. 13 : Vitesse axiale du plan P0	58
Figure III. 14 : Champs normalisé de la vitesse moyenne $V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 V_{ref}$	58
Figure III. 15 : Profils transversaux des fluctuations transversales	59
Figure III. 16 : Profils transversaux des taux de fluctuations longitudinales	60
Figure III. 17 : Champs moyen normalisé des taux de turbulence	61
Figure III. 18 : Vitesse axiale des plans P0, P2, P4, P8	62
Figure III. 19 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne	62
Figure III. 20 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne	62
Figure III. 21 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 V_{ref}$	62
Figure III. 22 : Profils transversaux des fluctuations transversales	63
Figure III. 23 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales	63
Figure III. 24 : Taux de turbulence des plans dans la zone centrale	63
Figure III. 25 : Vitesse axiale dans les plans P20, P40 et P60	63
Figure III. 26 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne	64
Figure III. 27 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne	64
Figure III. 28 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 V_{ref}$	64
Figure III. 29 : Profils transversaux des fluctuations transversales	64
Figure III. 30 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales	65
Figure III. 31 : Taux de turbulence dans les plans de la zone intermédiaire	65
Figure III. 32 : Vitesse axiale des plans P70, P80 et P90	65
Figure III. 33 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne	65
Figure III. 34 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne	65
Figure III. 35 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $V_x^2 + V_y^2 + V_z^2 V_{ref}$	66
Figure III. 36: Profils transversaux des fluctuations transversaux	66
Figure III. 37: Profils transversaux des fluctuations longitudinaux	66
Figure III. 38: Taux de turbulence	66
Figure III. 39 : Profil de la vitesse transversale horizontale moyenne	68
Figure III. 40 : Profils des fluctuations transversaux horizontaux	69
Figure III. 41 : Trajectoires de différents plans	70
Figure IV. 1: Plans mesurés, en vert (P0, P4 et P8)	80
Figure IV. 2: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C,	82
Figure IV. 3: Les champs de vecteurs (Φ_{uk} , Φ_{vk}) pour les 10 premiers modes	84
Figure IV. 4: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C,	87
Figure IV. 5: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C,	89
Figure IV. 6: Tracer des valeurs propres λ_k pour trois plans	90
Figure IV. 7: Evolution transversale (z) de l'énergie cinétique turbulente totale (gauche : pour 10 modes et droite : 61 modes)	91

Figure IV. 8: Evolution transversale des deux premières valeurs propres	92
Figure IV. 9: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenus par Snapshot POD2D-3C, plan P0	94
Figure IV. 10: Premiers dix modes spatiaux Φ_w obtenus par snapshot POD2D-3C, plan P0	96
Figure IV. 11: Evolution des dix premiers modes POD des signaux $a_n(t)$	98
Figure IV. 12: Evolution des dix premiers modes POD des signaux $a_n(t)$	99
Figure IV. 13: Scatter plot du couple (a_1, a_2)	100
Figure IV. 14: Spectre de fréquence des coefficients a_1t et a_2t	100
Figure IV. 15: Déphasage temporel	101
Figure IV. 16: Déphasage spatial pour $x=-6,2$ mm	101
Figure IV. 17: Scatter plot des couples de coefficients a_4, a_5 et (a_8, a_9)	102
Figure IV. 18: Spectre des coefficients temporels	102
Figure IV. 19: Dix premiers modes propres de la POD 2D-3C du champ instantané	105
Figure IV. 20: (a) Champ moyen de l'écoulement, (b) Mode 0 de la snapshot POD	105
Figure IV. 21: Champs instantané reconstruit ($t=0,2$ ms)	108
Figure IV. 22: Exemple de plans reconstruits par POD ($t=0,2$ ms)	110
Figure V. 1 : Différents positions de référence	116
Figure V. 2 : Profil temporel des signaux de références	117
Figure V. 3 : Profil de la moyenne de V_x max pour $y/H=3$ pour P0, P30 et P60	118
Figure V. 4 : Profil de l'évolution temporelle de la vitesse transversale V_x et le spectre correspondant pour point le M_5	118
Figure V. 5 : Profils de V_x max et V_x min pour $y=30$ mm et $x=-6,2$ mm	119
Figure V. 6 : Profil du signal acoustique et de la vitesse transversale (Assoum, 2013)	120
Figure V. 7 : Champs des vitesses et du critère pour : (a) : $t_1 = 2.86$ ms, (b): $t_2 = 3.53$ ms et (c): $t_3 = 5.8$ ms. $Re=4415$ (Assoum, 2013)	120
Figure V. 8 : Profils du signal acoustique pour P0, P30 et P60	121
Figure V. 9: Spectre des signaux acoustiques de P0, P30 et P60	122
Figure V. 10 : Détermination des phases du signal acoustique	123
Figure V. 11 : Histogramme des périodes pour le signal acoustique	124
Figure V. 12 : Histogramme des périodes pour le signal V_x	125
Figure V. 13 : Histogramme de l'écart type par rapport aux plans	125
Figure V. 14 : Champ de la vitesse transversale à $t_1=0,2$ ms pour les 22 plans considérés	126
Figure V. 15 : Champ des trois composantes de vitesse pour le volume reconstruit (t_{max}^1, t_{max}^{10} et t_{max}^{50})	128
Figure V. 16 : Les iso-contours de vorticité (1 ^{ère} colonne), critère Q (2 ^{ème} colonne), critère λ_2 (3 ^{ème} colonne) des champs reconstruits instantanés du jet impactant (pour t_{max}^1, t_{max}^{10} et t_{max}^{50})	129
Figure V. 17: Exemple d'un signal reconstruit par moyenne de phase	132
Figure V. 18 : Moyenne de phase pour $t/T=0$	132
Figure V. 19 : Moyenne de phase du champ V_x	134
Figure V. 20 : Volume reconstruits par moyenne de phase	135
Figure V. 21 : Critère de détection pour le volume reconstruit	136
Figure V. 22 : Volume reconstruits pour différents phases	138

Figure V. 23 : Moyenne de phase du plan P0 à partir du signal acoustique	140
Figure V. 24 : Moyenne phase à partir du signal acoustique	140
Figure V. 25 : Suivi fréquentiel des signaux acoustiques pour P0, P30, P40 et P60	141
Figure V. 26 : Suivi fréquentiel du signal Vx pour le point P5 pour P0, P30, P40 et P60	142
Figure V. 27 : Moyenne de phase à partir du premier coefficient POD	144
Figure VI. 1 : Volume de mesure	149
Figure VI. 2 : Disposition des caméras	150
Figure VI. 3 : Réglage des dimensions du volume avec en dessous une mire tridimensionnelle	151
Figure VI. 4 : Calibration des caméras	151
Figure VI. 5 : Carte des vecteurs de disparité (à gauche) et pic de corrélation (à droite)	152
Figure VI. 6 : Projection du volume particulière sur les différents plans	153
Figure VI. 7 : Volume reconstruit pour plusieurs plans (x, y) suivant z	154
Figure VI. 8 : Profils transversaux adimensionnels de la vitesse moyenne longitudinale : $Vy = f(x)$	156
Figure VI. 9 : Profils transversaux de la vitesse moyenne transversale $Vx = f(x)$	157
Figure VI. 10 : Champs normalisé de la vitesse moyenne $Vx^2 + Vy^2 + Vz^2 / Vref$	157
Figure VI. 11 : Profils transversaux des fluctuations transversales	158
Figure VI. 12 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales	159
Figure VI. 13 : Champs moyens normalisés des taux de turbulence	160
Figure VI. 14 : Champs des vitesses du volume : (a, b, c) mesuré par Tomo-PIV, (d, e, f) reconstruit par POD	162
Figure VI. 15 : Contour de λ^2 pour 8 pas de temps par mesures Tomo-PIV	163
Figure VI. 16 : Contour de λ^2 pour 8 pas de temps sur le volume reconstruit par moyenne de phase	165
Figure VI. 17: Trajectoires des tourbillons (Mesures Tomo et Reconstruction par moyenne de phase)	165

Liste des Tableaux :

Tableau IV. 1: Energie contenue dans les 10 premiers modes pour P0 - POD 2D-2C	84
Tableau IV. 2: Energie contenue dans les 10 premiers modes pour P4 et P8 - POD 2D-2C	85
Tableau IV. 3: Convergence des valeurs propres issues d'une POD 2D-2C	90
Tableau IV. 4: Quelques valeurs de la convergence des valeurs propres issues d'une POD 2D-2C et d'une POD 3D-3C	97
Tableau IV. 5: Energie des 10 premières valeurs propres de la POD 2D-3C du champ instantané	105
Tableau IV. 6: Nombre de modes nécessaire pour une énergie de 95%	109

Introduction générale

Les dispositifs terminaux dans les systèmes de ventilation et de climatisation, qui équipent les enceintes habitables (logements, transport, ...), se comportent souvent comme des jets impactant des surfaces fendues. Ces jets peuvent, dans certains cas, être sources de nuisances sonores par l'apparition de sons auto-entretenus qu'ils génèrent. En effet, en tentant d'améliorer le confort aéraulique par l'insertion de grilles de soufflage, qui améliorent le brassage et réduisent les sensations de courant d'air, il arrive parfois qu'on crée des modalités favorables à l'apparition de nuisances sonores qui vont détériorer le confort acoustique dans l'enceinte habitable en question.

Ces configurations bruyantes apparaissent lorsque les conditions de confinement et de soufflage sont propices à l'apparition des boucles de sons auto-entretenus. Ces boucles de rétroaction naissent lorsque les transferts d'énergie entre la dynamique de l'écoulement et le champ acoustique sont optimales (Billon, 2003), (Glesser, 2006) et (Assoum, 2013). Les principales structures tourbillonnaires présentes dans ce type d'écoulement sont les tourbillons de kelvin Helmholtz. Ces tourbillons résultent de l'instabilité convective dans la couche de cisaillement.

Ainsi, afin d'améliorer le confort au niveau acoustique et aéraulique, il était nécessaire d'étudier ces écoulements et d'analyser les corrélations qui existent entre la dynamique tourbillonnaire de ces écoulements et la production sonore qu'ils génèrent. De ce fait et pour étudier et visualiser ces structures tourbillonnaires en trois dimensions, de les corrélérer avec les configurations bruyantes, et d'analyser les dépendances entre la production de nuisances sonores et la déformation de ces structures tourbillonnaires, nous avons entrepris une reconstruction volumique de ces écoulements.

Aussi, les techniques de mesures tridimensionnelles de champs cinématiques sont tellement onéreuses que ce type de reconstruction volumique à partir de mesures planes (2D-3C) serait également très intéressant pour d'autres chercheurs voulant atteindre des objectifs similaires.

De la sorte, la reconstruction volumique de l'écoulement, entreprise dans cette étude, a été basée sur les champs cinématiques instantanés mesurés en S-PIV sur 30 plans parallèles (Prasad, 2000). La technique de calcul des moyennes de phases et la méthode de POD ont été appliquées à chacun des plans. Par la suite, une interpolation entre les plans a conduit à l'écoulement volumique reconstruit.

Les travaux de cette thèse se résument en six chapitres :

Dans le premier chapitre, après une courte synthèse sur les jets impactant des singularités et les boucles de sons auto entretenus générées, on a présenté les différentes méthodes de reconstruction volumique des écoulements dont on cite : (POD, moyenne de phase,...). En plus, comme notre étude se base sur des mesures de vélocimétrie par images de particules on a détaillé les différentes méthodes disponibles pour des mesures planes (PIV, SPIV) et volumiques (Tomo-PIV). Enfin, une partie de ce chapitre a été consacrée aux différents critères de détection et de suivi des structures tourbillonnaires présentes dans ces écoulements.

Dans le deuxième chapitre, on a présenté notre plateforme expérimentale, ses caractéristiques, ses spécificités, et les techniques de métrologie associées. Ainsi, on a commencé par présenter les différents matériels utilisés pour les deux campagnes de mesures, ensuite on a expliqué les techniques de vélocimétrie par images des particules expérimentées.

Le troisième chapitre est dédié aux mesures des champs cinématiques par S-PIV. En effet, comme le but de cette thèse est la reconstruction volumique de l'écoulement, trente plans parallèles sont expérimentés afin d'obtenir, pour chacun d'eux, les champs cinématiques instantanés correspondants. Ainsi, on a choisi de mesurer par SPIV les champs cinématiques de plans parallèles s'étendant sur un volume d'épaisseur de 90 mm. Puis, reconstruire le volume de cet écoulement par plusieurs méthodes. Pour cette raison, dans ce troisième chapitre, on a expliqué la campagne de mesure des champs cinématiques dans les plans parallèles par la technique de PIV stéréoscopique. De plus, on a étudié quelques paramètres du jet dont on peut citer : les profils transversaux des vitesses moyennes et des fluctuations, l'évolution de la troisième composante ainsi que les trajectoires des tourbillons.

Ensuite, dans le quatrième chapitre, une analyse de l'écoulement est faite en appliquant la méthode de POD (Proper Orthogonal Decomposition), en commençant par analyser l'écoulement par zones verticales. En d'autres termes, l'application de la POD est faite sur les champs fluctuants cinématiques en considérant les deux composantes V_x et V_y . Les valeurs propres et les vecteurs propres ont été étudiés. Une dernière partie de ce chapitre est basée sur la reconstruction des plans parallèles par la méthode POD. Dans cette partie on a appliqué la POD sur le champ cinématique instantanés tout en considérant les trois composantes de la vitesse. Enfin, une étude sur les modes représentés en appliquant la POD sur les champs de vitesse, une visualisation des résultats obtenus, et une comparaison avec d'autres plans ont été faites.

Par la suite, il était nécessaire de trouver une solution pour pouvoir mettre en phase les écoulements plans mesurés ou reconstruits et pour pouvoir visualiser le volume de l'écoulement. Ainsi, le cinquième chapitre était alors divisé en deux parties, la première présente la reconstruction volumique par POD multi-plans et la deuxième partie la reconstruction volumique par la méthode de moyenne de phase. Pour la première partie, un signal de référence est choisi pour déterminer les phases de l'écoulement. Les champs cinématiques dans les plans parallèles enregistrés indépendamment sont alors mis en phase à partir du signal de référence après reconstruction par POD, avant d'être interpolés par une méthode de pondération inverse à la distance. Dans la seconde partie, l'évolution temporelle des champs cinématiques est reconstruite par moyenne de phase. La méthode de moyenne de phase est appliquée en utilisant plusieurs signaux de référence, et une comparaison au niveau des résultats volumiques est présentée. Cette reconstruction est mise en évidence pour pouvoir étudier la dynamique de l'écoulement analysé.

Pour une validation des résultats obtenus, une campagne de mesures avec de la PIV Tomographique a été mise en place dans les mêmes conditions expérimentales que la campagne des mesures SPIV. Les résultats de cette nouvelle campagne de mesure montrent une cohérence avec les résultats obtenus avec les techniques de reconstruction utilisées et présentées dans cette thèse, et viennent conforter les choix effectués.

CHAPITRE.I Synthèse Bibliographique

Table des matières :

I.1	Introduction	7
I.2	Jets impactant une surface fendue	7
I.2.1.	Généralités sur les jets	7
I.2.2.	Jets impactant une surface fendue	9
I.3	Sons auto-entretenus	10
I.4	Reconstruction volumique de l'écoulement	13
I.4.1.	Méthode de reconstruction énergétique	13
I.4.1.1.	POD	14
I.4.2.	Reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement	18
I.4.3.	Méthode de mesure volumique	20
I.5	Critères de détection des tourbillons.....	21
I.6	Conclusion	23

I.1 Introduction

Il arrive souvent que les systèmes de ventilation ou d'aération présentent la configuration d'un jet impactant une surface fendue. Or, on sait que dans certaines conditions de confinement et de soufflage ces jets génèrent des nuisances sonores. Les modalités d'apparition de ces boucles de sons auto-entretenus sont paramétrées par la distance entre la sortie du jet et la plaque ou la grille heurtée, ainsi que la vitesse du jet et de sa forme. Cette génération de son peut dans certain cas être gênante et peut causer un inconfort acoustique. Afin de remédier à ces problématiques, un discernement des phénomènes qui influencent ces nuisances sonores est nécessaire.

Le contrôle des nuisances sonores commence par la compréhension de la dynamique de l'écoulement, des transferts entre l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement vers le champ acoustique, et des interactions qui existent entre cette dynamique tourbillonnaire et la génération de ces boucles de sons auto-entretenus. Ces mécanismes ont déjà été étudiés en 2D, mais cette approche reste insuffisante lorsqu'on se penche sur la contribution de la dynamique tourbillonnaire dans sa zone d'impact. Ainsi, pour avoir la dynamique de l'écoulement en 3D, nous avons développé une méthode de reconstruction volumique à partir de mesures PIV stéréoscopiques. Cette approche permet l'accès à certaines grandeurs physiques en 3D et à faible cout.

La reconstruction volumique de l'écoulement généré par un jet impactant une surface fendue est l'objectif principal de la présente étude. Ainsi, une synthèse bibliographique sur les jets impactant une surface fendue et les phénomènes aéroacoustique qui les accompagnent sont d'abord présentés. Ensuite une bibliographie sur les méthodes de reconstruction est nécessaire pour faire le point sur les étapes à aborder dans notre travail. Ce chapitre sera divisé en trois parties. Dans une première partie, les jets impactant une surface rigide fendue seront abordés ainsi que les phénomènes de sons auto-entretenus. Il sera aussi développé les travaux menés sur notre plate-forme expérimentale. De plus, la configuration étudiée sera expliquée et justifiée. Dans la deuxième partie, les méthodes de reconstruction volumique de l'écoulement seront abordées. Les différentes méthodes analytiques et géométriques de reconstruction d'images 3D seront détaillées. Ensuite, la reconstruction énergétique de l'écoulement par POD sera présentée. Finalement, la technique de la reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement par moyenne de phase sera brièvement présentée. Dans la dernière partie, les différents critères de détection des tourbillons seront abordés.

I.2 Jets impactant une surface fendue

I.2.1. Généralités sur les jets

Les jets peuvent être classés selon différents critères : laminaires ou turbulents, libres ou confinés, isothermes ou an-isothermes, plans ou axisymétriques (comme étudié par (Hassan et al., 2013) et (Hassan et al., 2012)), bidimensionnels ou tridimensionnels... Parmi les paramètres qui influencent la géométrie et le développement des jets, on peut citer la forme de la bouche de soufflage qui joue un rôle important. Elle peut être singulière ou après un convergent et de différentes formes géométriques. Un exemple de développement d'un jet plan libre issu d'une fente est présenté sur la Figure I. 1 (Rajaratnam, n.d.). Pour plus de détail sur les jets plans turbulent se référer à (Rajaratnam, n.d.) et (Chassaing, n.d.).

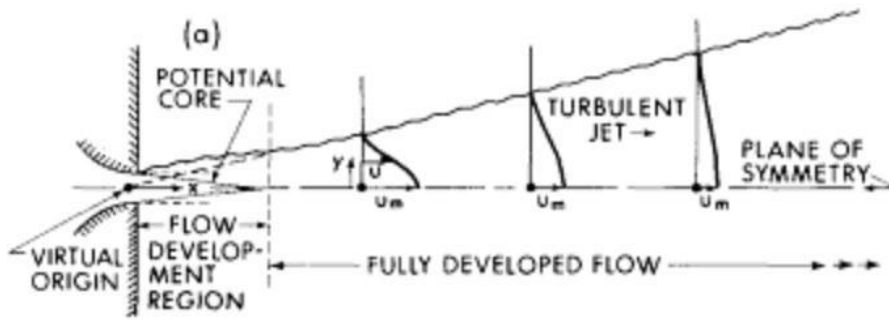


Figure I. 1: Structure d'un jet plan libre confine (Rajaratnam, n.d.)

Les jets impactants des surfaces rigides appartiennent également à une classe importante de jet de fluide. Ils sont utilisés dans de nombreuses applications d'ingénierie, en particulier celles qui concernent le chauffage, le refroidissement, le séchage, ou les systèmes de ventilation dans les enceintes habitables. En fait, (Looney and Walsh, 1984) donnent un avis sur les études expérimentales des jets impactant et note que la première étude complète, dans le sens de fournir à la fois le flux moyen et les caractéristiques de turbulence, était réalisée par (Gutmark et al., 1978). Les récents travaux sur ce sujet (Koched, 2011) ont considéré qu'un jet plan impactant une surface rigide est divisé en quatre régions distinctes comme le montre la Figure I. 2. La première région commence dès la sortie du jet et s'étend jusqu'à la partie terminale du cône potentiel. Dans cette région l'écoulement commence à s'établir et plus particulièrement dans le cône potentiel, l'écoulement est laminaire et la vitesse est constante et égale à la vitesse à la sortie du jet. La deuxième région, qui débute à la limite de la première zone et s'étend jusqu'à celles de la zone d'impact s'appelle zone de développement. Elle comporte la zone où l'écoulement est établi. Dans cette zone, la vitesse axiale commence à décroître et le jet s'épanouit sur les côtés au contact du fluide environnant initialement au repos. La troisième région c'est là où le jet heurte une surface et change de direction, tandis que la dernière région s'étend au niveau du jet de paroi. Dans la quatrième zone la couche limite se développe au niveau de la paroi solide.

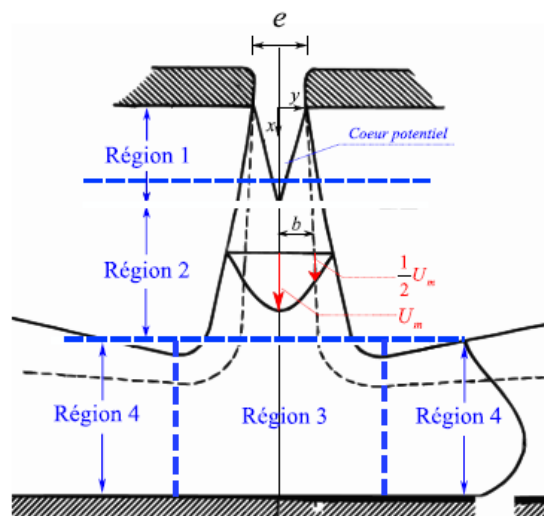


Figure I. 2: Les différentes régions qui composent un jet plan en impact (Koched, 2011)

Les jets impactant des surfaces fendues ou des grilles sont également largement utilisés dans les systèmes de ventilation afin d'améliorer le mélange et la diffusion de l'air intérieur et de contribuer ainsi à baisser les consommations d'énergie. La qualité du mélange d'air intérieur peut être améliorée en ajoutant des grilles au système de ventilation. Un tel système peut conduire à une configuration bruyante lorsque certaines conditions sont réunies. De nombreuses études ont été consacrées à ces boucles acoustiques de sons auto-entretenus obtenues dans les jets qui heurtent des surfaces fendues (voir Figure I. 3).

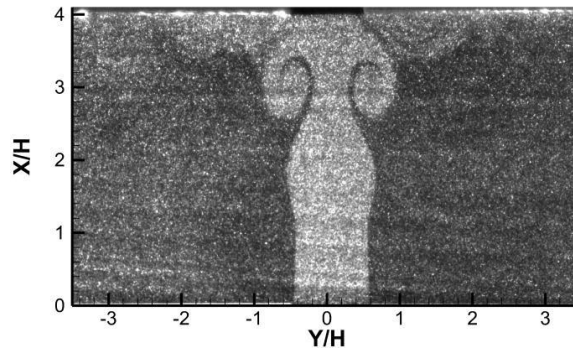


Figure I. 3: Jet impactant une surface fendue (Assoum, 2013)

I.2.2. Jets impactant une surface fendue

L'étude des jets impactant une surface fendue dans le cadre de la réduction des nuisances sonores qu'ils génèrent a été étudié par (Glesser, 2006), (Billon, 2003) et (Assoum, 2013).

(Glesser, 2006) a étudié la relation entre le nombre de Reynolds et la vitesse de convection des grosses structures tourbillonnaires. Il a montré que la relation est quasi-linéaire pour les $Re > 10^4$. Cette linéarité se dégrade lorsque $Re < 8000$. Les mesures effectuées par Glesser ont été réalisées à l'aide d'un système d'anémométrie à film chaud à température constante Dantec. Le principe de mesure qu'il a utilisé se base sur l'utilisation de deux sondes vélocimétriques qui sont placées dans la partie interne des couches de cisaillement sur un même axe vertical. Ces techniques utilisées sont des techniques vélocimétriques de mesures ponctuelles.

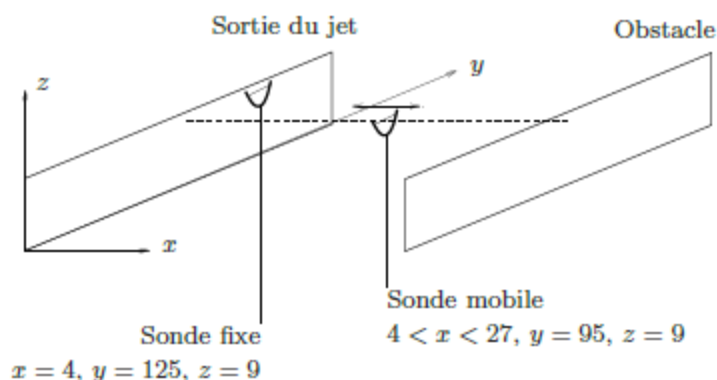


Figure I. 4: Position des sondes pour les mesures de la de vitesse convection des tourbillons (Glesser, 2006)

D'autre part, (Billon, 2003) a utilisé un tube de Pitot pour mesurer la vitesse de référence en sortie du jet. L'anémométrie à film chaud a été également utilisée pour l'analyse de points essentiels du mécanisme des sons auto-entretenus, dont on peut citer : la mise en évidence des structures tourbillonnaires, nature de

l'instabilité régissant les auto-oscillations, le nombre de tourbillons présents au même instant entre la sortie du jet et la plaque, le caractère tridimensionnel de l'écoulement au niveau de l'impact et le phénomène d'appariement. Le principe de mesure utilisé était de disposer de deux sondes à film chaud 55R04 et 55R01 l'une fixe à la sortie du jet et l'autre mobile tout au long de l'axe x et de calculer la variation de phase, notée $\Delta\Phi_{deg}$, entre la sortie du jet et la plaque fendue. Notons qu'une approche par visualisation qualitative a été effectuée pour la visualisation du phénomène d'appariement tourbillonnaire.

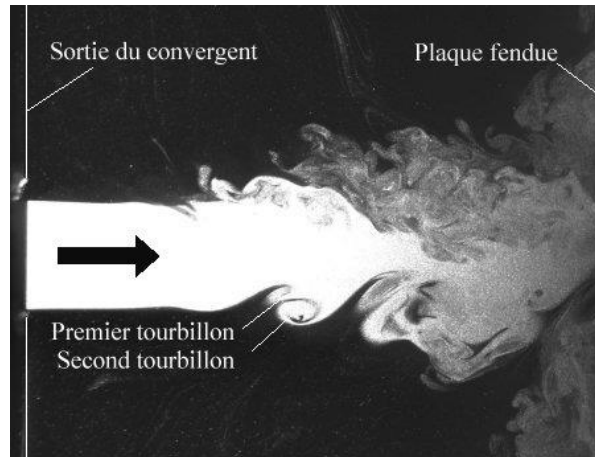


Figure 1. 5: Image d'une phase d'appariement tourbillonnaire pour $L/H=4,4$ (Billon, 2003)

Ces techniques d'anémométrie sont parfois difficiles à utiliser, elles sont intrusives, et elles perturbent l'écoulement malgré leurs faibles dimensions. De plus, elles ne donnent que des mesures ponctuelles et pas de champs instantanés de vitesses.

Pour cela (Assoum, 2013), a étudié cet écoulement en utilisant des moyens de métrologie par imagerie de particules afin d'accéder aux champs cinématiques instantanés. Les principaux objectifs abordés par cette technique étaient : la caractérisation de la dynamique des écoulements générés, l'étude du couplage entre la dynamique des structures tourbillonnaires impliquées dans la production des sons auto-entretenus et le champ acoustique obtenus dans des configurations bruyantes ou non bruyantes.

I.3 Sons auto-entretenus

L'aéroacoustique traite les interactions entre les ondes acoustiques et les écoulements. Dans certaines configurations, les conditions nécessaires à l'organisation de l'écoulement pour optimiser les transferts d'énergie du champ aérodynamique de l'écoulement vers le champ acoustique sont réunies. Selon la configuration, ces sources aéroacoustique peuvent être des sources d'intérêt ou bien des nuisances sonores. Citons les exemples des sifflements d'une flute ou bien des tuyaux d'orgue qui sont des sources acoustiques désirables, tandis que par exemple les sources sonores dues au système de ventilation sont considérées comme sources d'inconfort acoustique.

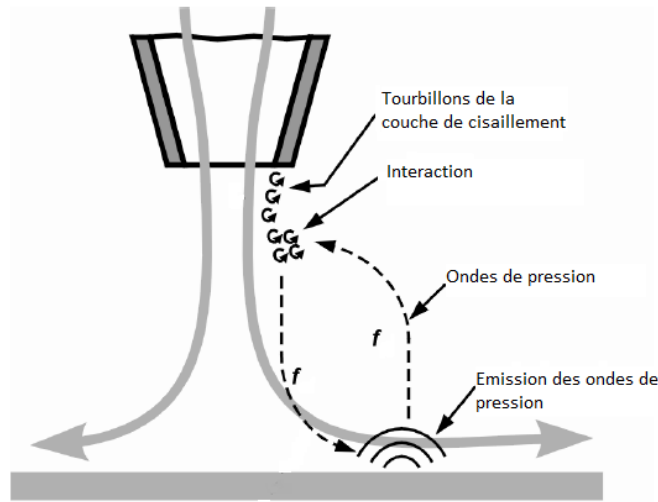


Figure I. 6: Boucle de rétroaction (Vejrazka, 2002)

En fait, dans les configurations des jets d’air impactant des surfaces fendues l’interaction entre la couche de cisaillement de l’écoulement avec un obstacle donne naissance à un champ acoustique. Cette génération acoustique se résume comme suite : premièrement le transfert d’énergie du champ de vorticité dû au cisaillement vers le champ acoustique induit un rayonnement acoustique, deuxièmement la perturbation de la couche de cisaillement forme une boucle de rétroaction appelée boucle auto-entretenu. Les sons produits par cette boucle sont appelées les sons auto-entretenus.

L’évaluation de la puissance acoustique générée ou absorbée dans l’écoulement est abordée par le corollaire énergétique de Howe ((Howe, 1975)). En fait, le champ acoustique est lié à la partie irrotationnelle du champ de vitesse. Dans le cas d’un champ acoustique périodique de période T_0 , le champ acoustique peut être modélisé de la façon suivante :

$$P = \iint_S \langle \vec{l} \cdot \vec{n} \rangle_{T_0} dS = - \iiint_V \langle D_{T_0} \rangle dV, \tag{I.1}$$

Où

- P est le flux de puissance acoustique à travers la surface S entourant le volume d’étude V
- \vec{n} est la normale à cette surface
- \vec{l} est l’intensité acoustique
- D est la dissipation acoustique

Dans les conditions d’un écoulement à faible nombre de Mach, et en absence de source de masse le corollaire énergétique de Howe se présente comme suit :

$$P = \iiint_V \langle \vec{f} \cdot \vec{u}_a \rangle_{T_0} dV \tag{I.2}$$

$$= -\langle \rho_0 \iiint_V (\vec{w} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a dV \rangle_{T_0}$$

Les sons auto-entretenus sont généralement le résultat de l'amplification de deux modes d'instabilité de l'écoulement. Le premier mode d'instabilité est lié à la couche de cisaillement avec comme grandeur caractéristique θ , il est dominant dans la zone proche du jet. La fréquence naturelle de la couche de cisaillement f_n est liée à θ par la relation suivante (Michalke, 1965) :

$$St_\theta = \frac{f_n \cdot \theta}{U_{0max}} \approx 0,017. \quad (I.3)$$

(Pour les jets plans ayant un profil en tangente hyperbolique ou bien un profil initial plat).

Rappelons que l'épaisseur de la couche de cisaillement est défini comme suivant :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U_0(z)}{U_{0max}} \left(1 - \frac{U_0(z)}{U_{0max}}\right) dz.$$

Le deuxième appelé mode de battement, est situé à l'extrémité du cône potentiel. Ce mode est lié au comportement global du jet avec comme grandeur caractéristique H, et est caractérisé par la fréquence f_j définie par (Laufer and Monkewitz, 1980):

$$St_\theta = \frac{f_j \cdot H}{U_{0max}} \approx 0,3. \quad (I.4)$$

Le mode de battement est l'instabilité amplificatrice des plus basses fréquences. En effet, la fréquence minimale est très proche de f_j , notamment en rétroaction directe. En rétroaction indirecte, la fréquence minimale se cale sur un mode longitudinal du conduit résonnant proche du f_j . Ces basses fréquences sont obtenues pour de grandes distances de l'obstacle ($L/H > 4$).

L'étude acoustique du jet plan impactant une surface fendue rectangulaire a été détaillée par: (Billon, 2003), (Billon et al., 2004), (Billon et al., 2005), (Glessner, 2006), (Glessner et al., 2008), (Glessner et al., n.d.), (Glessner et al., 2005) et (Assoum et al., 2013), (Assoum et al., 2014), (Assoum, 2013).

En premier temps, Billon a fait une étude acoustique des sons auto-entretenus obtenus à partir d'un jet heurtant une plaque à fente biseautée. Les sifflements ainsi que les domaines d'existence géométriques ont été mis en évidence. Billon a montré qu'il y a deux types de rétroactions, une directe et la seconde indirecte via des résonances acoustiques du conduit d'où débouche le jet. De plus, Billon a identifié les instabilités dans le jet qui régissent les sons auto-entretenus. Le nombre de tourbillons en fonction du mode de rétroaction dominant a été étudié. Le caractère tridimensionnel de l'écoulement aux grands nombres de Reynolds a été mis en évidence. L'évolution du mode de jet de l'écoulement a été aussi observée.

Dans un deuxième temps, les interactions entre le champ acoustique et le champ de vorticité sont étudiées par Glessner. Ce dernier a également identifié la phase du cycle acoustique correspondant au détachement tourbillonnaire. Les conditions de production maximale d'énergie acoustique ont été identifiées grâce à un modèle aéroacoustique. Le transfert entre le champ acoustique et le champ de vorticité a été évalué à l'aide

d'un modèle basé sur le corollaire énergétique de Howe. En parallèle, Glessler a étudié l'influence du résonateur sur la source aéroacoustique.

Récemment, (Assoum et al., 2014) a caractérisé la dynamique tourbillonnaire des écoulements pour les jets impactant une surface fendue. Le couplage entre les structures tourbillonnaires impliquées dans la production des sons auto-entretenus et le champ acoustique a été étudié. Plusieurs configurations bruyantes et non bruyantes ont été considérées dans le but de cerner les conditions optimales de l'installation du son auto-entretenu dans l'écoulement. De plus, le transfert entre le champ acoustique et l'énergie cinétique turbulente a été étudié (Assoum et al., 2016b) (Assoum et al., 2017a). Egalement, il a étudié le couplage du champ acoustique avec la vitesse transversale (Assoum et al., 2016a) (Assoum et al., 2017b).

I.4 Reconstruction volumique de l'écoulement

Dans le cadre de la présente thèse, des méthodes de reconstruction volumiques des écoulements fluides seront appliquées afin d'accéder aux champs volumiques cinématiques instantanés et donc à toutes les grandeurs physiques qui en découlent pour les écoulements particuliers qui nous intéressent.

I.4.1. Méthode de reconstruction énergétique

Une technique commune pour identifier les structures cohérentes est la méthode de décomposition en modes propres (POD) ((Lumley, 1967), (Sirovich, 1987), et (G Berkooz et al., 1993)). Cette méthode est capable d'extraire des informations à partir des champs cinématiques de l'écoulement et est donc applicable aux données expérimentales (voir (Herzog, 1986), (Bonnet et al., 1994) ,(Noack et al., 2003) et (Delville, 1994)). La méthode détermine les structures les plus énergétiques par diagonalisation de la matrice de corrélation spatiale calculée à partir des instantanés (ou Snapshots). Les inconvénients qui sont reconnus par l'utilisation de cette méthode sont associés à deux astuces : (i) l'énergie peut ne pas être dans tous les cas la bonne mesure pour classer les structures de l'écoulement, et (ii) en raison du choix des statistiques du second ordre comme base de la décomposition, des informations précieuses de phase sont perdues. La première lacune a été largement reconnue et une explication sur l'existence des modes dynamiquement très pertinents mais sans énergie ont été présentés par (Noack et al., 2008). Choisir des fonctions de base qui soulignent les structures spécifiques de l'écoulement peut améliorer la focalisation sur l'énergie de perturbation cinétique totale. La deuxième lacune est plus difficile à surmonter.

La décomposition bi-orthogonale (BOD, voir (Aubry, 1992) et (Hémon and Santi, 2007)) produit simultanément des structures temporelles et spatiales, appelées 'Chronos' et 'topos' respectivement, via une décomposition de valeur singulière de la matrice d'instantané. Le même résultat peut également être obtenu en choisissant une moyenne temporelle ou spatiale lors du calcul du tenseur de corrélation, ou en utilisant le POD classique ou Snapshot POD respectivement. Les structures temporelles (chronos) représentent les vecteurs propres de la matrice de corrélation temporelle en moyenne spatiale, tandis que les structures spatiales (topos) constituent les vecteurs propres de la moyenne temporelle matrice de corrélation spatiale. Dans les deux cas, le processus de calcul de la moyenne entraînent la perte d'informations qui pourraient être importantes lors de la classification les processus dynamiques contenus dans les Snapshots.

(Schmid, 2010) a proposé une méthode de décomposition basée uniquement sur les instantanés de l'écoulement, tout en fournissant les structures qui décrivent avec précision le mouvement de l'écoulement. Cette technique est à la base d'une analyse de Koopman des systèmes dynamiques non linéaires (voir (Lasota, n.d.) et (Mezić, 2005)), qui a récemment été appliqué à des simulations à grande échelle " d'un jet croisé » par (Rowley et al., 2009).

1.4.1.1. POD

Pour les écoulements à bas nombre de Reynolds, la topologie des structures cohérentes est mise en évidence essentiellement au moyen de visualisations. Pour les écoulements turbulents, les petites échelles obscurcissent les visualisations des plus grandes échelles dont la contribution à l'organisation des écoulements cisailés est essentielle. La turbulence est un sujet important pour la recherche scientifique. Cependant, c'est l'un des moins compris (G Berkooz et al., 1993) . Les équations de Navier-Stokes furent un excellent modèle mathématique de la turbulence. L'approximation de ce modèle mathématique réside dans un modèle numérique utilisant une discrétisation appropriée, qui fait une petite erreur entre la solution théorique et la solution numérique. L'un des problèmes majeurs est que ces équations ne sont pas linéaires et sont difficiles à résoudre pour un nombre élevé de Reynolds (c'est-à-dire pour un jet turbulent) même avec des géométries simples. La précision d'un modèle numérique augmente avec le choix de la discrétisation. Cela impose des difficultés pour calculer avec une bonne approximation des solutions de problèmes complexes. Une recherche de réduction de modèle est alors imposée dans de nombreux domaines de la science et de l'ingénierie. Afin de réduire un modèle, il suffit de le projeter sur une base de fonctions de dimension réduite, qui devrait être inférieure à la taille du modèle numérique. Cela nous donne un système d'équations avec très peu d'inconnues.

L'une des méthodes les plus connues est la décomposition orthogonale en modes propres (POD) qui vise à trouver les premiers vecteurs propres dominants de la corrélation spatiale du champ de vitesse. Par conséquent, la POD fournit une base optimale du point de vue de l'énergie pour représenter l'écoulement. Cette méthode de décomposition permet de construire des modèles qui captent les mécanismes clés de la dynamique des écoulements. La POD est utilisée dans de nombreux domaines (mécanique des fluides, aérospatiale et systèmes de vibrations chaotiques ...) pour construire des modèles à très petites dimensions et pour approcher la solution du modèle principal, décrite par des équations différentielles partielles.

En fait, la technique POD identifie les contributions les plus énergétiques et obtient la structure spatiale des modes correspondants. L'idée de base est de décrire un ensemble statistique donné avec le nombre minimum de modes déterministes. Elle peut être catégorisée en deux méthodes de base : POD classique et POD instantané (ou snapshot POD). La POD classique a d'abord été introduit par (Lumley, 1967) pour extraire des structures cohérentes du flux turbulent, tandis que le POD instantané a été suggéré par (Sirovich, 1987). Les deux approches sont basées sur l'expansion de Karhunen-Loève, en d'autres termes ces approches consistent à transformer des variables corrélées entre elles en nouvelles variables non corrélées les unes des autres. La POD s'est révélé être une méthode efficace pour identifier les caractéristiques et événements dominants à la fois dans des données expérimentales et numériques. Elle a un avantage supplémentaire de compresser

efficacement ou de résumer de grandes quantités de données afin que les informations les plus utiles sur les processus physiques puissent être extraites.

Dans tout domaine, tout problème physique peut être représenté par un modèle mathématique. Cette modélisation nous donne une forme continue du problème mathématique qui peut être approchée par un modèle numérique à l'aide d'une discrétisation adéquate qui rend l'erreur entre la solution théorique et la solution numérique petite. En effet, la précision d'un modèle numérique augmente avec la finesse de la discrétisation, qui rend le calcul très coûteux pour une bonne approximation des solutions des problèmes complexes. Ce qui a imposé une recherche de réduction du modèle dans de nombreux domaines de sciences et d'ingénierie. Qu'est-ce qu'on entend par réduction du modèle ? En effet pour pouvoir réduire un modèle il suffit de le projeter sur une base réduite de fonctions de dimension inférieure que la dimension du modèle numérique. Ce qui nous donne un système d'équations à très peu d'inconnues. Une des méthodes les plus connues est la POD qui vise à trouver les premiers vecteurs propres dominants de la corrélation spatiale du champ de vitesse. Donc en d'autres termes, la POD fournit une base optimale du point de vue énergétique pour représenter l'écoulement. Cette méthode de décomposition permet de construire des modèles qui capturent les mécanismes-clés de la dynamique des écoulements.

En mécanique des fluides, la POD a été introduite par (Lumley, 1967) afin de définir d'une manière objective les structures cohérentes au sein des écoulements turbulents. Dans le même domaine, les applications de la POD sont essentiellement utilisées comme instrument de traitement des données. Un autre exemple d'application de la POD dans le contexte de l'étude expérimentale des écoulements turbulents est son utilisation pour déterminer la moyenne de phase de données issues de vélocimétrie par imagerie de particules ce qui nous intéresse le plus dans notre étude. Dans le cas d'écoulements laminaires ou transitionnels, la POD s'avère être un outil puissant pour l'identification et la dissociation des instationnarités complexes induites par l'amplification de modes d'instabilité responsables de la transition vers la turbulence. Bien qu'historiquement mise en œuvre comme outil de post-traitement, la POD a plus récemment été utilisée pour construire des sous-espaces de dimension réduite pour le développement de modèles physiques simplifiés présentant un faible degré de liberté. Dans ce contexte, la POD peut être considérée comme méthode d'approximation.

En effet, la POD est une technique qui se trouve à l'intersection de diverses approches de la turbulence. Elle s'appuie sur un traitement statistique du signal, et en extrait une certaine cohérence ou organisation, qui permet de caractériser la dynamique de ce signal et éventuellement d'en prédire l'évolution temporelle. Elle est utilisée dans de nombreux domaines (mécanique des fluides, aéronautique, vibration et systèmes chaotiques, ...) pour construire des modèles avec des dimensions très petites, pour faire l'approximation de la solution du modèle principal, décrite par des équations aux dérivées partielles. L'objectif de la POD est d'extraire une base orthogonale et ordonnée, appelée base modale ou base POD purement spatiale, afin d'identifier les degrés de liberté les plus représentatifs pour construire un modèle réduit du signal $u(x, t)$ étudié. Dans ce contexte, une approximation du processus aléatoire spatio-temporel $u(x, t)$, est recherchée sous la forme suivante :

$$u(x, t) \approx \sum_{i=0}^N a_i(t) \varphi_i(x) \quad (\text{I.5})$$

où $a_i(t) = \langle u, \varphi_i(x) \rangle$.

Méthode directe :

Dans le but d'assurer l'optimalité de cette base modale, la POD consiste à trouver les modes $\varphi_i \in H =$ *espace de Hilbert* orthonormés qui minimisent l'erreur quadratique de représentation suivante :

$$\frac{1}{T} \int_0^T \left\| u - \sum_{i=1}^N a_i(t) \varphi_i(x) \right\|^2 dt \quad (\text{I.6})$$

Le principe de la POD est le suivant : pour $u(x, t)$ vivant dans un espace de Hilbert H muni du produit scalaire $\langle \cdot, \cdot \rangle_H$ et de sa norme induite $\| \cdot \|_H$, et d'un opérateur moyenne sur T les modes POD peuvent être obtenus comme solutions successives du problème d'optimisation sous contrainte suivant :

$$\min_{\psi \in H \setminus \{0\}} \frac{1}{T} \int_0^T \left| \langle u - \prod_i u, \psi \rangle \right|^2 dt \quad (\text{I.7})$$

avec: $\langle \psi, \psi \rangle = \|\psi\|^2 = 1$.

$\prod_i =$ Projecteur orthogonal sur les sous-espaces constitué par les $i^{\text{ème}}$ premiers modes $\{\varphi_1, \dots, \varphi_i\}$ pour $i \geq 1$.

En effet, cette méthode revient à chercher les modes déterministes les mieux corrélés aux réalisations discrètes de la variable aléatoire $u(x, t)$ en moyenne. Ainsi le premier mode est celui qui assure la meilleure projection de ce processus, le deuxième est celui qui assure la meilleure projection des réalisations de cette variable orthogonalement au premier mode et ainsi de suite.

Classiquement, le 1^{er} mode propre POD peut être recherché comme solution du problème d'optimisation suivant :

$$\max_{\varphi \in H \setminus \{0_H\}} \frac{\frac{1}{T} \int_0^T |\langle \varphi, u(t) \rangle|^2 dt}{\|\varphi\|^2} \quad (\text{I.8})$$

avec $\langle \varphi, \varphi \rangle = \|\varphi\|^2 = 1$.

Cette formulation conduit à une maximisation de la projection de u sur la droite vectorielle de direction φ en moyenne sur T .

Afin de montrer que ce problème est équivalent à un problème aux valeurs propres, on introduit l'opérateur linéaire $K: H \rightarrow H$ défini par :

$$K\varphi := \frac{1}{T} \int_0^T \langle \varphi, u(t) \rangle u(t) dt. \quad (\text{I.9})$$

L'opérateur K est un opérateur de Hilbert-Schmidt (donc compact et auto-adjoint). De plus, posons $J(\varphi) := \frac{1}{T} \int_0^T |\langle \varphi, u(t) \rangle|^2 dt$.

Puisque l'opérateur de moyenne d'ensemble et le produit scalaire sur $H(D)$ commutent, il s'ensuit que $J(\varphi) = \langle \varphi, K\varphi \rangle$. Une formulation classique et équivalente au problème (I.8) consiste à maximiser la quantité :

$$F(\varphi) = \frac{J(\varphi)}{\langle \varphi, \varphi \rangle} \text{ avec } \varphi \in H \setminus \{0_H\} \quad (\text{I.10})$$

Dans ce contexte on calcule $F(\varphi + \psi)$ qui est égale à :

$$F(\varphi) + \frac{2 R\langle \psi, K\varphi \rangle_H}{\langle \varphi, \varphi \rangle_H} - 2 F(\varphi) \frac{R\langle \psi, \varphi \rangle_H}{\langle \varphi, \varphi \rangle_H} + \theta(\|\psi\|^2) \quad (\text{I.11})$$

(pour plus de détail voir (Marwan SALEH, 2015)) avec $\psi \in B(0, \epsilon)$ où $0 < \epsilon \ll 1$ et $\epsilon < \|\varphi\|$.

Une condition nécessaire d'optimalité est l'annulation de la dérivée de F , donc si φ réalise le maximum de (I.8) alors $\forall \psi \in B(0, \epsilon), R\langle \psi, K\varphi \rangle = F(\varphi) R\langle \psi, \varphi \rangle$. En répétant la même démarche pour $i\psi$ on obtient $Im\langle \psi, K\varphi \rangle = F(\varphi) Im\langle \psi, \varphi \rangle$. Ce qui implique alors que φ est une solution de $K\varphi = \lambda \varphi, \forall \psi \in B(0, \epsilon)$.

Réciproquement, puisque l'opérateur K est symétrique et positif étant de Hilbert-Schmidt alors la théorie spectrale implique que l'équation $K\varphi = \lambda \varphi$ possède une infinité dénombrable de solutions. Les valeurs propres associées aux fonctions propres de l'opérateur K sont réelles positives ou nulles, classées telles que : $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3 \geq \dots \geq \lambda_n \geq \dots \geq 0$. Tout vecteur propre φ correspondant à la plus grande valeur propre λ_1 de K satisfait (1), donc notre problème s'agit d'un problème aux valeurs propres. On déduit alors l'existence d'une base orthonormée complète $\{\varphi\}_{k=1}^{+\infty}$ telle que pour tout $u \in H$ on a : $u = \sum_{i=1}^{+\infty} \langle u, \varphi_i \rangle \varphi_i$.

L'approche classique de la POD consiste à résoudre un problème aux valeurs propres mettant en jeu les corrélations spatiales. Ses fonctions propres sont les modes POD spatiaux et les coefficients temporels sont obtenus par projection de u sur ces modes.

Méthode de Snapshot :

L'approche *Snapshot POD* consiste à résoudre en premier lieu un problème aux valeurs propres sur les corrélations temporelles pour déterminer les coefficients temporels puis projeter la quantité u sur ces coefficients temporels et en déduire les modes POD spatiaux.

En d'autres termes cette méthode consiste à chercher non plus directement la base composée des φ_i , avec $i = 1, \dots, N$ mais à écrire chaque vecteur propre de l'opérateur K comme une combinaison linéaire des champs $u(x, t_j)$ tel que : $\varphi_i = \sum_{j=1}^{N_t} a_i(t_j) u(x, t_j)$ où N_t est le nombre des échantillons temporels. Donc en gros le but est de chercher les coefficients $a_i(t_j), \forall j = 1, \dots, N_t$ ce qui est acquiert par la substitution des φ_i dans $K\varphi = \lambda \varphi$ pour tout $j = 1, \dots, N_t$. Le calcul nous donne l'expression suivante :

$$R_{j k} \cdot a_i(t_k) = \lambda_i a_i(t_k), \forall k = 1, \dots, N_t \quad (\text{I.12})$$

où $R_{j k} = \frac{1}{N_t} \int_{\Omega} u(t_j, x)u(t_k, x) dx$, et λ_i est la valeur propre associée à la mode φ_i de la POD classique.

Ce problème est alors de dimension nettement inférieure au problème de la méthode classique. Il n'y a pas vraiment de règle sur le nombre de Snapshot et l'espacement nécessaire entre chaque Snapshot. Un de ses avantages est qu'elle permet de résoudre les structures de façon graphique, les échantillons étant directement constitués par des visualisations de l'écoulement. Finalement, le choix d'utiliser la méthode des Snapshot ou la méthode que l'on qualifiera de classique dépend du type de données à traiter.

Notons que la POD classique se compose d'un opérateur moyen temporel, et est principalement appliqué aux données expérimentales localement obtenues avec une longue histoire, qui présente une excellente résolution temporelle alors que la résolution spatiale est médiocre. D'autre part, lorsque l'opérateur correspond à une moyenne spatiale, la POD d'instantané est défini. L'autre différence de ces deux méthodes montre qu'ils ont besoin de différentes mémoires d'ordinateur lors du calcul du problème de valeur propre, alors que leurs résultats d'analyse POD sont similaires.

Plusieurs applications de la Snapshot POD ont été effectuées dans le domaine de la reconstruction, (D'Adamo et al., 2004) a appliqué le POD instantané pour reconstruire un écoulement incompressible autour d'un profil aérodynamique pour un nombre de Reynolds entre 150000 et 333000. (Podvin et al., 2005) et (Podvin and Sergent, 2012) ont utilisé cette méthode pour reconstruire un flux au-delà d'une cavité ouverte à un moment donné sur une région de l'espace. Alors que Druault a appliqué la Snapshot POD pour deux applications différentes: la première (Druault et al., 2005) comme méthode d'interpolation temporelle à partir des données PIV et la seconde (Druault and Chaillou, 2007) comme méthode de reconstruction de l'ensemble du champ de flux moyen. Druault a appliqué les deux méthodes déjà cité à un écoulement autour d'un moteur dans le cylindre. En appliquant la Snapshot POD, (Watanabe et al., 2015) a étudié la structure d'écoulement 3D dans un jet très dynamique, (Vernet et al., 2009) et (Vernet, 2010) a effectué une analyse d'un jet pulsé en écoulement croisé et (Meyer et al., 2007) a analysé la dynamique de la structure d'écoulement pour un jet turbulent en écoulement croisé. De plus, (Danlos, 2009) a appliqué la POD pour étudier l'influence du forçage acoustique d'un jet annulaire, et (Braud, 2003). La Snapshot POD peut être considéré comme un outil d'analyse des écoulements. Dans ce contexte, (Mattern et al., n.d.) a comparé les structures obtenus par POD aux résultats obtenus par une moyenne commune appliquée sur plusieurs plans 2D balayant sur un volume suivant la troisième dimension. D'autre part, (Graftieaux et al., 2001) a combiné la snapshot POD avec des critères de détection des tourbillons, plus spécifiquement les critères Γ_1 et Γ_2 . Cette combinaison est appliquée sur des mesures PIV pour étudier la coexistence des turbulences des fluctuations et du mouvement tourbillonnaire instable.

I.4.2. Reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement

Pour modéliser les écoulements turbulents, les grandeurs physiques doivent être décomposées en moyenne. Généralement, les écoulements stationnaires ou laminaires sont modélisés d'une façon statique tout en

considérant la moyenne temporelle comme moyenne. En d'autres termes, chaque grandeur physique est décomposée en une partie moyenne et une autre fluctuante. L'autre catégorie des écoulements qui comprennent les écoulements turbulents et instationnaires sont décomposées différemment. C'est le type de modélisation choisie qui définit la décomposition à considérer. Dans notre cas, on considère la décomposition en moyenne de phase de notre écoulement qui est étudié en configuration turbulente correspondante à un nombre de Reynolds égal à 4458.

Généralement, les structures cohérentes au sein de l'écoulement sont détectées par les pics de fréquence ou de longueur d'onde prédominante d'une représentation spectrale. En présence de structures cohérentes, le spectre montre la présence d'un ou plusieurs pics.

D'autre part, en analysant les profils d'un signal temporel, le caractère périodique ou pseudopériodique traduit la présence des structures organisées généralement issues des fluctuations des grandeurs physiques. (Reynolds and Hussain, 1972) sont les premiers à proposer une méthode de décomposition du signal entre ses composantes cohérentes et aléatoires. Elle repose sur une décomposition triple d'une quantité instantanée F comme suivant :

$$F(x_k, t) = \overline{F(x_k)} + \widetilde{F(x_k, t)} + f(x_k, t) \quad (I.13)$$

Où $\overline{F(x_k)}$ représente la moyenne temporelle indépendante du temps, $\widetilde{F(x_k, t)}$ la partie relative aux évolutions périodique du signal et $f(x_k, t)$ les fluctuations aléatoires correspondant au mouvement chaotique (pour plus de détail le lecteur se réfère à (Faure, 2009)).

Cette décomposition n'est pas adaptée pour la résolution des équations de Navier-Stokes, car elle conduit à des expressions extrêmement complexes, rendant alors délicate toute procédure de modélisation.

Dans le cadre du traitement de la turbulence, l'utilisation de la décomposition de Reynolds appliquée à l'équation de Navier-Stokes permet de simplifier le problème en faisant disparaître les fluctuations de périodes et d'amplitudes courtes. Cette décomposition est essentiellement utilisée pour des écoulements incompressibles. En effet, si l'écoulement est laminaire donc les deux composantes longitudinale (u) et transversale (v) de la vitesse sont égales aux valeurs moyennes de ces dernières, c.-à-d. $u = \bar{u}$ et $v = \bar{v}$. En théorie l'enregistrement de la vitesse est continu et la moyenne peut être évaluée grâce à l'intégration, mais en pratique, cet enregistrement mesuré est une série de points discrets.

Pour cette raison, (Cantwell, 1976), (Cantwell, 1981) et (Cantwell and Coles, 1983) proposèrent une décomposition comprenant seulement deux termes :

$$F(x_k, t) = \langle F(x_k, t) \rangle + f(x_k, t) \quad (I.14)$$

Dans cette démarche, les deux premiers termes de la décomposition (I.13) sont regroupés dans le terme $\langle F(x_k, t) \rangle$. C'est ce terme qu'on appelle la moyenne de phase de la quantité $F(x_k, t)$. De plus, ce terme possède deux propriétés :

$$\langle f(x_k, t) \rangle = 0 \text{ et } \langle \langle F(x_k, t) \rangle \rangle = \langle F(x_k, t) \rangle.$$

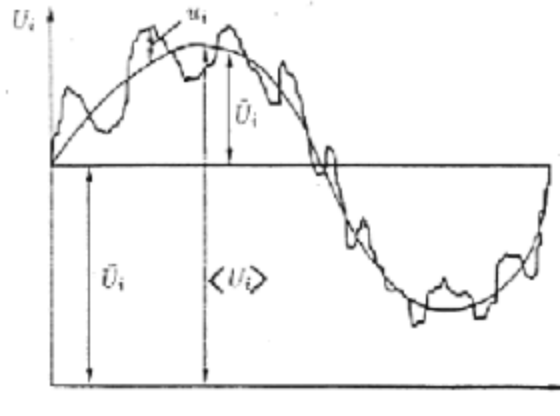


Figure I. 7: Décomposition d'un signal instationnaire en moyenne de phase (Hoarau, 2002)

Un exemple d'une décomposition d'un signal instationnaire en moyenne de phase est présenté sur la Figure I. 7 extrait de la thèse de (Hoarau, 2002).

À ce jour, pratiquement toutes les applications des moyennes conditionnelles dans la recherche sur la turbulence ont été dans des études expérimentales de structures intermittentes ou turbulentes cohérentes, dans lesquelles les techniques de moyenne conditionnelle ont été utilisées pour exposer les caractéristiques du flux qui sont obscurcie, à des degrés divers. En fait, (Lourenco et al., 1997) a décrit une méthode pour la reconstruction temporelle du champ de vitesse et de vorticité à partir des Snapshots acquis par des mesures PIV résolus en temps. Il est également montré que la méthode peut être appliquée pour détecter les structures cohérentes turbulentes dans des écoulements quasi-bidimensionnels. D'autre part, (Sung and Yoo, 2001) a proposé une technique tridimensionnelle en utilisant la moyenne de phase appliquée au cas de sillage cylindrique. De même, les champs cinématique de l'écoulement sont mesurés avec un système PIV résolu en temps.

I.4.3. Méthode de mesure volumique

L'imagerie laser tridimensionnelle est un nouveau type d'imagerie qui est appelée la tomographie. Cette dernière est une technique utilisée dans plusieurs domaines dont on cite : l'imagerie médicale, la géophysique, l'astrophysique et la mécanique des matériaux. La tomographie est aussi utilisée dans le domaine de la mécanique des fluides.

Le terme tomographie qui est d'origine grec « Tomo » veut dire couper, en d'autres termes c'est l'image d'une coupe d'un objet quelconque. Le principe fondamental d'une telle technique est le fait d'envoyer des rayonnements qui seront reconstruits grâce à des calculs.

Le premier domaine d'application de cette méthode était l'imagerie médicale, qui a permis de traiter des maladies interne qui ne peuvent pas être diagnostiqué par seulement des symptômes. Dans ce domaine, cette imagerie est faite par plusieurs techniques : par transmission des rayons X, par émission de rayons γ , par résonance magnétique (appelée IRM). Le domaine qui nous intéresse est notamment la mécanique des fluides,

L'analyse complète des structures d'écoulement cohérentes instables dans les jets plans est essentielle pour comprendre le flux et son évolution dynamique dans le temps. L'étude expérimentale des écoulements turbulents nécessite des techniques permettant des mesures tridimensionnelles avec des résolutions spatiales et temporelles élevées. Dans le domaine de la mécanique des fluides, la résolution temporelle élevée est accessible par l'application de la PIV résolu de temps à un taux d'échantillonnage élevé afin d'obtenir des informations sur la fermeture de nanoseconde. D'autre part, les mesures du champ de vitesse tridimensionnel sont primaires, car certains flux nécessitent des informations sur tout le volume en raison de l'évolution spatiale non symétrique et de la structure transversale.

Plusieurs techniques de mesure ont été utilisées au cours des dernières décennies. Certains sont planaires tels que la SPIV ((Prasad, 2000), (Prasad et al., n.d.) (Arroyo and Greated, 1991)), la PIV de balayage ou scanning PIV (Brücker, 1996) et la PIV multi-plan (Kähler and Kompenhans, n.d.) et (Liberzon et al., 2003). D'autres sont volumétriques tels que PIV holographique (Hinsch, 2002), 3D PTV (Maas et al., n.d.) et la PIV tomographique (Elsinga et al., 2006). On peut noter que le scanning PIV et la PIV multi-plan sont inadaptés pour les flux d'air et en particulier dans les flux à grande vitesse. En outre, la mise en place expérimentale du scanning PIV est très compliquée par l'addition de l'optique de balayage.

Pour mesurer les champs cinématiques 3D d'un écoulement, deux solutions sont proposées : ou bien mesurer par des méthodes volumiques le champ cinématique de l'écoulement ou bien de faire une série de mesure plane 2D et puis reconstruire ces derniers pour avoir un volume. Cette technique nécessite une méthode de reconstruction des images 2D. Les différents méthodes analytique et algébriques de reconstruction d'images 2D sont détaillés par (Ben Salah, 2015). (Ben-Salah et al. 2015) a de même développer une nouvelle méthode de reconstruction tomographique appelée IOD-PVRMPP qui permet de reconstruire des volumes de particules 3D à partir de particules 2D.

I.5 Critères de détection des tourbillons

Les tourbillons sont souvent considérés comme les "muscles de la turbulence", malgré cela leur identification est empêchée par l'absence d'une définition mathématique reconnue du «tourbillon». Ce concept est aussi vieux que le sujet des mécaniques des fluides. En effet, aucune définition unique n'est actuellement universellement acceptée, malgré le fait que les dynamistes de fluides continuent de penser en termes de vortex. Les formes caractéristiques des structures tourbillonnaires en turbulence sont une question qui dure depuis longtemps. En étudiant le tenseur de gradient de vitesse, on caractérise les régions de vorticité dont la forme des filaments a été identifiée. Les méthodes locales ou ponctuelles d'identification des tourbillons définissent une fonction qui peut être évaluée point par point, puis classifier chaque point comme étant à l'intérieur ou à l'extérieur d'un vortex selon un critère basé sur les valeurs ponctuelles.

En fait, la norme de la vorticité ($|\omega|$) a été largement utilisée pour détecter les structures cohérentes et représenter les noyaux des tourbillons. Cependant, ceci n'est pas toujours satisfaisant puisque ce critère n'identifie pas les noyaux des tourbillons dans un écoulement turbulent avec du cisaillement, spécialement si

le cisaillement est comparable à la norme de la vorticité dans le tourbillon. Rappelons que la vorticité est définie comme le rotationnel du champ de vitesse du fluide.

$$\vec{\omega} = \overrightarrow{rot} \vec{V} \quad (I.15)$$

Où \vec{V} est le vecteur tridimensionnel de la vitesse selon les coordonnées x, y et z.

Récemment, la plupart des critères de détection des tourbillons sont basés sur la cinématique donnée par le tenseur de gradient de vitesse, ∇v , ce qui les rend invariables galiléens. Les critères locaux les plus populaires sont: Q (Hunt et al., 1988), λ_2 (Jeong and Hussain, 1995), Δ criterion (Chong et al., 1990) (pour plus de détails se référer à (Chakraborty et al., 2005) et (Sakakibara et al., 2001)).

Hunt et al. (1988) ont défini un «tourbillon» comme région avec un deuxième invariant positif, Q, de ∇v , avec la condition supplémentaire que la pression soit inférieure à la valeur ambiante. Le deuxième invariant Q est défini par l'équation suivante :

$$Q = \frac{1}{2} (u_{ii}^2 - u_{ij} u_{ji}) = -\frac{1}{2} u_{ij} u_{ji} = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2) \quad (I.16)$$

Avec $\|S\| = [tr(SS^t)]^{1/2}$ et $\|\Omega\| = [tr(\Omega\Omega^t)]^{1/2}$ et S et Ω les composantes symétriques et antisymétriques respectivement de ∇v , en d'autres termes $S_{ij} = \frac{1}{2}(u_{ij} + u_{ji})$ et $\Omega_{ij} = \frac{1}{2}(u_{ij} - u_{ji})$. Ainsi, Q représente l'équilibre local entre le taux de cisaillement et la norme de la vorticité. Par conséquent, dans un flux incompressible Q est une mesure locale de l'excès du taux de rotation par rapport au taux de déformation. Dans la plupart des cas, cependant, la condition de la pression est ajoutée par $Q > 0$.

Le critère λ_2 (proposé par (Jeong and Hussain, 1995)) est formulé sur la base de l'observation que le concept d'un minimum de pression local dans un plan n'est pas suffisant pour identifier les tourbillons sous les effets instables et visqueux. En négligeant ces effets instables et visqueux, la partie symétrique du gradient de l'équation incompressible de Navier-Stokes peut être exprimé comme suite :

$$S^2 + \Omega^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla(\nabla p), \quad (I.17)$$

Où p est la pression. Pour capturer la région de pression locale minimale dans un plan, Jeong & Hussain (1995) définissent le noyau d'un tourbillon comme une région connectée avec deux valeurs propres positives. Si les valeurs propres du tenseur symétrique $S^2 + \Omega^2$ sont commandées comme $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$, cette définition équivaut à l'exigence que la deuxième valeur propre λ_2 soit négative à chaque point à l'intérieur de la structure tourbillonnaire. Les valeurs propres de $S^2 + \Omega^2$ et Q sont liées par (Jeong & Hussain 1995) comme suite :

$$Q = -\frac{1}{2} tr(S^2 + \Omega^2) = -\frac{1}{2} (\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3). \quad (I.18)$$

On peut montrer que si le critère Q mesure l'excès de taux de rotation par rapport à la grandeur du taux de déformation dans toutes les directions, le critère λ_2 recherche cet excès seulement sur un plan déterminé (Jeong & Hussain 1995).

I.6 Conclusion

Une synthèse bibliographique est résumée dans ce chapitre. On a commencé le chapitre par une introduction brève sur les jets libres et impactants. Ensuite, ont été résumés les principaux résultats relatifs aux travaux concernant les jets heurtant des surfaces fendues. Dans une seconde partie on a présenté et expliqué les différentes méthodes de reconstruction qu'on a divisé en trois parties : reconstruction d'images de tomographie, reconstruction de l'écoulement d'un point de vue énergétique et la reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement. Les différentes méthodes analytiques et géométriques sont également présentées en plus des différentes méthodes de vélocimétrie par images des particules 3D. Dans une dernière partie, on a résumé les différents critères de détection des tourbillons présents dans l'écoulement.

CHAPITRE.II Dispositif expérimental

Table des matières :

II.1. Introduction	27
II.2. Plateforme expérimentale	27
II.2.1. Génération et contrôle du régime d'écoulement	27
II.2.2. Conditionnement de l'écoulement et métrologie	28
II.2.3. Pilotages et acquisitions	29
II.3. Métrologie utilisée	30
II.3.1. Mise en œuvre de la technique PIV retenue pour nos mesures	30
II.3.1.1. L'ensemencement	30
II.3.1.2. Eclairage	32
II.3.1.3. Enregistrements	34
II.3.1.4. Acquisitions et traitements	35
II.3.1.5. Post-traitement	35
II.3.2. Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV)	36
II.3.2.1. Types de SPIV	36
II.3.2.2. Scheimpflug et profondeur de champ	37
II.3.2.3. Calibration	38
II.3.2.4. Reconstruction basée sur la calibration 3-d	39
II.3.3. Mesures acoustiques	40
II.3.4. Vélocimétrie par images des particules tomographique (Tomo-PIV)	41
II.3.4.1. Mesures	42
II.3.4.2. Calibration des caméras	42
II.3.4.3. Volume self-calibration	43
II.3.4.4. Reconstruction du volume	43
II.4. Conclusion	44

II.1. Introduction

Pour arriver au principal objectif de cette thèse qui est la reconstruction volumique des écoulements présentés en introduction, il nous fallait, au préalable, générer les écoulements à étudier, réaliser des mesures vélocimétriques par images de particules avant d'entreprendre la reconstruction volumique avec les techniques retenues.

En effet, il était nécessaire d'appréhender ces écoulements en 3D afin d'analyser les corrélations qui existent entre la dynamique tourbillonnaire de ces écoulements et la production sonore qu'ils génèrent.

Ainsi, une plate-forme expérimentale, permettant la génération et la visualisation de ces écoulements, puis, l'acquisition des champs cinématiques en utilisant la vélocimétrie par images des particules, a été développée, et équipée pour créer, ajuster, et étudier les écoulements à analyser.

II.2. Plateforme expérimentale

Le dispositif expérimental utilisé pour cette étude a été équipé pour pouvoir représenter différents configurations d'un jet plan confiné impactant une surface fendue. Ce système a été développé et installé dans une salle isolée comme le montre la Figure II. 1. Le dispositif dans sa globalité est divisé en trois parties séparées. La première partie est destinée à la création de l'écoulement, à étudier, et au réglage du régime souhaité. La deuxième partie est destinée au conditionnement de l'écoulement et à la métrologie à mettre en œuvre. Et dans la dernière, on gère le pilotage et le contrôle des expérimentations ainsi que le traitement des données obtenues.



Figure II. 1: Salle de métrologie du dispositif expérimental

II.2.1. Génération et contrôle du régime d'écoulement

La première partie de ce dispositif expérimental est constituée d'un compresseur et d'un hacheur de fréquence (Figure II. 2). En amont de l'écoulement, un compresseur est employé dans une pièce isolée de la salle

expérimentale afin de créer le flux d'air nécessaire à la génération de l'écoulement étudié. Comme le compresseur produit des perturbations sonores, il était nécessaire de l'isoler de la salle expérimentale pour ne pas perturber les phénomènes acoustiques dus au jet impactant. Il est piloté à partir de la salle de commande. En fait, le flux d'air créé par le compresseur est commandé et contrôlé par un hacheur de fréquences numérique situé hors salle expérimentale. Ce hacheur précise la fréquence du moteur déterminant alors la vitesse initiale du jet. Ce hacheur peut acquérir une position de fréquence élevée correspondant à une vitesse de sortie égale à 33 m/s .



Figure II. 2: Hacheur de fréquences

II.2.2. Conditionnement de l'écoulement et métrologie

Dans la deuxième partie de la plateforme expérimentale, le flux d'air ainsi créé passe par un volume d'amortissement puis un tube muni d'un convergent. Afin d'avoir d'un jet plan laminaire à la sortie du convergent et réduire le taux de turbulence à la sortie du convergent, l'emploi du volume d'amortissement, de nids d'abeilles ainsi que le convergent était primordial. Le volume d'amortissement est de 1 m^3 et comprend trois tissus métalliques grossiers, tandis que le tube rectangulaire fait 1250 mm de longueur et a une section rectangulaire ($190 \text{ mm} \times 90 \text{ mm}$). Il est équipé de nids d'abeilles et prolongé par un convergent. Ce dernier permet d'une part de réduire le taux de turbulence, et d'autre part d'obtenir un jet plan de hauteur $H = 10 \text{ mm}$ et de largeur 190 mm . Le rapport d'aspect entre la largeur du jet et sa hauteur à la sortie du convergent est égal à 19 ce qui permet de dire que notre jet est plan dans sa partie centrale (Rajaratnam, n.d.). Le volume d'amortissement est inséré dans notre plateforme pour isoler la section aval, qui comprend le jet, la plaque et les appareils de mesure, de toutes perturbations acoustiques produites dans la partie amont par le compresseur. Finalement, le jet ainsi créé débouche dans la salle d'expérimentation et heurte une plaque en aluminium de 4 mm d'épaisseur (voir Figure II. 3), munie d'une fente biseautée à 45° de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celle-ci. La plaque installée pour ces expériences est carrée, de 250 mm de côté et est fixé sur un système de déplacement. La partie biseautée de la fente est dirigée vers l'aval.

Dans cette salle sont également disposés tous les appareils de métrologie : micros, caméras, ensemencement, laser, ..., qui seront présentés et explicités dans la suite de ce chapitre.

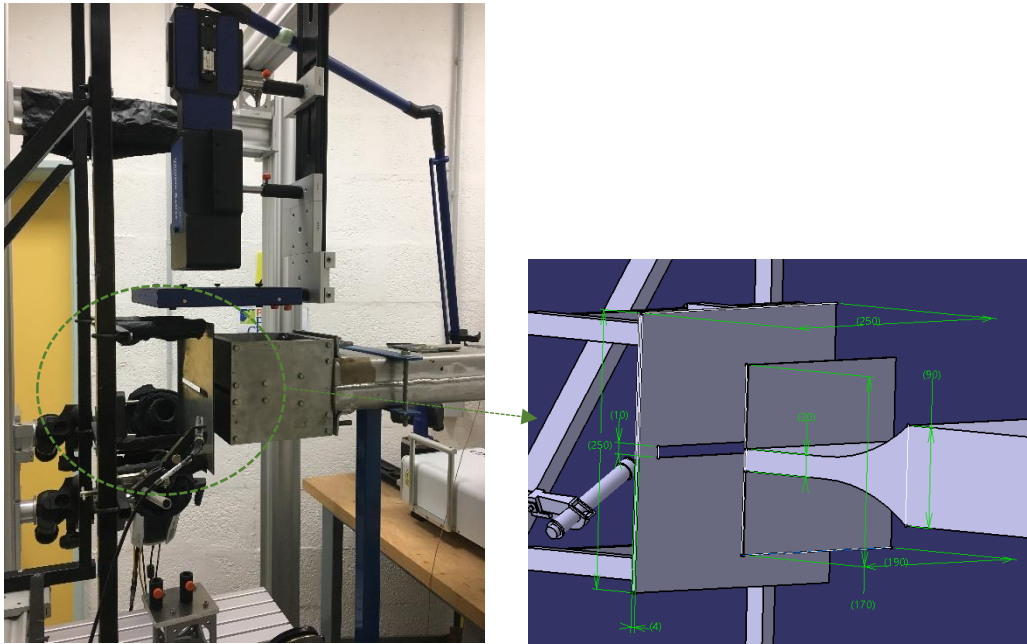


Figure II. 3: Zoom sur la 2^{ème} partie du dispositif

II.2.3. Pilotages et acquisitions

La dernière partie de cette plateforme expérimentale est dédiée pour le pilotage et les acquisitions des expérimentations. Une unité centrale fournie par LaVISION de mémoire 24 GB est installée à l'extérieur de la salle de mesure comme le montre la Figure II. 4. Cette unité est équipée d'un logiciel 'Davis'. Parmi les différentes tâches de ce logiciel, on peut citer le pilotage et la synchronisation des caméras ainsi que les pulses des têtes Laser. Cette station de commande est également munie de deux disques durs fixes de 10.9 TB chacun. D'autre part, un contrôleur appelé 'High Speed Controller' (HSC) est associé à l'unité centrale. Entièrement contrôlé par Davis, le HSC est un système intégré pour la génération de complexes motifs d'impulsions (séquences) avec une durée très précises sur plusieurs sorties (jusqu'à 16 sorties indépendantes). Il est d'une part utilisé pour la synchronisation des images enregistrées par les différentes caméras et d'autre part pour servir comme un périphérique USB autonome.



Figure II. 4: Station de pilotage

Le logiciel 'Davis' est piloté à partir de cette station. On gère ainsi, toutes les tâches dédiées aux contrôles et aux réglages métrologiques (simple ou double frame, durées des pulses et des périodes, ...), ainsi qu'à l'acquisition, la calibration, le traitement et le post-traitement des images enregistrées.

II.3. Métrologie utilisée

Cette plateforme expérimentale peut être équipée de différents moyens métrologiques en fonction des besoins. Pour les travaux présentés dans cette thèse c'est la vélocimétrie par images des particules qui a été utilisée. La vélocimétrie par images de particules (PIV) est une technique de métrologie de plein champ basée sur l'acquisition des champs cinématiques de l'écoulement. Cette technique est utilisée pour obtenir des mesures de vitesses instantanées dans des plans ou des volumes déterminés, choisis par l'expérimentateur. On a plusieurs types et plusieurs classifications de PIV dont on peut citer : une classification selon la fréquence d'échantillonnage où on peut distinguer la PIV résolue en temps appelée en anglais TRPIV « Time Resolved PIV », et PIV classique, et une autre classification selon le nombre de composantes de vitesses mesurés lors de l'acquisition des données : PIV, SPIV et Tomo-PIV. En effet, pour la PIV une seule caméra est utilisée donnant des résultats 2C-2D, alors que la SPIV est basée sur l'utilisation simultanée de deux caméras munies d'un angle d'inclinaison permettant d'obtenir des résultats 2D-3C et l'utilisation synchronisée d'au moins trois caméras et d'un générateur de volume nous définit la Tomo-PIV où les résultats sont en 3D-3C.

II.3.1. Mise en œuvre de la technique PIV retenue pour nos mesures

La vélocimétrie par images de particules est une technique d'imagerie qui consiste à enregistrer des images de la lumière diffusée par des particules ensemencées dans l'écoulement à étudier et éclairées par un ou plusieurs lasers à des instants successifs. La mise en œuvre d'une telle technique de mesure repose sur cinq étapes :

II.3.1.1. L'ensemencement

Les techniques de visualisations consistent en premier lieu à recueillir la lumière diffusée par des traceurs adéquatement choisis. Ainsi, la première étape de la PIV consiste donc à ensemencer le fluide avec des particules assez petites appelées traceurs qui sont supposées suivre fidèlement la dynamique d'écoulement (vitesses de glissement et de sédimentation quasi nulles). L'ensemencement doit être fait avec beaucoup de précautions, le point d'injection devant se situer très loin en amont du volume de mesure pour ne pas induire de perturbations. Par conséquent, on ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle des particules en suspension dans l'écoulement.

Ce processus d'ensemencement permet donc de suivre le mouvement des traceurs injectés dans le fluide en mouvement. Le but étant de suivre la dynamique de l'écoulement, pour cette raison on a besoin de particules assez petites tell particules d'huile d'olive, des billes de SiO_2 , d'aérosols d'eau, des billes de verre creuse, ou poudre en aluminium. Le type des traceurs utilisés dépend du type de l'écoulement. D'autre part, la théorie indique que les particules doivent évidemment être de petite taille afin de ne pas perturber l'écoulement et afin de bien suivre les gradients de vitesse de l'écoulement. De plus, ces traceurs doivent être diffuseurs de lumière

reçue et suffisamment gros pour diffuser assez de lumière afin de minimiser le bruit au cours des traitements d'images.

Dans la présente étude, deux types de traceurs ont été utilisés : des particules d'huile d'olive et des particules d'huile DEHS. Le choix du générateur de particules était en relation avec la taille des particules voulues et avec l'intensité de lumière diffusée par ces particules.

Particules d'huile d'olive

En fonction des techniques de mesure l'ensemencement choisi peut être différent. Pour la campagne de mesure basée sur des mesures de PIV stéréoscopique l'écoulement estensemencé avec des particules d'huile d'olive. Le générateur utilisé est un atomiseur huile/air atomisées par un système "Laskin Nozzle" commercialisé par LaVISION (voir Figure II.5(a)) qui atteint une pression maximale de travail de 6 bar.

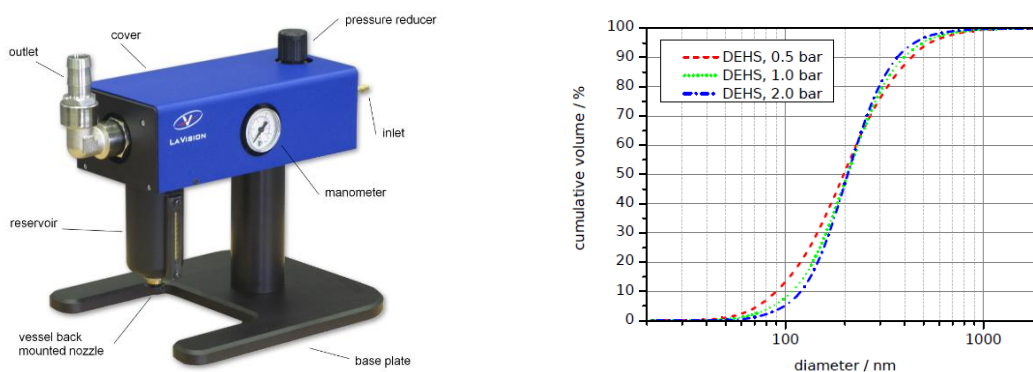


Figure II.5: (a) Générateur de particules d'huile d'olive, (b) Distribution de la taille des particules pour du DEHS et pour différents réglages de l'appareil

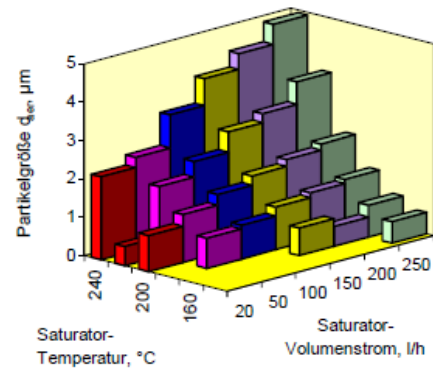
La taille des particules est fonction de la pression d'atomisation. Selon le fabricant et le graphe ci-dessus (Figure II.5(b)) Le diamètre des particules varient entre 0,1 et 1 μm pour le DEHS. Nous avons utilisé de l'huile d'olive et mesurée des particules de dimensions entre 0,1 et 0,2 μm .

Particule d'huile DEHS

Le deuxième générateur de particules est le générateur d'aérosols à condensation TOPAS SLG 270 (Figure II.6(a)). La taille des particules avec ce générateur peut varier entre 0,1 et 8 μm tout en modifiant les conditions opératoires pour une solution de DEHS (abréviation de Di-Ethyl-Hexyl-Sébaçate $\text{C}_{26}\text{H}_{50}\text{O}_4$). Ce générateur possède une réponse très rapide aux changements souhaités sur la taille des particules. Au cours de la campagne de mesure PIV tomographiques l'écoulement estensemencé en utilisant le présent générateur en raison de sa capacité à générer des particules plus grosses que celles du générateur d'huile d'olive.



(a)



(b)

Figure II.6: (a) Générateur d'aérosol TOPAS SLG 270, (b) Taille des particules de DEHS pour différents réglages

II.3.1.2. Eclairage

Pour réaliser de bonnes visualisations, un élément essentiel pour la vélocimétrie par image des particules est la source lumineuse. Plusieurs sources lumineuses peuvent être utilisées. Historiquement, les premières sources lumineuses utilisées étaient des éclairages continus par lampe Xénon, arc électrique ou par un laser continu. Récemment, les lasers de forte intensité, pulsés et ayant une durée d'impulsion très courte sont les plus employés. Ces lasers pulsés sont généralement constitués de deux cavités, pour plus de détail se référer à (Boutier, n.d.).

En d'autres termes, les plans ou volumes étudiés (ensemencés par les particules) doivent être matérialisés par une nappe ou un volume lumineux, de façon discontinue, à l'aide d'un laser pulsé. La condition essentielle est qu'entre les instants de prise de vue la particule ensemencée reste dans l'épaisseur du plan d'éclairage. Pour nos expériences la source laser utilisée est un laser impulsif Nd-YAG délivrant deux impulsions espacées d'un intervalle de temps Δt , chacune ayant une énergie de quelques dizaines de milli joules. L'intervalle de temps entre deux impulsions (Δt) est réglable par l'utilisateur et dépend des vitesses rencontrées dans l'écoulement. La source laser utilisée sur cette plateforme expérimentale est un Nd : YLF LDY 304-PIV fabriqué par Litron à deux têtes de 30 mJ par pulse à 1kHz avec une longueur d'onde de 527 nm (Figure II.7).



Figure II.7: Tête du laser à deux cavités : LDY-304-PIV



Figure II. 8: Bras Laser

Afin de matérialiser le plan ou le volume d'étude, ce dernier est isolé grâce à un zonage lumineux. Ainsi, un bras laser est installé. Le bras laser 'LaVISION' montré sur la Figure II. 8, nous a offert une mobilité et une liberté pour transporter la lumière laser à partir des têtes laser jusqu'à l'endroit de l'expérience. Ce bras est constitué d'un ensemble de 7 miroirs, avec une transmission de plus que 96% pour les longueurs d'ondes 532 nm et 1064 nm.



(a)



(b)

Figure II. 9: Les optiques (a) Générateur de plan, (b) Générateur de volume

Pour faire des mesures en utilisant la SPIV, le plan étudié est matérialisé par une nappe laser. Pour cette raison on avait besoin d'un matériel optique qui transforme le faisceau laser en un plan laser. Ce matériel s'appelle générateur de plan produit par 'LaVision' (Figure II. 9 (a)). Les dimensions du plan laser peuvent être ajustées en réglant l'épaisseur de cette nappe et son angle d'ouverture tout en changeant les différentes lentilles divergentes. Ces optiques peuvent être utilisées avec des lasers Nd : YAG haute puissance et peut supporter

des faisceaux de diamètre jusqu'à 12 mm. Le générateur de plan est compatible avec le bras laser de 'LaVISION'.

Pour des mesures tomographiques, on a besoin de générer un volume à partir du faisceau laser. Ainsi, derrière le bras laser nous insérons un générateur de volume. Dans la présente étude, nous avons utilisé un générateur de volume produit par 'LaVision' (Figure II. 9(b)). A partir de ce matériel le volume est ajustable en largeur et en épaisseur. Nous pouvons aller jusqu'à une largeur de 50 mm si nous disposons de la bonne puissance laser et de la bonne profondeur de champ.

II.3.1.3. Enregistrements

La troisième étape est maintenant de prendre des images du plan laser ensemençé par les traceurs. Cette étape appelée l'acquisition des images en PIV a beaucoup évolué au cours du temps. Au début, les systèmes étaient basés sur l'enregistrement des images à travers des films photographiques. Les images acquises étaient par la suite analysées en utilisant un scanner. Avec le progrès les moyens d'enregistrement des images sont devenus numériques, en utilisant des capteurs de type CCD (Charged Coupled Device) ou CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductors). Il suffit alors de prendre, au moyen d'une caméra rapide CCD ou CMOS, deux images de ces particules à des instants successifs synchronisés à ceux des pulse du laser (t_1 et $t_1 + \Delta t$) comme le montre la Figure II. 10. Le mouvement des particules d'ensemencement entre les deux images successives est utilisé pour calculer la vitesse et la direction de l'écoulement étudié.

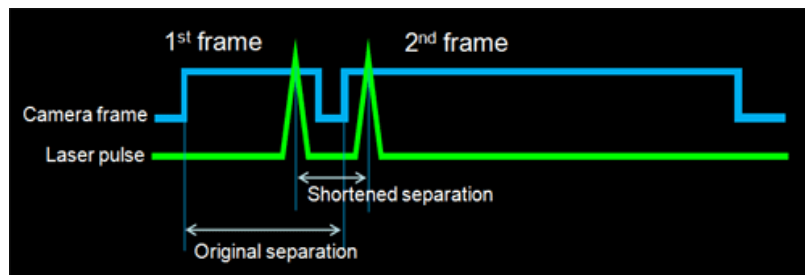


Figure II. 10: Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les ouvertures des caméras

Dans la présente étude, nous avons utilisé des caméras Phantom v711 avec des capteurs CMOS de résolution 1280×800. Avec la v711, on peut atteindre une fréquence maximale de 7530 images par seconde en pleine résolution (1 Mégapixel). À des résolutions réduites, la caméra peut aller jusqu'à 680 000 images par seconde ou jusqu'à 1 400 000 images par seconde avec l'option FAST ou rapide.



Figure II.11: Caméra Phantom V711 et leurs Scheimpflugs

II.3.1.4. Acquisitions et traitements

Le système PIV est géré par un ordinateur de pilotage afin de commander les différents réglages et d'enregistrer les images de PIV. Ainsi, le logiciel Davis a été utilisé pour ce pilotage. La synchronisation des différents éléments est assurée par une carte PTU (processor timer unit). Régulièrement captée, la zone éclairée est ainsi projetée sur un support d'enregistrement, numérique, pour pouvoir traiter ces informations et dresser les différentes cartes sus-indiqués. Le déplacement des traceurs dans le temps entre les deux impulsions du laser peut être calculé de deux façons : ou bien en enregistrant les instants sur une seule image exposée deux fois ou bien en réalisant pour les deux instants un couple d'images d'une exposition unique chacune.

II.3.1.5. Post-traitement

Depuis l'apparition des techniques de vélocimétrie par imagerie, des progrès technologiques importants sur les lasers, les caméras et les moyens de calculs, ont été accomplis. Ainsi, il en est de même pour les méthodes de vélocimétrie utilisant des images de particules qui ont connu, elles aussi, de nombreuses évolutions. Aujourd'hui la technique la plus utilisée et la plus précise consiste à calculer le déplacement grâce à des algorithmes d'inter corrélation d'images. Les résultats de l'inter-corrélation se traduisent graphiquement par la présence d'un pic (comme le montre la Figure II. 12). Le déplacement statistiquement le plus probable des particules dans la maille est égal à la distance entre le pic et l'origine au centre du diagramme d'inter-corrélation. La vitesse s'obtient alors en divisant cette distance par Δt . Ce type de traitement, répété sur l'ensemble des fenêtres de l'image, permet d'accéder au champ de vitesse dans le plan de mesure, à un instant t .

En effet l'exploitation de deux images successives du champ de particules est illustrée sur la figure ci-dessous. Chaque image est divisée en un certain nombre d'imagettes (fenêtres), et pour chaque imagette le vecteur local de déplacement des particules est déterminé à l'aide des techniques de corrélations. En effet la taille de ces imagettes doit être choisie de telle sorte que toutes les particules dans cette zone se déplacent d'une manière homogène dans la même direction et à la même distance. Pour de bons résultats, le nombre de particules par imagettes doit être au moins de 10. L'évaluation de ces particules dépend de la façon dont l'enregistrement des images est pris par la caméra. Si l'enregistrement des deux impulsions laser est fait par une seule image (simple frame), l'évaluation des images est calculée par autocorrélation, alors que si l'enregistrement est fait par deux images, l'évaluation des images est calculée par une corrélation croisée.

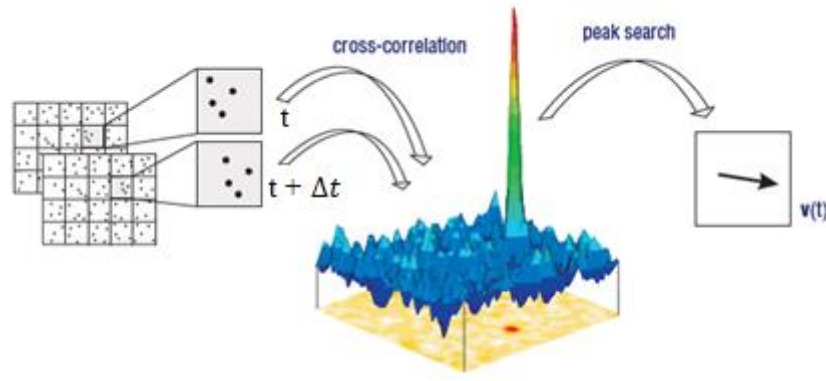


Figure II. 12: Principe de calcul du vecteur vitesse par inter-corrélation

Le pic obtenu de l'inter-corrélation représente le déplacement des particules dans la fenêtre d'étude. L'intervalle de temps Δt entre deux pulses laser est connu puisqu'il est déterminé par l'expérimentateur. Le déplacement des particules Δd est déterminé à partir du pic de corrélation. La vitesse de déplacement est donc déduite selon l'équation suivante :

$$V = \frac{\Delta d}{\Delta t} \quad (\text{II. 1})$$

II.3.2. Vélocimétrie par images de particules stéréoscopique (SPIV)

La stéréoscopie en PIV, appelée SPIV, est une technique de mesure généralisée de la PIV qui permet de déterminer les trois composantes de la vitesse sur un même plan de mesure. Cette technique est classée parmi les configurations tridimensionnelles planes, c.-à-d. les techniques 2D-3C. Comme c'est déjà cité, la stéréoscopie nécessite l'utilisation de deux caméras et de Scheimpflug. Généralement, en stéréoscopie l'illumination est faite par une nappe laser de quelques millimètres d'épaisseur.

II.3.2.1. Types de SPIV

Il existe deux types majeurs de PIV stéréoscopique : la configuration de type translation appelée également système latérale et celle du type rotation appelée système angulaire. Pour un système de translation les axes des deux caméras sont situés parallèlement l'un à l'autre tout en restant perpendiculaires au plan laser.

Pour un système de type rotationnel, comme montré sur la figure ci-dessous, les axes des caméras ne sont plus parallèles mais sont mis en rotation de telle sorte que les deux axes coupent le plan objet. Dans ce cas l'angle θ peut être augmenté à des valeurs beaucoup plus importantes sans subir les problèmes associés à la performance de la lentille, ce qui permet une plus grande précision avec la composante δz . Comme illustré sur la figure ci-dessus le plan image doit être en outre mis en rotation par rapport au plan de la lentille d'un angle α de telle sorte que le plan d'objet, le plan d'image et le plan de lentille se croisent sur une même ligne. Cette exigence est connue sous le nom de condition de Scheimpflug.

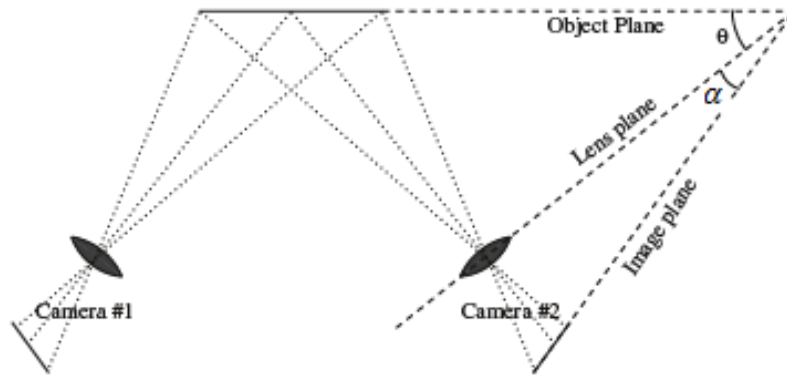


Figure II. 13: Système SIV angulaire avec arrangement de Scheimpflug

Les deux caméras sont localisées du même côté de la nappe laser l'une au-dessus de l'autre avec des axes obliques et un arrangement de Scheimpflug. Une des difficultés du système de stéréoscopie réside alors dans la netteté de la zone visualisée. Une solution à ce problème est proposée avec le dispositif de Scheimpflug qu'on va détailler dans la section suivante.

II.3.2.2. Scheimpflug et profondeur de champ

Les caméras utilisées dans cette thèse pour le système de stéréoscopie ainsi que le système de tomographie sont munies d'un dispositif de 'Scheimpflug Mount 4.1 LaVISION'. Ce dernier est conçu pour ajuster l'angle entre une caméra et son objectif (angle Scheimpflug) sous contrôle du logiciel. En fait, pour les systèmes basés sur l'utilisation de plusieurs caméras un problème de netteté de la zone visualisée se pose. Le dispositif de Scheimpflug est proposé par Theodore Scheimpflug en 1904 pour corriger les distorsions obtenues dans les images des caméras lorsque l'axe de la caméra n'était pas perpendiculaire au plan de l'objet. En effet, La loi de Scheimpflug, du nom de Theodore Scheimpflug, s'énonce ainsi : « Lorsque les trois plans sont parallèles la netteté est assurée sur toute la surface de l'image. Lorsque l'un des trois plans est incliné la netteté est assurée sur toute la surface de l'image si et seulement si les plans se coupent en une même droite. »

Le problème de netteté est proportionnel à la profondeur de champ δz . En fait, le système de rotation peut être utilisé sans forcer la condition de Scheimpflug tout en augmentant la profondeur de champ. Pour augmenter la profondeur de champ il suffit de varier un des paramètres de l'équation suivante proposé par (Adrian, 1991) :

$$\delta z = 4(1 + M^{-1})^2 f^{\#2} \lambda, \quad (\text{II. 2})$$

Où $f^{\#}$ est le nombre d'ouverture de la caméra, M le facteur de grandissement de la caméra et λ la longueur d'onde du laser utilisé.

Par la suite pour obtenir une bonne netteté sur toute la zone visualisée lors des mesures tridimensionnelles, le nombre d'ouverture du diaphragme doit être relativement faible. En diminuant l'ouverture des diaphragmes on va réduire l'intensité lumineuse reçue par les capteurs pour effectuer des bonnes mesures PIV. Pour cette raison, une nouvelle technique est proposée, appelée arrangement de Scheimpflug. Cet arrangement consiste à effectuer au capteur CCD une rotation d'angle α . Cette rotation doit être de telle sorte que les trois plans :

objet, lentille et image soient sécants. Cet arrangement assure une bonne netteté du plan image en plus qu'une bonne détection des particules.

II.3.2.3. Calibration

Comme il a été expliqué ci-dessus, la stéréoscopie est basée sur le concept de l'enregistrement simultané des couplets d'images avec deux caméras présentant des inclinaisons différentes. Chaque couplet d'image doit être traité séparément par inter-corrélation afin d'obtenir les champs de vitesse bidimensionnel. En dernier temps, une reconstruction est indispensable pour obtenir le champ de vitesse tridimensionnel. Quel est la base de cette reconstruction ? En fait, une reconstruction c'est la projection des vecteurs vitesse du plan image sur le plan objet, suivie de la combinaison des données pour obtenir le champ tridimensionnel. La reconstruction peut se faire ou bien par des méthodes géométriques ou bien en se basant sur la calibration.

Les étapes d'une reconstruction à base d'une calibration 3-d se résument ainsi :

- 1- Mettre la mire tridimensionnelle pour que le plan laser coïncide avec cette dernière
- 2- Enregistrer des images de la mire à partir des caméras
- 3- La bibliographie (Prasad, 2000) exige de déplacer l'outil de calibration sur plusieurs positions de z pour balayer l'épaisseur du plan laser et par suite pour avoir accès à la troisième composante. Mais dans la présente thèse ce n'est pas nécessaire puisqu'on utilise une mire tridimensionnelle qui doit être placée dans le plan objet.
- 4- Détermination de la fonction de mapping entre le plan image et le plan physique.
- 5- Enlever la mire de calibration et prendre des images des particules avec les caméras employées. Ensuite, interroger les images PIV de chaque camera sur un maillage cartésien.
- 6- Inverser le mapping obtenu par calibration pour obtenir $(\Delta x, \Delta y, \Delta z)$ pour chaque point (x, y) (voir section 0).

La mire de calibration utilisée dans cette thèse est une mire 3D recto-verso à deux niveaux, comme le montre la Figure II.14. Cette mire permet de calibrer une configuration Stéréo-PIV ou PIV tomographique avec une seule prise de vue. Prendre une seule image à partir d'une position au milieu du volume suffit pour étalonner le volume entier. Contrairement aux mires de calibration 2-d largement utilisées, le balayage physique du volume ou la prise de plusieurs vues n'est pas nécessaire. Les mires de calibration tridimensionnelles sont actives des deux côtés, de sorte que les vues de la caméra de n'importe quel côté de la région de mesure soient possibles. Cette fonction est extrêmement pratique, lorsque le plan de mesure est difficile d'accès, comme dans un bassin ou une chambre de combustion. Le logiciel DaVis trouve les marques sur la mire de calibration par détection de marque automatisée. Il peut distinguer les deux côtés de la mire et reconnaître son orientation en détectant des marques de position supplémentaires.



Figure II.14: 3D- mire de calibration

Le principe de la calibration réside dans le fait de relier les repères images issus de chaque caméra au repère physique réel. En d'autres termes cela signifie que la calibration permet de relier les coordonnées tridimensionnelles d'un point dans le plan objet à son image de coordonnées bidimensionnelles sur le capteur. Cette calibration consiste à déterminer la matrice du maillage tridimensionnel de l'espace de chacune des caméras. L'approche utilisée par Davis est décrite par (Soloff et al., 1997), la calibration est basée sur une approche polynomiale du second ordre en z et du troisième ordre en x et y pour chaque caméra et chaque plan de la mire. Cette opération s'effectue grâce à un algorithme de recherche des marqueurs dans les images déformées, ce qui permet d'obtenir pour chaque image un grand nombre de points d'emplacements connus. D'autres modèles sont proposés comme le modèle linéaire de type sténopé (ou *pinhole* en anglais). Toutes les différentes approches de calibration et de fonction de mapping sont détaillées par (Soloff et al., 1997), (Prasad, 2000), (Calluaud and David, 2004), (Scarano and Poelma, 2009), (Boutier, n.d.) et (Boutier, n.d.).

Notons que plusieurs difficultés peuvent être posées lors des mesures stéréoscopiques qui peuvent engendrer des erreurs. Ces sources d'erreurs de mesures PIV sont en partie liées à la calibration des caméras, à l'alignement du plan laser avec la mire de calibration et l'adaptation de l'intervalle de temps entre deux images. Pour savoir si la calibration est bonne ou non, il suffit de comparer les points de la mire détectés sur les capteurs avec la projection des points de l'espace. L'écart type doit être de l'ordre de 0,1 pixel pour de bon résultats de calibration.

II.3.2.4. Reconstruction basée sur la calibration 3-d

Chaque vue de chaque caméra dans une configuration stéréoscopique doit être interrogée individuellement. Typiquement, cette interrogation est basée sur des analyses de corrélation permettant d'obtenir des données de vitesse sur une grille cartésienne pour chaque caméra. Le processus qui consiste à combiner les déplacements de chaque plan d'image vers un plan d'objet pour obtenir les données tridimensionnelles s'appelle reconstruction. Le processus de reconstruction peut se dérouler de deux façons différentes : (1) reconstruction géométrique, et (2) reconstruction à base de calibration. La reconstruction basée sur la calibration peut encore être classée sous deux parties : ou une reconstruction basée sur une calibration 2-d dans laquelle la calibration précède et simplifie la reconstruction géométrique, ou la reconstruction à base de calibration 3-d dans laquelle une connaissance de la géométrie d'un système est rendue inutile.

A partir de la calibration 3-d, le champ de vitesse tridimensionnel est calculé par le logiciel Davis 8.3.0 de la société LaVISION. En fait, les champs de vecteurs bidimensionnels sont en premier temps calculés pour chaque caméra par une inter-corrélation (comme en PIV classique) puis par une reconstruction stéréoscopique la troisième composante de la vitesse est calculée. Le schéma représenté sur la Figure II. 15 résume les étapes d'une reconstruction stéréoscopique.

Comme c'est déjà expliqué la reconstruction est basée sur la calibration 3d obtenue grâce à la mire de calibration tridimensionnelle. Cette méthode de reconstruction est proposée par (Soloff et al., 1997). Le premier avantage de cette méthode est qu'elle n'exige pas une connaissance de la géométrie du système comme pour une calibration 2-d. Cela est dû au fait des mesures de deux plans simultanément grâce à la mire tridimensionnelle. En fait la relation entre le plan objet tridimensionnel x et le plan image bidimensionnel X , appelée fonction de mapping, s'écrit de la façon suivante pour chaque caméra :

$$X = F(x) \quad (\text{II. 3})$$

L'objectif est donc de déterminer F . Suivant les explications de (Soloff et al., 1997) et (Prasad, 2000) la détermination de F est une approximation polynomiale de troisième ordre en x et y et de deuxième ordre en z .

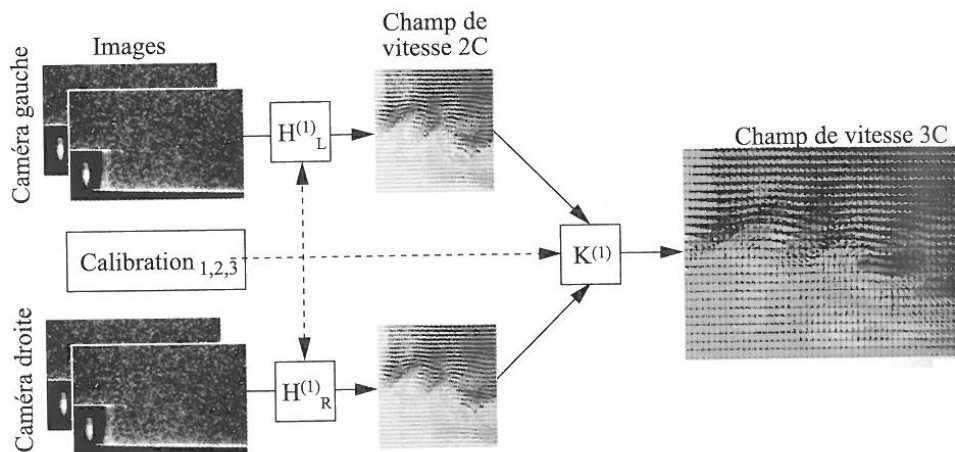


Figure II. 15: Schéma d'une reconstruction Stéréoscopique (Boutier, n.d.)

En résumé, l'approche d'une telle reconstruction n'exige l'entrée de la géométrie d'enregistrement à aucun stade. Elle est donc la mieux adaptée pour l'enregistrement de géométries qui sont difficilement modélisées mathématiquement.

II.3.3. Mesures acoustiques

Le champ acoustique rayonné a été enregistré à l'aide de trois microphones situés dans trois endroits différents autour de la plaque heurtée. Dans la présente étude on utilise le signal enregistré par le microphone situé derrière la plaque fendue (Figure II.16) à une position de deux centimètres. Les microphones sont du type B&K Free-Field ½ Type 4189. Chacun des microphones ayant une sensibilité de 50 mV/Pa . Ces microphones ont une plage de fréquence allant de 7 Hz jusqu'à 20 kHz .

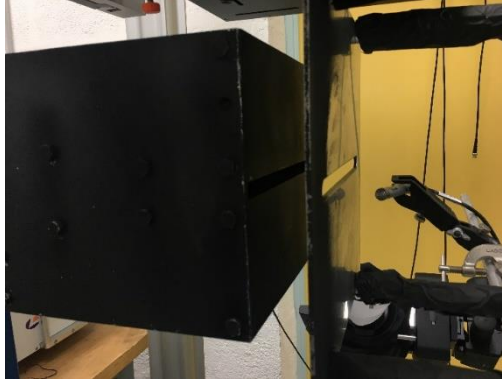


Figure II.16: Microphone derrière la plaque fendue

Les signaux des microphones sont convertis en signaux numériques et enregistrés à l'aide d'une carte d'acquisition National Instruments PXI-4498 appelée 'Sound and vibration data acquisition' montée sur une centrale d'acquisition dynamique National Instruments PXI 1044 (Figure II.17). Cette carte possède 16 entrées et une fréquence maximale de 204,8 kHz. La centrale d'acquisition sert aussi comme un synchroniseur entre les signaux des pulses laser et le signal acoustique. Les signaux relatifs aux pulses laser sont enregistrés sur une carte NI PXI-4472 appelé 'Dynamics Signal Acquisition', ayant une fréquence maximale de 102,4 kHz. La fréquence d'échantillonnages du signal laser et du signal acoustique sont donc indépendantes.

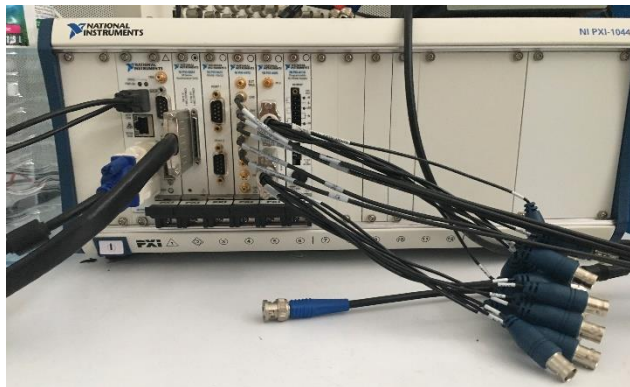


Figure II.17: Centrale d'acquisition

II.3.4. Vélocimétrie par images des particules tomographique (Tomo-PIV)

Les mesures de champs cinématiques où on peut avoir toutes les composantes au sein d'un volume de l'écoulement sont très précieuses, étant donné le caractère tridimensionnel de la plupart des écoulements. Plusieurs méthodes sont proposées pour extraire les trois composantes de la vitesse. Ces mesures 3D-3C sont essentiellement basées sur des mesures ou bien holographiques ou bien tomographiques. Dans cette thèse nous avons utilisé la méthode PIV par tomographie (Elsinga et al., 2006).

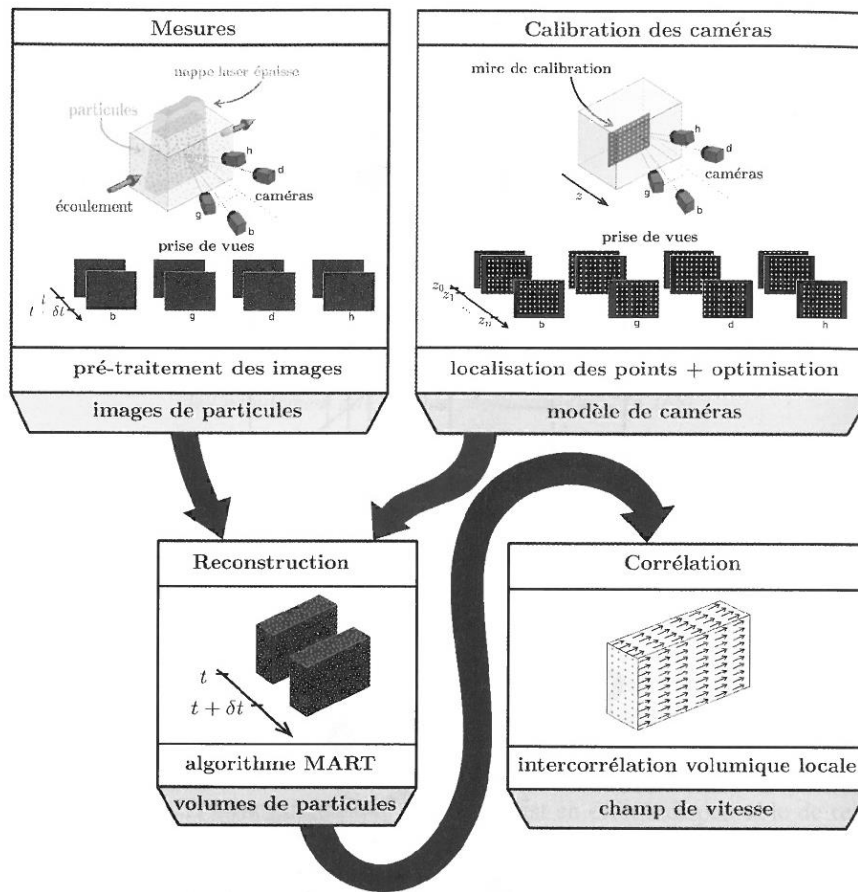


Figure II. 18: Procédure de la reconstruction de vitesse par PIV tomographique (Boutier, n.d.)

II.3.4.1. Mesures

Le principe de fonctionnement de cette technique est le même que celui d'une PIV 2D-2C ou d'une PIV 2D-3C (SPIV). Les particules considérées comme traceurs d'ensemencement dans le jet sont illuminées par un éclairage volumique issu d'un laser pulsé. La lumière diffusée par les particules est enregistrée simultanément par les capteurs des caméras munies de l'arrangement de Scheimpflug entre le plan image, le plan objet, et le plan de la lentille. Ensuite, la vitesse au centre des voxels d'interrogation est obtenue par une corrélation croisée 3D des distributions des particules reconstruits dans chacun des deux volumes d'interrogation. La corrélation croisée ainsi que l'algorithme de reconstruction seront détaillés dans les sections suivantes.

II.3.4.2. Calibration des caméras

La relation entre les coordonnées d'image (projection) et l'espace physique (le volume de reconstruction) est établie par une procédure de calibration commune pour la PIV stéréoscopique sauf qu'elle est appliquée à domaine 3D au lieu d'un domaine bidimensionnel, et couverte par la fonction de mapping. Chaque caméra enregistre des images d'une mire de calibration tridimensionnelle. Ces images sont ensuite utilisées pour déterminer le système de référence et le champ de vision. Pour que la reconstruction tomographique soit couronnée de succès, la calibration doit être précise à une fraction de pixel près. Pour la PIV tomographique, l'erreur due au désalignement du laser avec la mire en stéréo PIV n'est pas un problème puisqu'il n'y a pas

besoin d'aligner le volume laser avec la mire. En effet, en Tomo PIV l'ensemble du volume est calibré, rendant la procédure de calibration relativement moins dépendante sur l'alignement du laser. Cependant, l'exigence d'une précision relative de la position entre les caméras pour la technique tomographique ne doit pas dépasser une petite fraction du diamètre de l'image de la particule. Ce fait est significativement plus rigoureux que celui de la stéréo-PIV, qui est capable de tolérer les désalignements d'une petite fraction de la fenêtre d'interrogation. Cela peut être réalisé par une correction a posteriori de la fonction de mapping de calibration basée sur un champ vectoriel de disparité 3D. En outre, la reconstruction tomographique est basée sur la triangulation des particules à partir de la projection. Par conséquent, il existe un grand besoin de précision de calibration. Pour augmenter la précision de calibration, un processus appelé l'auto-calibration du volume ou « Volume self-calibration » en anglo-saxonne, a été introduit par (Wieneke, 2008).

II.3.4.3. Volume self-calibration

Ce processus d'auto-calibration consiste à utiliser la correspondance des particules 3D par la triangulation. L'erreur de triangulation résiduelle appelé «disparité» est ensuite utilisée pour mettre à jour et corriger les fonctions de cartographie de toutes les caméras.

La calibration se fait donc en deux étapes : premièrement, la fonction de mapping 3D est déterminée expérimentalement en enregistrant des images de la mire de calibration tridimensionnelle. Les erreurs typiques de calibration à ce stade sont de l'ordre de 1 pixel. Par la suite, la carte de calibration est raffinée par la technique d'auto-calibration pour minimiser les champs de disparité. Ce processus entraîne une diminution de l'erreur de calibration à des valeurs inférieures à 0,1 pixels, ce qui est acceptable pour une reconstruction tomographique précise.

L'auto-calibration volumique a été développée sur la base du calcul de la position 3D des particules correspondantes par triangulation. L'erreur de triangulation résiduelle ("disparité") est ensuite utilisée pour corriger les fonctions de mapping de toutes les caméras. Une méthode de regroupement statistique adaptée aux images de particules denses a été mise en place pour trouver des pics de disparition corrects des correspondances de particules réelles. Les cartes de disparités de mesures multiples sont moyennées pour de meilleures statistiques.

En conclusion, l'auto-calibration du volume se base sur deux étapes successives :

- 1- Calcul des vecteurs de disparité.
- 2- Correction de la calibration (c.-à-d. de la fonction de mapping).

Ces deux étapes se répètent jusqu'à l'obtention d'une disparité de moins que 0.1 voxel pour tous les sous-volumes.

II.3.4.4. Reconstruction du volume

La distribution tridimensionnelle de la lumière diffusée par les traceurs est reconstruite sous la forme d'une matrice 3D de voxels représentant l'intensité lumineuse du plan objet (espace physique), $E(X, Y, Z)$ à partir de ses projections sur les capteurs des caméras. Cette reconstruction est réalisée par une technique de

reconstruction appelée MART (« Multiplicative Algebraic Reconstruction Technique ») qui est une technique itérative. L'exactitude de la reconstruction dépend fortement de plusieurs facteurs. Parmi ces facteurs on peut citer le nombre de caméras d'enregistrement et la densité d'ensemencement des images enregistrées. La reconstruction du champ cinématique par l'algorithme MART est implémentée dans le logiciel DaVis 8.3.0 de LaVision qu'on utilise pour nos mesures.

II.4. Conclusion

Le chapitre présent a été consacré à la description de la plateforme expérimentale ainsi que les matériels et techniques de mesures mise en œuvre. On a introduit en premier temps le dispositif expérimental dédié à générer un écoulement rectangulaire, allongé, plan dans sa partie centrale, heurtant une surface fendue. Dans un second temps, on a expliqué la métrologie utilisée. On a commencé par introduire le principe de la vélocimétrie par images des particules (PIV) destiné à la mesure des champs de vitesse à partir du déplacement des particules soigneusement choisies et introduites pour ensemencher l'écoulement qui sera matérialisé par un éclairage plan ou volumique à partir d'un laser. On a ensuite expliqué les différentes techniques de PIV (PIV 2D-2C, PIV 2D-3C et la Tomo-PIV). Les différents matériels concernant l'acquisition des images, l'illumination du volume d'étude, le système de synchronisation entre l'ouverture des caméras et les pulses laser. Les moyens de contrôle et pilotage de la vitesse du jet et de l'ensemencement ont également été décrits. De plus, le système de mesure acoustique par des microphones simultanément avec les acquisitions PIV a été expliqué.

CHAPITRE.III Mesures et traitement de champs cinématiques sur des plans parallèles

Table des matières :

III.1. Introduction	47
III.2. Caractérisation de la configuration étudiée et paramètres d'influence	47
III.3. Mise en œuvre de la campagne de mesure	49
III.3.1. Caractéristiques et particularité de la technique de mesure	49
III.3.2. Mesure des champs cinématiques sur des plans parallèles	51
III.3.3. Acquisition et traitements	51
III.3.4. Système de référence	52
III.4. Traitement du plan médian	53
III.4.1. Exemple de chaîne de traitement	53
III.4.2. Profils transversaux des vitesses moyennes	55
III.4.3. Evolution de la vitesse sur l'axe du jet	57
III.4.4. Champs des vitesses moyennes	58
III.4.5. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses	58
III.4.6. Champs des taux de turbulence normalisée	60
III.5. Comparaison des mesures cinématiques pour des plans parallèles	61
III.5.1. Partie centrale du jet	61
III.5.2. Partie intermédiaire	63
III.5.3. Partie proche du bord	65
III.6. Evolution de quelques paramètres de l'écoulement	67
III.6.1. Evolution de la vitesse transversale horizontale	67
III.6.2. Trajectoire des tourbillons	69
III.7. Conclusion	70

III.1. Introduction

Dans le cadre de l'analyse aéroacoustique des jets d'air issus de bouches de ventilation, nous avons considéré un jet issu d'une fente rectangulaire et impactant une plaque fendue. Comme le jet sur les bords ou dans la zone d'impact est tridimensionnel il est nécessaire d'analyser sa dynamique tourbillonnaire avec des moyens appropriés. Afin de pouvoir atteindre cet objectif, plusieurs méthodes de mesures peuvent être utilisées. Etant donné que les techniques de mesures tridimensionnelles sont très onéreuses et nécessitent l'acquisition de nombreux matériels de pointes qui font que le coût du dispositif dépasse plusieurs centaines de milles d'euros. Nous avons développé une technique se basant sur du matériel avec un cout raisonnable, dédié à des mesures de champs 2D et basée sur des plans parallèles.

Cette technique est basée sur des mesures de champs cinématiques par SPIV réalisées sur des plans parallèles. Ces mesures ne sont pas faites simultanément. Ainsi, les trois composantes des champs de vitesse sur les plans parallèles sont ensuite extraites des mesures obtenues.

Dans ce chapitre, on présentera dans une première partie la configuration choisie pour cette étude, ainsi que le matériel et la technique mis en œuvre. Dans un second temps, un exemple de résultats est présenté pour un plan qu'on appelle plan médian. Dans une dernière partie, on étudie les différents paramètres cinématiques pour plusieurs plans afin de valider nos mesures.

III.2. Caractérisation de la configuration étudiée et paramètres d'influence

Dans la présente étude, le hacheur de fréquence destiné à contrôler la vitesse de sortie de l'air, est fixé à une position H5 correspondant à une vitesse de soufflage d'air de $|V_{y=0}| = 7 \text{ m/s}$. Cette configuration correspond à un écoulement incompressible avec un nombre de Mach inférieur à $M_0 \approx 0.1$, donc à une vitesse largement subsonique. La distance entre la sortie du convergent et la plaque est fixée dans notre étude à 40 mm . Cette distance est nommée $L = 40 \text{ mm}$. On définit le confinement comme étant le paramètre adimensionnel $\frac{L}{H} = 4$, où H représente la hauteur de la fente de soufflage. De plus, la position choisie pour le hacheur correspond à un nombre de Reynolds égal à :

$$Re = \frac{V_{y=0} \times H}{\nu} = \frac{7 \times 10 \times 10^{-3}}{15,6 \times 10^{-6}} = 4487.$$

Nous avons fait le choix de considérer la configuration d'un jet heurtant une plaque fendue dans les conditions citées ci-dessus en se basant sur les résultats de (Assoum, 2013). En effet, ce dernier a étudié la dynamique tourbillonnaire et son couplage avec le champ acoustique généré pour plusieurs confinements ($L/H=2, 4$ et 6) et pour plusieurs nombres de Reynolds Re sur toute la plage allant du régime transitoire ($Re=1948$) jusqu'au régime pleinement turbulent ($Re=23376$). Particulièrement, et pour un confinement de $L/H=4$ les niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds sont tracés sur la Figure III. 1 (Assoum, 2013). Plusieurs nombre de Reynolds ont été testés correspondant à plusieurs positions du hacheur. La position H5 (équivalente à $Re=4487$) a été choisie puisqu'elle représente un profil acoustique périodique et quasi-sinusoïdal différemment aux autres positions qui ont fournis des profils de champ acoustique bruités ou avec une double

bosse. La configuration est choisie en se basant sur le profil du signal acoustique parce que ce dernier peut être considéré comme un signal de référence de la dynamique tourbillonnaire dans la suite du travail.

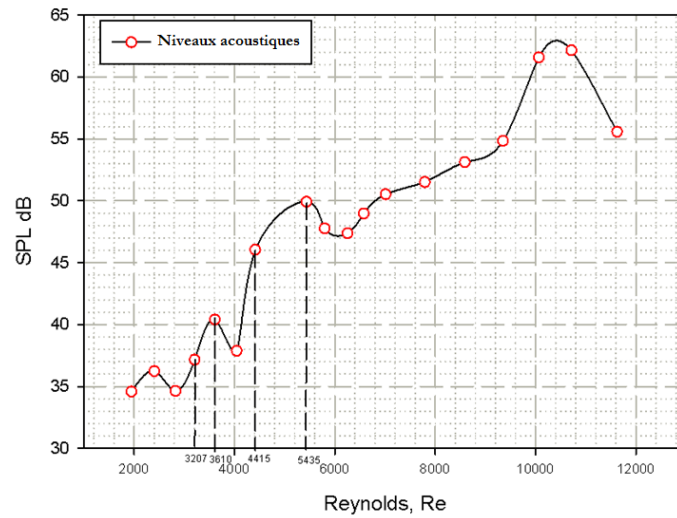


Figure III. 1: Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds ($L/H=4$) (Assoum, 2013)

Aussi, pour un nombre de Reynolds égal à 4415 et un rapport de confinement de 4, (Assoum, 2013) a montré que pour une telle configuration les tourbillons possèdent une seule trajectoire qui se dévie progressivement de la verticale au moment où ces derniers heurtent la plaque fendue (voir Figure III. 2).

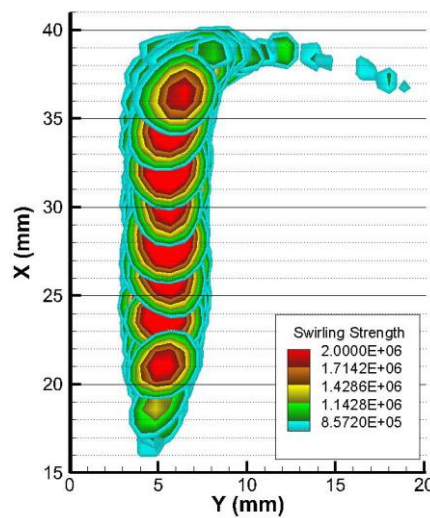


Figure III. 2: Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y>0$) pour $Re=4415$ et $L/H=4$ (Assoum, 2013)

III.3. Mise en œuvre de la campagne de mesure

III.3.1. Caractéristiques et particularité de la technique de mesure

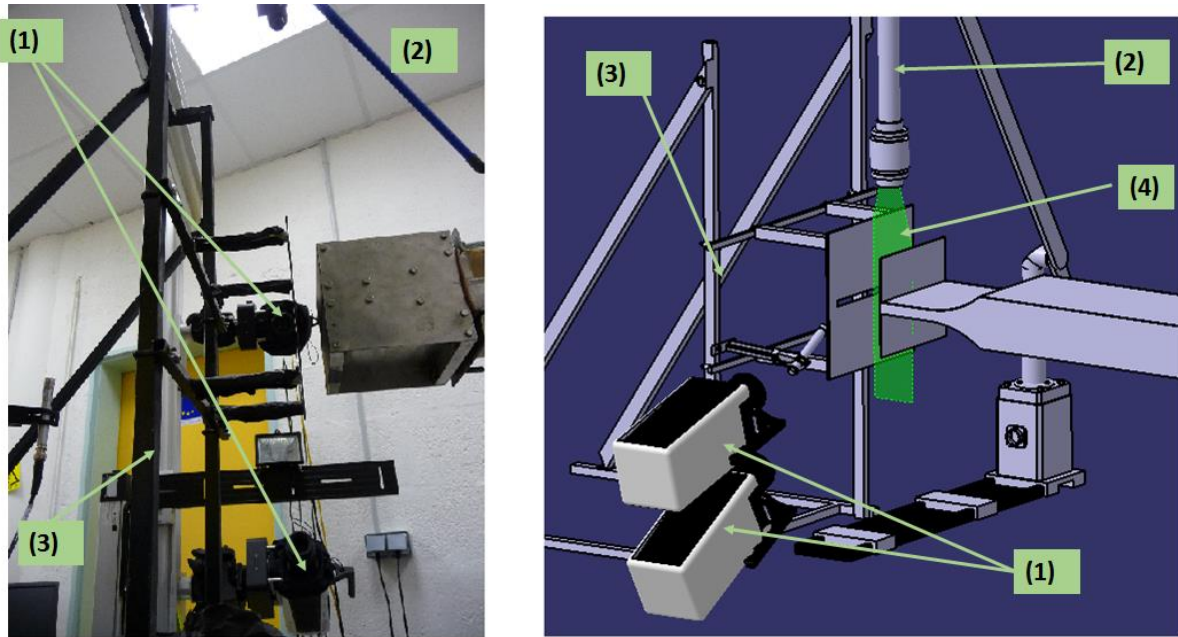


Figure III. 3 : Système SPIV (à gauche), schéma de SPIV avec un plan illuminé (P_0) (à droite)

Le principe de base de cette technique consisté à rendre solidaires les caméras (1) avec le plan laser éclairant les particules dans le jet étudié. Pour se faire, cet ensemble est fixé sur un dispositif de déplacement. De cette façon les réglages de positionnement et de mise au point ainsi que la calibration Stéréo-PIV sont fait une seule fois pour le premier plan de mesure. Ensuite, le système de déplacement va permettre d'appréhender les différents plans parallèles à étudier par simples translations programmés lors de la planification de la campagne de mesures.

Dans la première partie de ce travail, un montage de PIV stéréoscopique 2D-3C est installé. Ce système est présenté sur la Figure III. 3. Ce système est composé de : (1) deux caméras Phantom V711, d'un laser Nd : YLF LDY-304-PIV de chez Litron d'une énergie de 30 mJ par pulse à 1 KHz, (2) d'un bras laser de 1800 mm et d'un dispositif de déplacement. Le bras laser est muni d'un générateur de nappe pour créer le plan illuminé laser (4) comme le montre la Figure III. 4. L'orientation des caméras est optimisée pour tenir compte du diagramme de diffusion de Mie. Ainsi, pour gagner en luminosité l'ouverture de la caméra supérieur qui est la caméra 2 était de $f^\# = 4$, tandis que la caméra 1 était de $f^\# = 8$. D'autre part, le bras laser et les caméras étaient fixés sur un système de déplacement (3), comme le montre la Figure III. 3. Ce système de déplacement est commandé de sorte à balayer tout le volume devant la plaque. L'ensemencement de l'écoulement est réalisé grâce à un générateur de particules d'huile d'olive. Notons que les particules sont injectées dans le volume d'amortissement à travers un tuyau en caoutchouc. Le dispositif de la PIV stéréoscopique est piloté et synchronisé à l'aide du logiciel Davis 8.3.0. Cette campagne de mesure est acquise avec une fréquence d'échantillonnage de 5 KHz, c.-à-d., 2500 doublets d'images sont réalisés pour chaque caméra, pendant une durée d'acquisition de 0,5 s. Notons que la durée de pulsation du laser est de 150 ns.

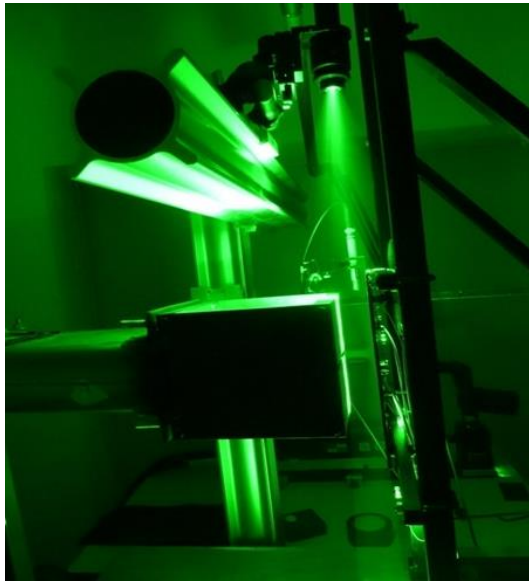


Figure III. 4 : Illumination d'un plan en utilisant un générateur de nappe

La lumière laser est coupée par un 'Shutter' avec une réponse en fréquence jusqu'à 10 kHz . Ce 'Shutter' peut être déclenché par un signal TTL et est synchronisé avec la caméra à l'aide d'un HSC (High-speed controller) avec une résolution temporelle de 10 ns . Dans le diagramme de signal représenté sur la Figure III. 5, les paires d'images sont constituées des première et deuxième images et de la troisième et de la quatrième ... Le taux d'acquisition des paires d'images permet un échantillonnage résolu en temps du phénomène de génération et de passage tourbillonnaire.

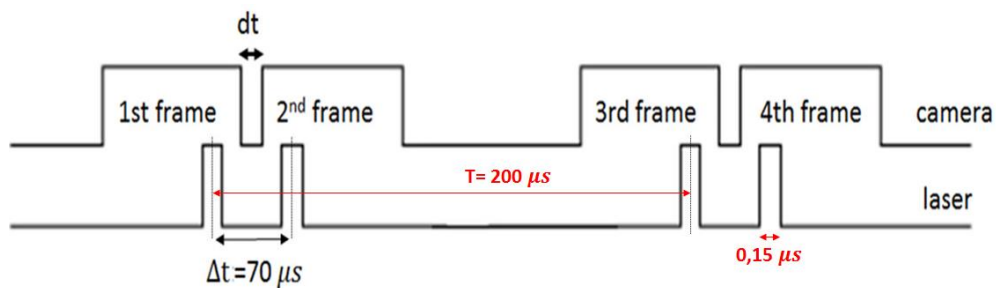


Figure III. 5 : Diagramme de la synchronisation du signal laser avec les signaux des caméras

En parallèle avec les mesures de SPIV, une mesure acoustique est enregistrée sur la carte d'acquisition National Instruments PXI-4498 à l'aide d'un microphone situé à une distance de 2 cm derrière la plaque. Le signal acoustique et le signal du trigger du laser sont enregistrés sur la carte d'acquisition avec chacun une fréquence de 5 kHz .

III.3.2. Mesure des champs cinématiques sur des plans parallèles

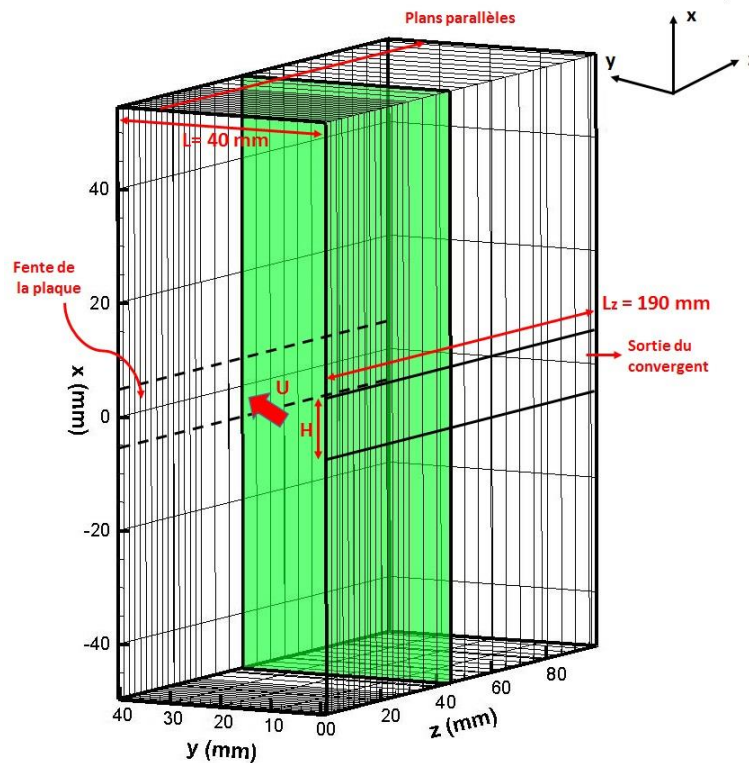


Figure III. 6 : Plans parallèles mesurés, exemple d'un plan illuminé en vert (P_{45})

Dans la présente étude, nous nous sommes proposé de considérer 30 plans parallèles balayant le domaine entre la sortie du jet et la plaque impactée par la technique développée et présentée ci-dessus. Par la suite une application des méthodes de reconstruction et d'interpolation est mise au point pour avoir accès au volume. La première étape était de faire les mesures des champs cinématiques des différents plans parallèles pour balayer le volume d'étude. Trente plans parallèles ont été investigués par la technique développée et basée sur la PIV stéréoscopique. Les caméras ainsi que le bras laser sont fixés sur un système de déplacement régi par un logiciel 'GALAAD' qui est destiné au pilotage du dispositif de déplacement utilisé. La première position du plan laser était fixée sur le plan correspondant à $z = 0$ (voir Figure III. 6), c.-à-d. le plan médian du volume d'étude, appelé P_0 . D'une façon générale, le plan P_z est situé à une distance z en mm du plan médian. Pour les 15 premiers plans, les acquisitions sont faites avec un pas de déplacement de 2 mm pour chacune dans le sens de z . Ainsi de P_2 jusqu'à P_{30} les plans sont situés respectivement de 2 à 30 mm du plan médian. Ensuite, on a choisi d'agrandir le pas de translation suivant z , où l'enregistrement est fait pour 13 plans espacés de 5 mm et situés entre 35 mm (pour P_{35}) et 95 mm (pour P_{95}) du plan médian. Le dernier plan est mesuré pour une distance 98 mm loin du plan médian. Les plans ainsi mesurés sont nommé de P_0 jusqu'à P_{98} . Une illustration des plans mesurés est présentée sur la Figure III. 6.

III.3.3. Acquisition et traitements

En premier lieu, on calibre les caméras en effectuant des enregistrements en 'single frame' avec une fréquence de 0,1 kHz et un grand intervalle de temps. Les réglages de centrage et de mise au point ainsi que la calibration en S-PIV n'ont été réalisés qu'une seule fois pour le plan P_0 . Une calibration est lancée à l'aide du

logiciel Davis 8.3.0 de la société LaVISION. La calibration est considérée uniforme pour tous les plans parallèles. La calibration est faite pour une taille de fenêtre de 841×408 pixels, et l'écart-type de la calibration est de 0.0447 pixel ce qui est acceptable.

Dans un seconds temps, l'acquisition des données ainsi que le post-traitement sont fait. Une étape préliminaire est nécessaire avant toute reconstruction, c'est le pré-traitement des champs bruts enregistrés. Le but de cette étape est d'enlever les fonds des images et tous les parasites et bruits des caméras afin d'obtenir des particules bien déterminées avec un fond nul. Afin de supprimer les parasites d'image dus aux réflexions, on applique un filtre temporel basé sur la soustraction de la valeur minimum. Un masque est ensuite appliqué dans le but de supprimer toutes réflexions et bruit en dehors de la zone d'étude illuminée.

Enfin, les images sont traitées par des algorithmes itératifs de corrélation croisée multi grille d'une taille décroissante. L'inter-corrélation est basée sur une FFT standard. En premier lieu, la taille des fenêtres est 64×64 pixel avec un chevauchement de 50% en une seule passe. Ensuite la taille des fenêtres décroît jusqu'à 32×32 pixels avec un chevauchement de 75% et 4 passes. La résolution spatiale est de 0,81 mm.

III.3.4. Système de référence

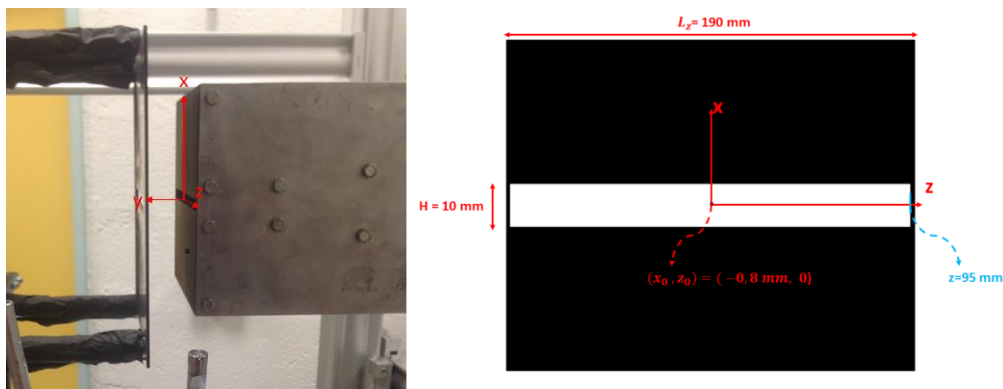


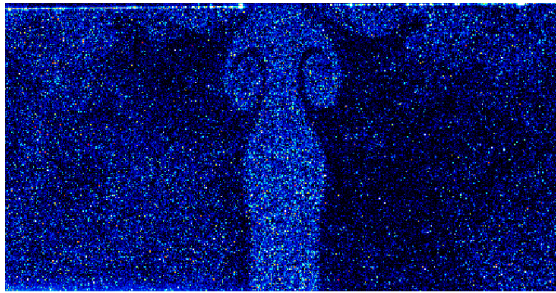
Figure III. 7 : Système de référence, (a) Vue du côté, (b) Vue de la face

Selon la taille des fenêtres choisie et la résolution sélectionnée, le centre du système de référence des caméras peut être légèrement décalé du centre choisi pour le dispositif expérimental. Ainsi, le centre du système de référence est défini comme étant le centre de la bouche de soufflage avec des coordonnées (x_0, y_0) qui correspondent à $x_0 = 0,8 \text{ mm}$ et $y_0 = 0$. Comme indiqué sur la Figure III. 7 l'axe y représente l'axe de l'écoulement et est centré au niveau de la sortie du jet, l'axe x représente la direction verticale transverse à l'écoulement et l'axe z est l'axe horizontal transversal de l'écoulement. Respectivement les vitesses sont nommées suivant les axes V_x , V_y et V_z . La position $z = 0 \text{ mm}$ correspond au plan médian, plan milieu de la plaque fendue.

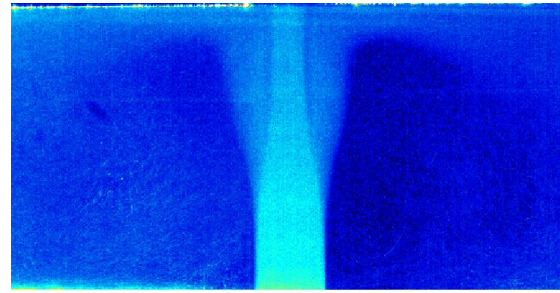
III.4. Traitement du plan médian

III.4.1. Exemple de chaîne de traitement

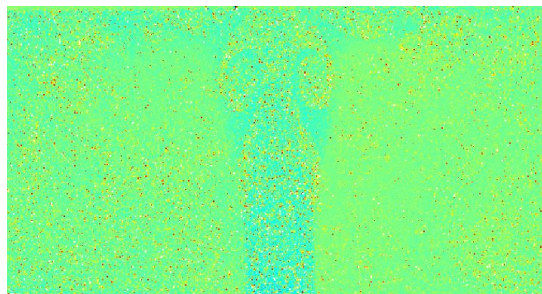
Un exemple des étapes de traitement du plan médian est présenté sur la figure ci-dessous. La première vignette représente le champ particulaire tel qu'on peut le voir sur chacune des 5000 images enregistrées. La deuxième vignette représente le fond obtenu par la moyenne des champs particulaire, tandis que la dernière représente le champ particulaire filtré après soustraction du champ moyen.



(a) *Champ particulaire*



(b) *Champ moyen*



(c) *Champ particulaire filtré*

Figure III. 8 : Exemple d'une chaîne de traitement PIV

Les calculs PIV basés sur l'inter corrélation entre les deux frames des champs particulaires instantanés nous donnent les champs cinématiques instantanés. La Figure III. 8 (à gauche) représente le champ de vecteur vitesse, et d'autre part Figure III. 9 (à droite) donne un exemple d'une superposition du champ de la composante de vitesse transversale (en couleurs) avec le champ de vecteur de vitesse instantanée (en vecteur).

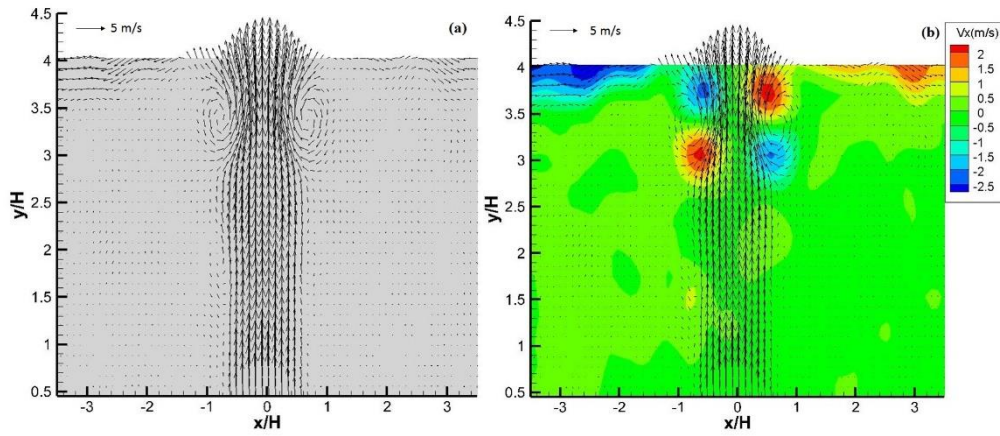


Figure III. 9 : Exemple de champ de vitesse instantanée obtenue par PIV pour $t=0,2$ ms

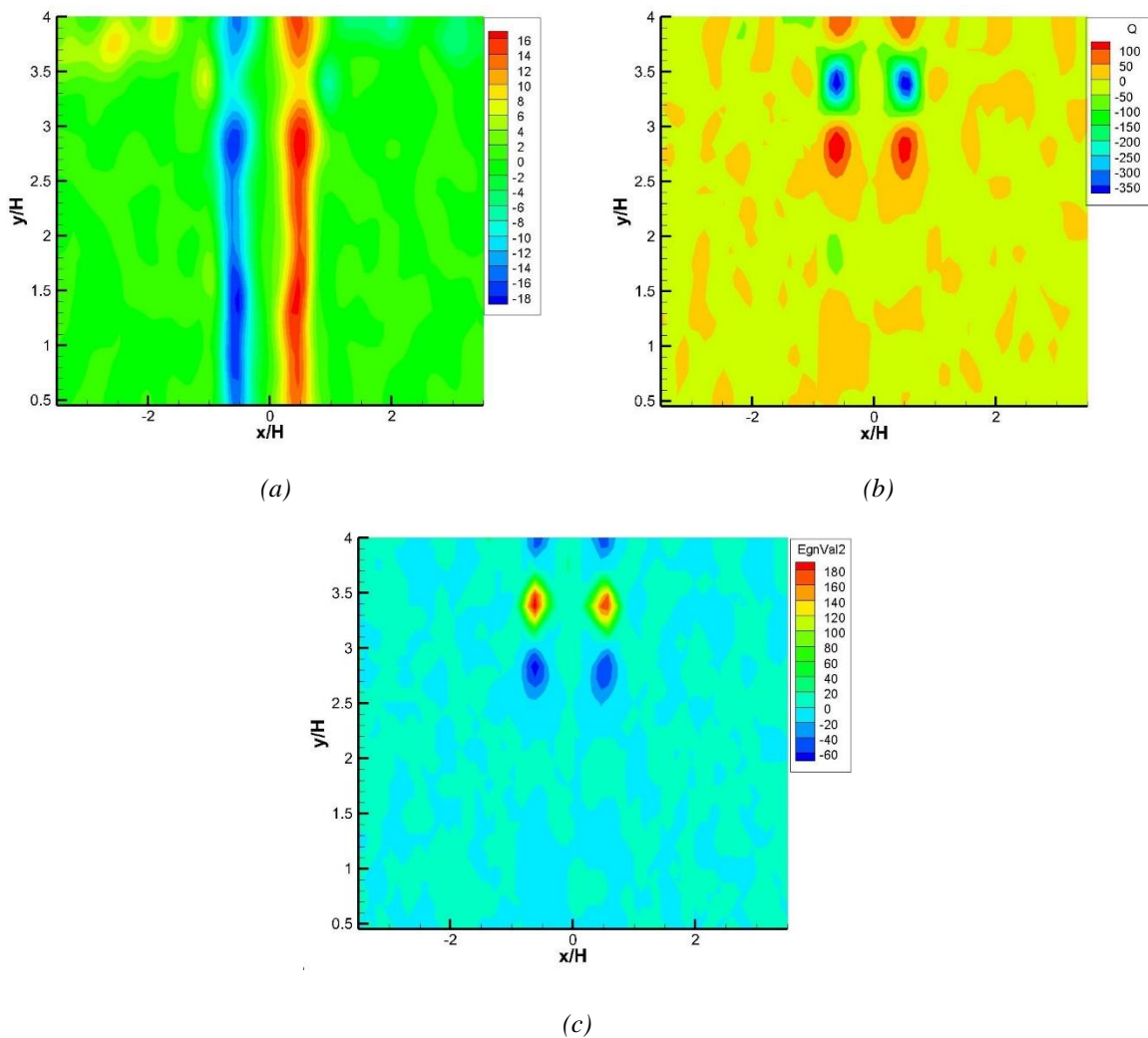


Figure III. 10 : Critère de détection des tourbillons ((a)vorticité, (b) critère Q et (c) λ_2)

Afin d’appréhender la dynamique tourbillonnaire, plusieurs critères de détection des tourbillons ont été testés sur les champs instantanés. La Figure III. 10 montre le champ de vorticité, le champ de critère Q ainsi que le champ de λ_2 . Comme c’est expliqué dans le premier chapitre la vorticité n’est pas un bon choix pour la détection tourbillonnaire à cause du cisaillement détecté. Les critères Q et λ_2 détectent bien les centres des

tourbillons où des couples de tourbillons sont visualisés sur la Figure III. 10 de part et d'autre de l'axe du jet. Notons que les résultats montrent bien qu'en 2-d les deux critères Q et λ_2 sont équivalents.

III.4.2. Profils transversaux des vitesses moyennes

Les champs des vitesses moyennes sont obtenus en moyennant dans le temps les 2500 champs cinématiques instantanés. Les profils des vitesses moyennes sont dessinés pour plusieurs positions de y/H tout au long de l'axe du jet jusqu'à se rapprocher de la plaque heurtée. Pour pouvoir rendre les vitesses étudiées adimensionnelles il était nécessaire de les diviser par une vitesse de référence. Nous avons choisi comme vitesse de référence la vitesse de soufflage. Cette dernière a été prise à un endroit où les incertitudes de mesures PIV sont plus faibles. Ainsi nous avons pris un point au centre du cône potentiel et loin des parois. Pour tous les profils de vitesse présentée ici, $V_{ref} = \overline{V_{x=-0,8; y=10}}$. Puisque à la sortie du jet la vitesse est régie par la vitesse moyenne à la sortie du convergent \overline{V}_y , donc on a choisi ce paramètre comme vitesse de référence égal à $V_{ref} = 7 \text{ m/s}$.

En premier lieu, on a tracé les profils transversaux de la vitesse longitudinale normalisée (Figure III. 11). On remarque que le profil de cette composante pour tous les plans ainsi que toutes les positions y/H est similaire. Les figures montrent que la vitesse longitudinale possède une forme de bosse ou la valeur maximale qui est de 100% par rapport à la valeur maximale à la sortie du jet est atteinte sur l'axe du jet ($x/H = -0,08$). De part et d'autre de l'axe du jet, la vitesse décroît progressivement jusqu'à l'extérieur de la zone de mélange. De plus, plus on s'éloigne de la sortie du jet plus le profil de cette vitesse s'élargit. Par exemple, pour $y/H=1$ la vitesse moyenne s'annule à $\frac{x}{H} = \pm 0,6$ tandis que pour $y/H=3$ la vitesse moyenne s'annule pour $\frac{x}{H} = \pm 1$. D'autre part, ces résultats montrent qu'au niveau de l'axe du jet ($\frac{x_0}{H} = -0,08$) la vitesse longitudinale \overline{V}_y est celle qui domine et régit l'écoulement.

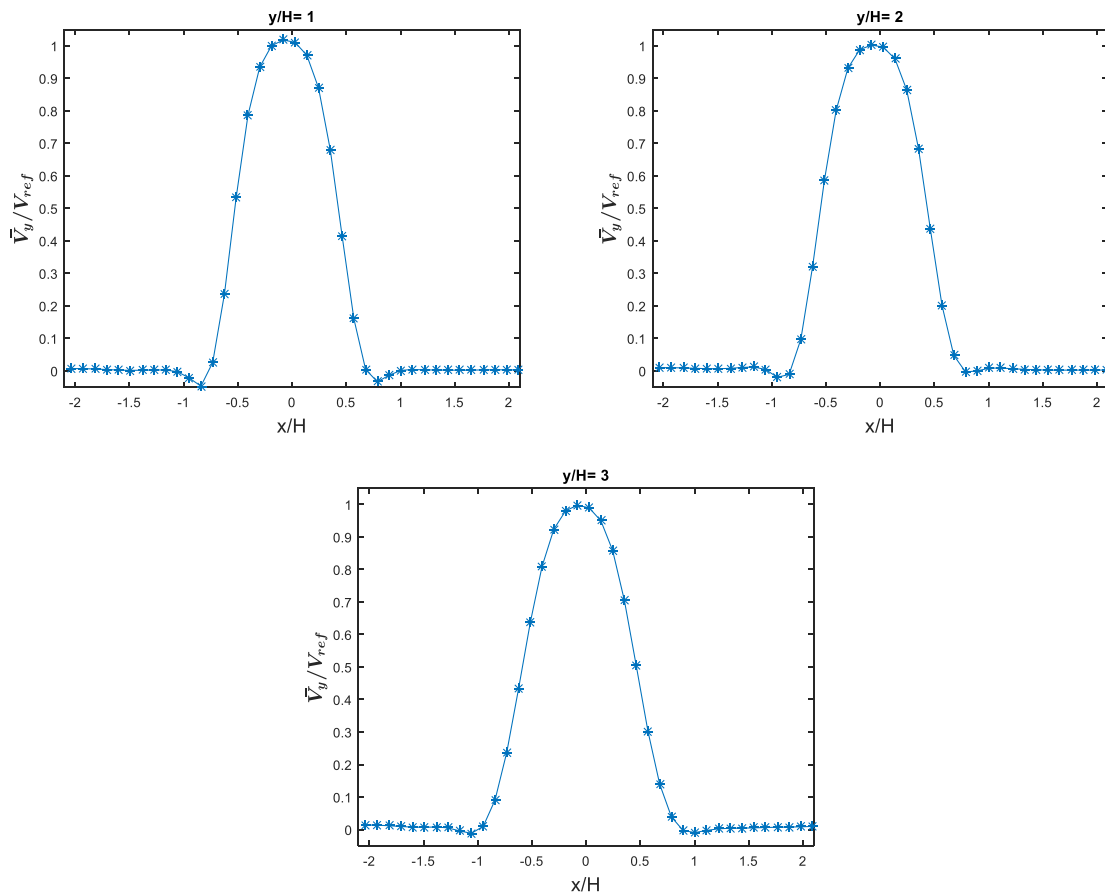


Figure III. 11 : Profil transversal de la vitesse longitudinale moyenne pour le plan P_0

La Figure III. 12 représente les profils transversaux de la vitesse moyenne transversale \bar{V}_x normalisée. Les résultats montrent que quel que soit la position de y/H l'évolution de cette composante moyenne est très faible par rapport à la vitesse de soufflage et donc négligeable. Elle ne dépasse pas 1% de la valeur maximale à la sortie du jet.

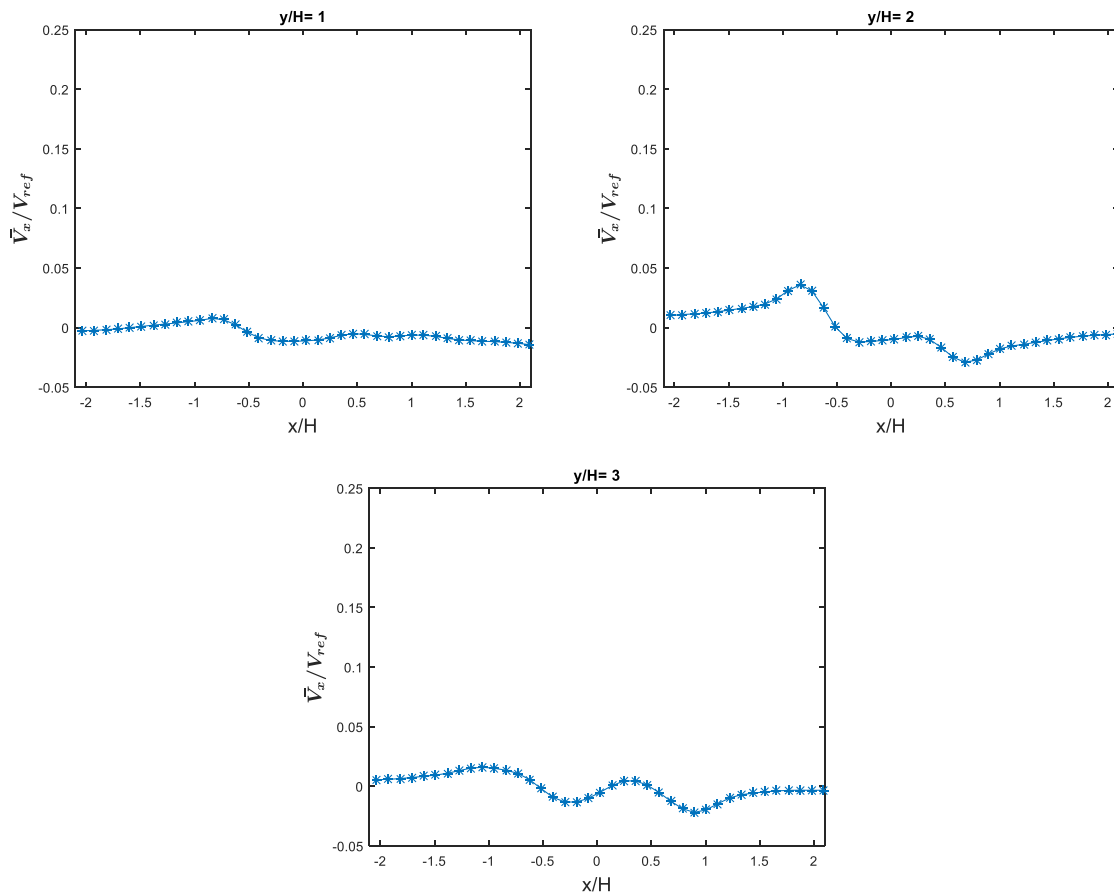


Figure III. 12 : Profil transversal de la vitesse transversale du plan P0

III.4.3. Evolution de la vitesse sur l'axe du jet

La vitesse axiale représente la vitesse moyenne longitudinale normalisée au niveau de l'axe du jet qui est défini par $x_0/H = -0,08 \text{ mm}$. Cette vitesse décroît jusqu'à proximité de la plaque avec une valeur toujours supérieure à 95% de la vitesse à la sortie du jet. En fait, le jet touche la plaque pour une distance inférieure à celle de la longueur du cône potentiel en jet plan non confiné où la longueur du cône potentiel varie en général entre $3 \times H$ et $7 \times H$ selon Rajratanam et comme détaillée par (Assoum, 2013). Par suite le cône potentiel se trouve à proximité de la fente ce qui explique que la vitesse axiale est toujours supérieur à 95% de la vitesse maximale à la sortie du jet jusqu'à la plaque.

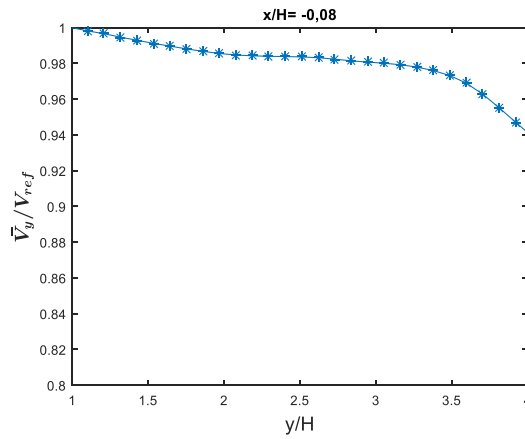


Figure III. 13 : Vitesse axiale du plan P_0

III.4.4. Champs des vitesses moyennes

Pour une compréhension approfondie du comportement des vitesses moyennes normalisées par V_{ref} , les champs de vitesse moyenne ont été représentés.

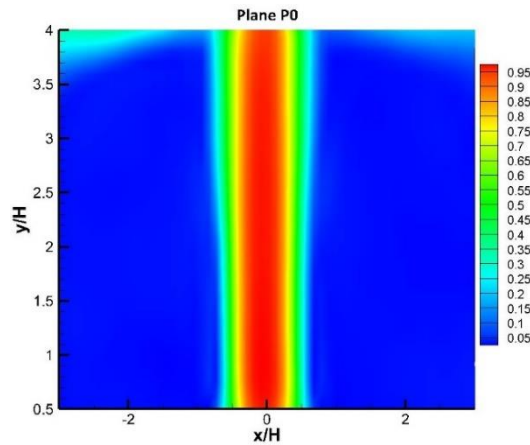


Figure III. 14 : Champs normalisé de la vitesse moyenne $\frac{\sqrt{V_x'^2 + V_y'^2 + V_z'^2}}{V_{ref}}$

Les résultats donnent des interprétations conformes avec celles des profils transversaux de la composante longitudinale. La vitesse longitudinale domine l'écoulement sur l'axe du jet c.-à-d. dans la partie centrale de l'écoulement à $x/H = -0,16$. Cette composante est quasi-constante à la sortie du jet jusqu'à une distance caractéristique du cône potentiel.

III.4.5. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses

Les fluctuations des vitesses sont présentées sur les figures ci-dessous. En fait, les taux de turbulence sont les moyennes quadratiques transversales et longitudinales représenté par $\|V_x'\|_{L^2}$ et $\|V_y'\|_{L^2}$. Notons que $V_x' = V_x - \bar{V}_x$ représente la fluctuation de la vitesse transversale et $V_y' = V_y - \bar{V}_y$ la partie fluctuante de la vitesse longitudinale.

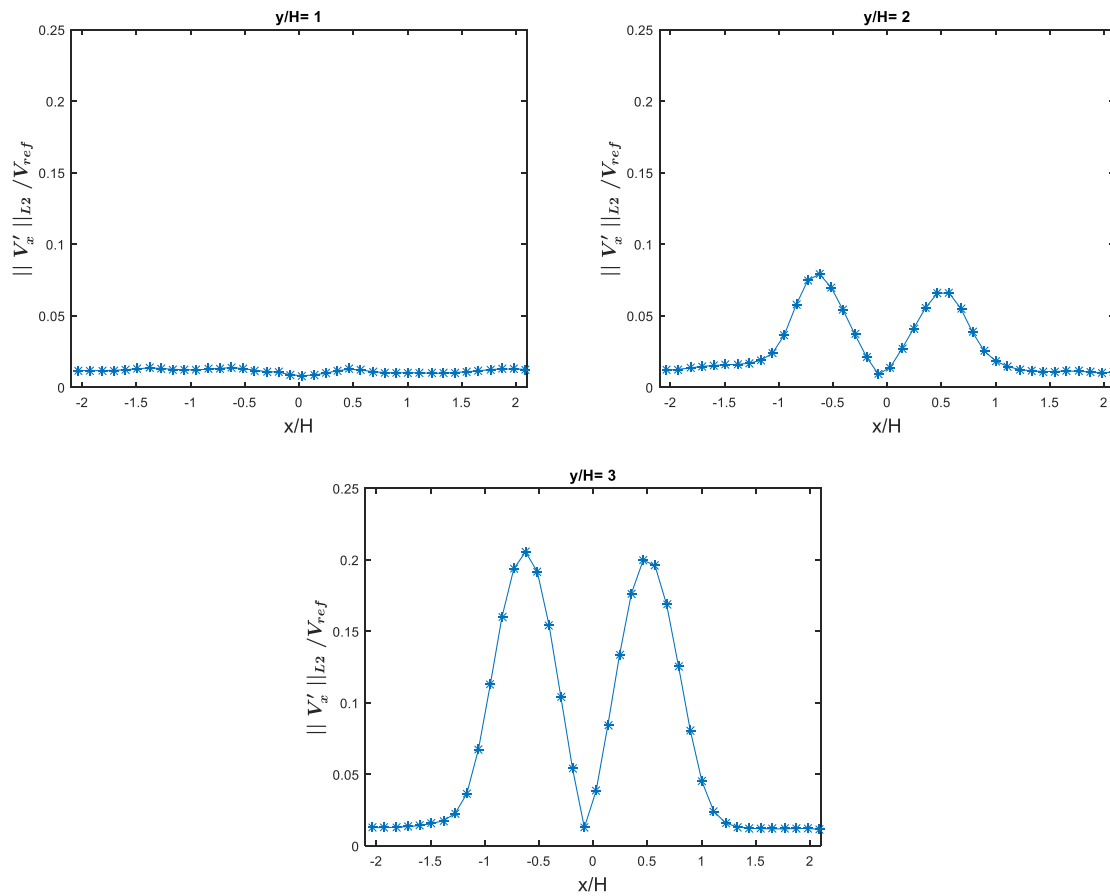


Figure III. 15 : Profils transversaux des fluctuations transversales

Proche de la bouche de soufflage, pour $y/H=1$ le taux de turbulence transversal est minime d'une valeur inférieure à 5%. Une légère augmentation est remarquée au niveau de $\frac{x+x_0}{H} = \pm 0,5$, plus précisément pour $\frac{x}{H} = 0,46$ et $\frac{x}{H} = -0,62$. Ensuite, plus on s'éloigne de la sortie du jet plus la valeur du taux de turbulence est importante. En effet, pour $y/H = 2$ c'est-à-dire à mi-distance entre la sortie du convergent et la plaque fendue deux pics latéraux de valeur de 15% sont observés au niveau de $\frac{x+x_0}{H} = \pm 0,5$ avec une évolution symétrique par rapport à l'axe du jet. Cela est dû à la couche de mélange qui commence à s'établir plus qu'on s'éloigne de la sortie du convergent. En d'autres termes, ces deux pics montrent la création des premières structures tourbillonnaires. Encore plus proche de la plaque et à $y/H = 3$, les pics persistent avec une valeur plus importante de 20% environ de la vitesse maximale à la sortie du jet. On note, que le pic au niveau de $\frac{x}{H} = -0,5$ a une amplitude plus importante de celui présent à $\frac{x}{H} = 0,5$ ce qui peut être dû à une inclinaison de l'axe du jet. L'amplitude élevée proche de la plaque est expliquée par le grossissement des tourbillons créés de part et d'autre de l'axe du jet.

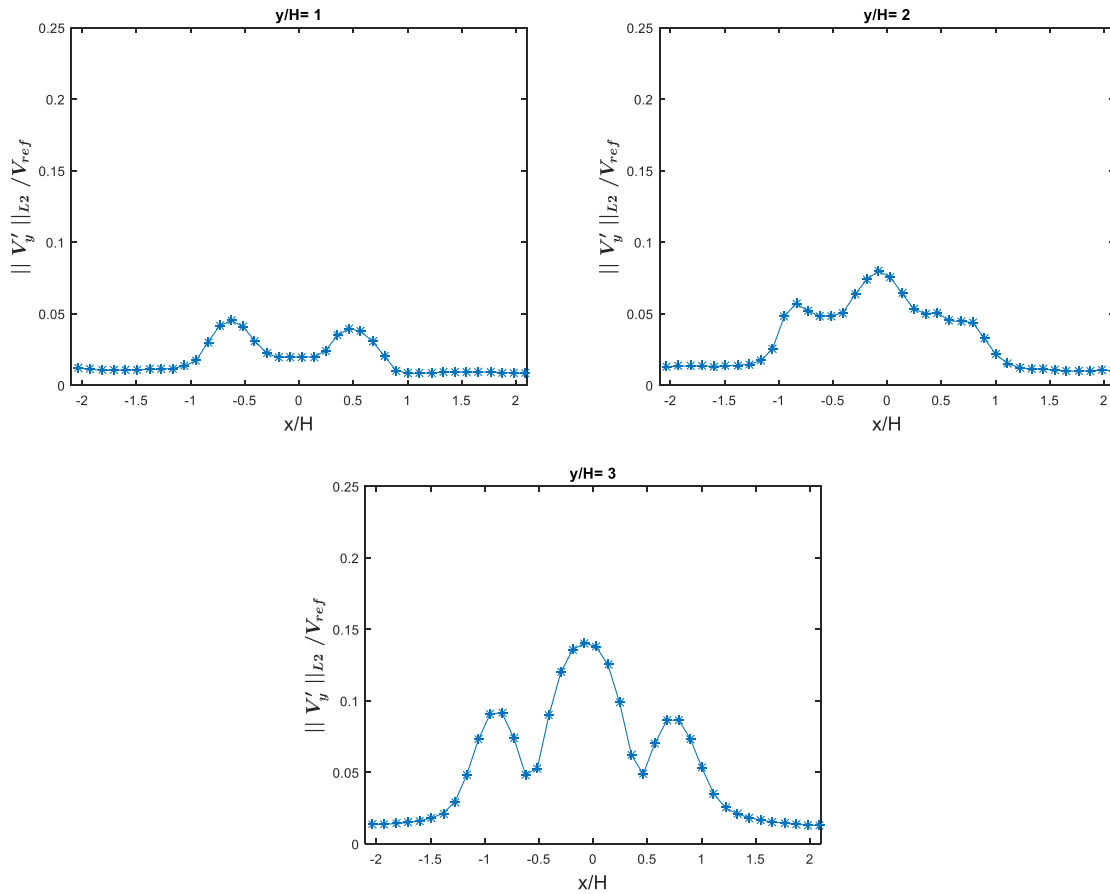


Figure III. 16 : Profils transversaux des taux de fluctuations longitudinales

Quant à la composante longitudinale, les profils du taux de turbulence sont un peu différent (voir Figure III. 16). Les résultats montrent que les fluctuations de la vitesse longitudinale présentent une évolution moins importante par rapport à celle de la vitesse transversale. En fait, pour n'importe quelle distance y/H la valeur des taux de turbulence ne dépasse pas les 15% de la vitesse maximale à la sortie du jet. Pour $y/H=1$ deux petites bosses sont détectés de part et d'autre de l'axe du jet. Une augmentation de la partie centrale de cette courbe est remarquée jusqu'à à peu près 8% avec un éloignement des petites bosses jusqu'à $\frac{x}{H} = \pm 1$. Ensuite plus proche de la plaque, le pic centrale avance jusqu'à 15% et les pics qui se trouvent à $\frac{x}{H} = \pm 1$ sont de 10% de la vitesse à la sortie du jet. Rappelons, que ces fluctuations maximales ont lieu avec le pic central se situe près de l'axe du jet.

III.4.6. Champs des taux de turbulence normalisée

Une étude plus généralisée sur les taux de turbulence est analysée par l'évolution des champs moyens de

turbulence. Le champ de turbulence normalisé est défini comme suite :
$$\frac{\sqrt{\|V'_x\|_{L2}^2 + \|V'_y\|_{L2}^2 + \|V'_z\|_{L2}^2}}{V_{ref}}$$

En fait, les fluctuations sont de faible amplitude sur l'axe du jet depuis la sortie du convergent jusqu'à $y/H=1.8$. Ce qui est conforme avec les interprétations des taux de turbulence longitudinaux et transversaux où pour $y/H = 1$ les fluctuations des deux composantes des vitesses sont négligeables et de valeur plus petite que 2% de la valeur maximale de la vitesse à la sortie du jet. De plus, lorsqu'on s'approche de la plaque c.-à-d. pour

$y/H = 2$ où un grossissement de la couche de mélange s'effectue, les amplitudes des fluctuations deviennent de plus en plus importantes spécialement pour $\frac{x}{H} = \pm 0,5$. Les valeurs prises par ce paramètre atteignent des ordres de grandeurs autour de 20% pour $y/H = 3$ où la couche de mélange qui est une source des turbulences s'élargit.

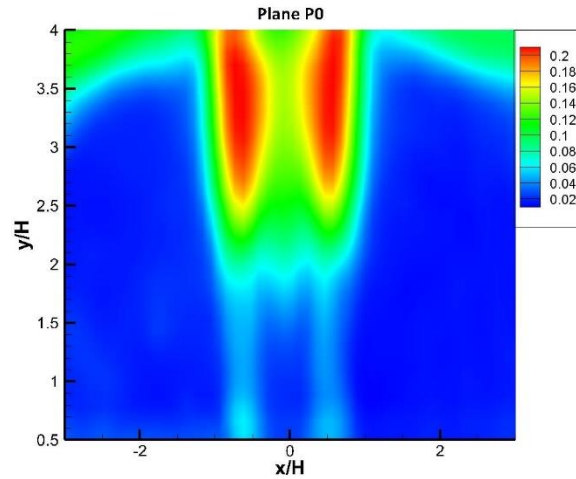


Figure III. 17 : Champs moyen normalisé des taux de turbulence

III.5. Comparaison des mesures cinématiques pour des plans parallèles

Les champs cinématiques de trente plans parallèles ont été enregistrés. Pour pouvoir comparer les résultats pour tous les plans on a choisi plusieurs plans de sorte à balayer les trois parties du jet : partie centrale, partie intermédiaire et la partie proche du bord. Les plans choisis de la partie centrale sont les plans P_2 , P_4 et P_8 , pour la partie intermédiaire on a choisi les plans P_{20} , P_{40} , P_{60} et puis pour la dernière les plans P_{70} , P_{80} et P_{90} .

La comparaison des différents plans s'effectuent en comparant les différents profils étudiés dans la partie précédente (section III.4) par rapport au plan médian.

III.5.1. Partie centrale du jet

Pour les plans de la zone centrale, la vitesse axiale possède le même profil que le plan médian pour $1 < \frac{y}{H} < 4$. On remarque d'après la Figure III. 18, que la vitesse axiale débute pour $\frac{y}{H} = 1$ avec une valeur égale à la vitesse de référence, et puis commence à décroître légèrement jusqu'à atteindre une valeur de 95% au niveau de la plaque ($y/H=4$).

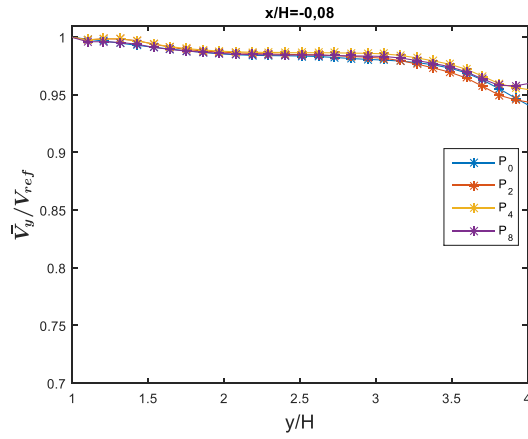


Figure III. 18 : Vitesse axiale des plans P_0, P_2, P_4, P_8

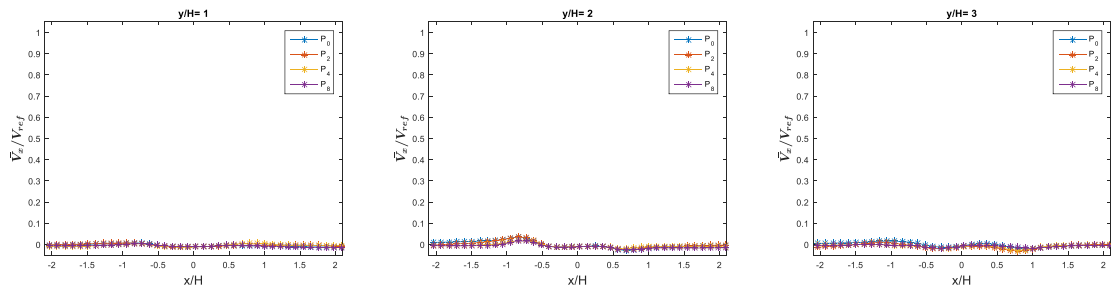


Figure III. 19 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne

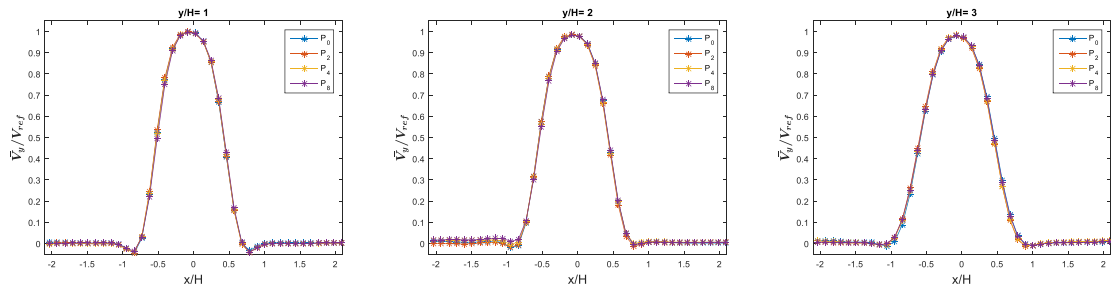


Figure III. 20 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne

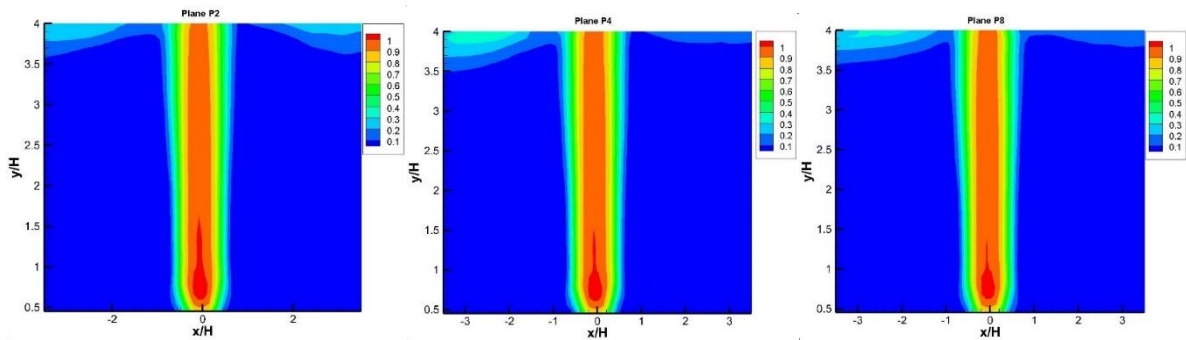


Figure III. 21 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $\frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}{V_{ref}}$

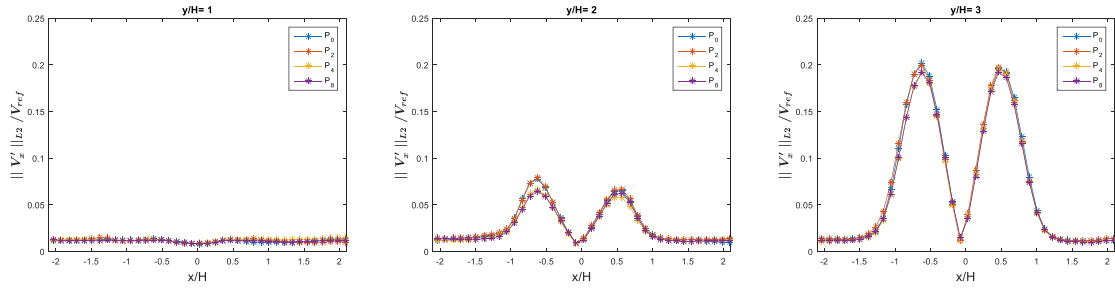


Figure III. 22 : Profils transversaux des fluctuations transversales

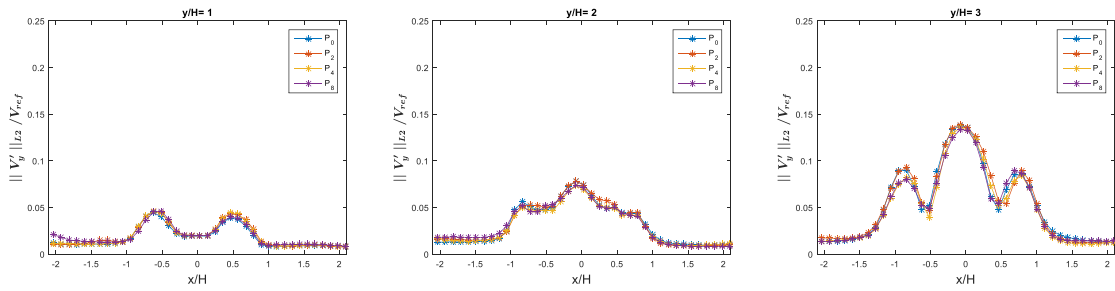


Figure III. 23 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales

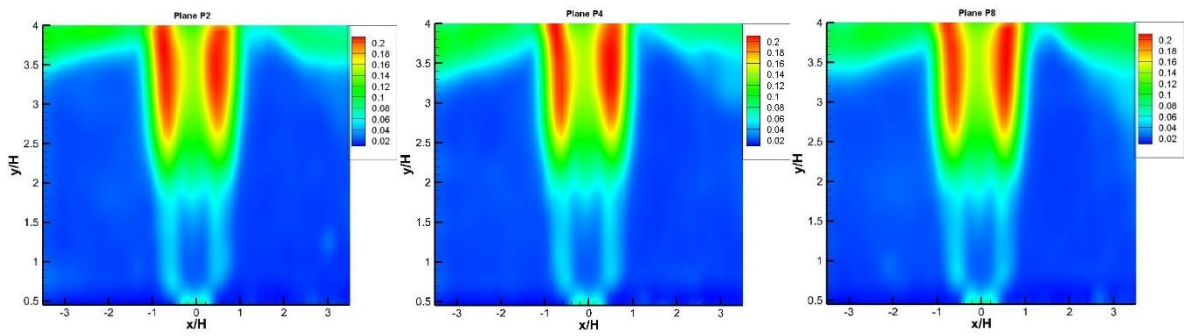


Figure III. 24 : Taux de turbulence des plans dans la zone centrale

III.5.2. Partie intermédiaire

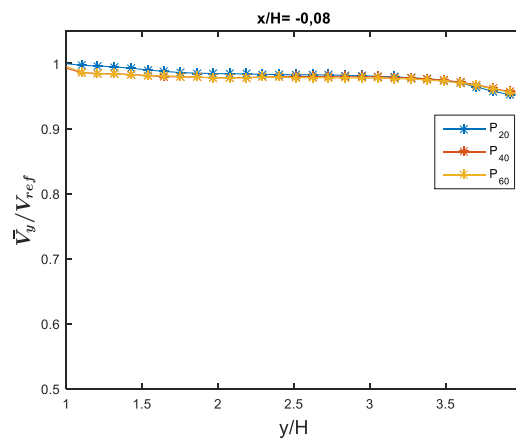


Figure III. 25 : Vitesse axiale dans les plans P_{20} , P_{40} et P_{60}

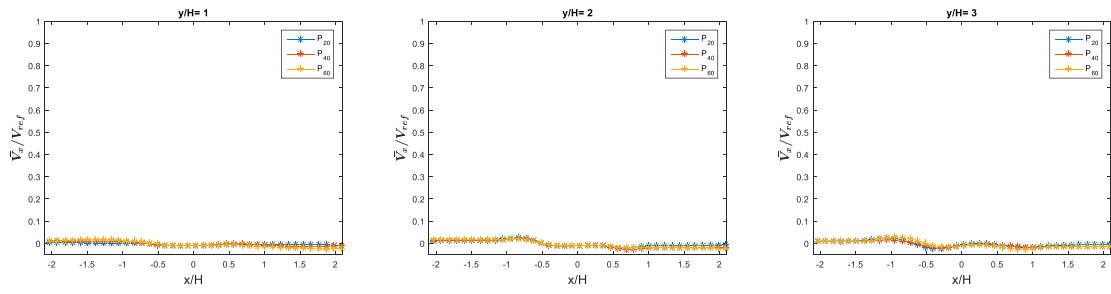


Figure III. 26 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne

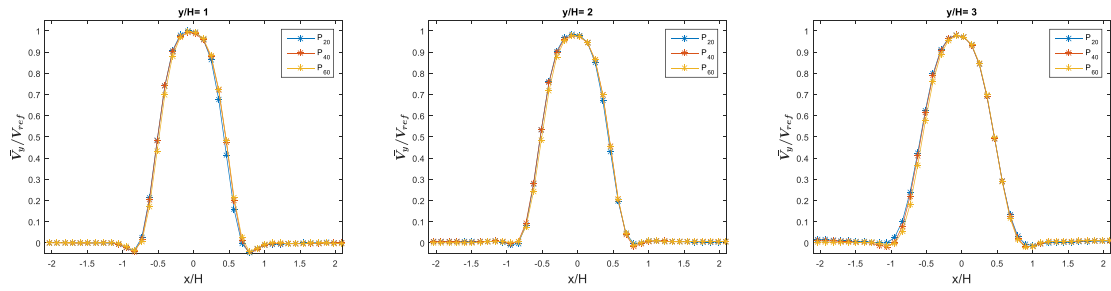


Figure III. 27 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne

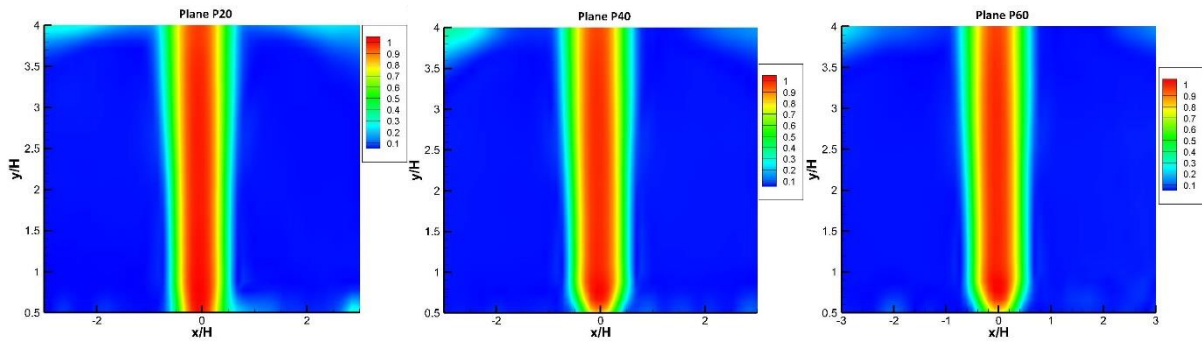


Figure III. 28 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $\frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}{V_{ref}}$

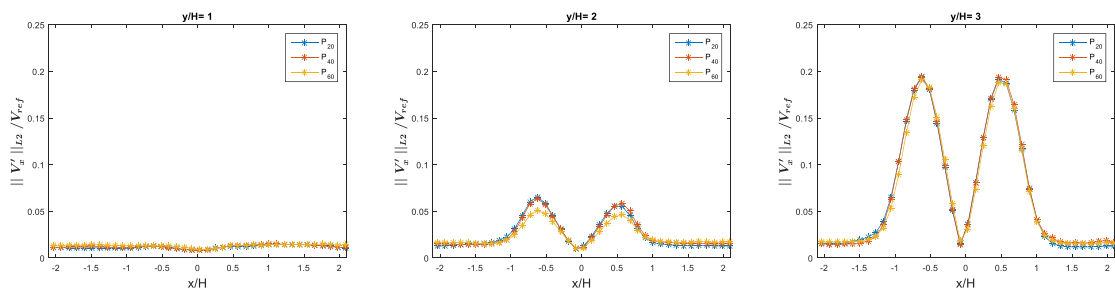


Figure III. 29 : Profils transversaux des fluctuations transversales

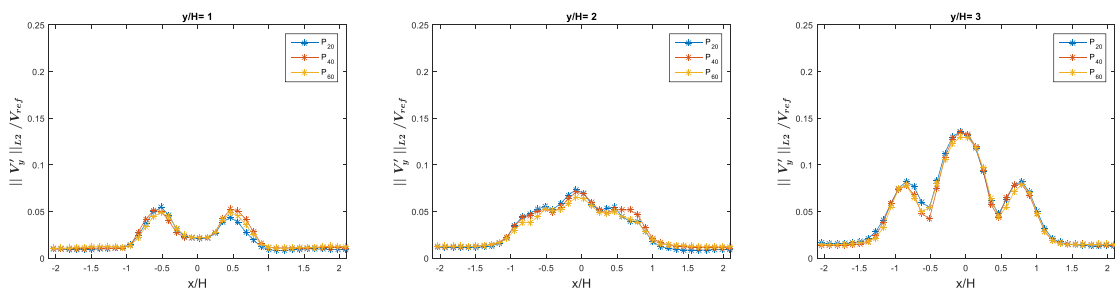


Figure III. 30 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales

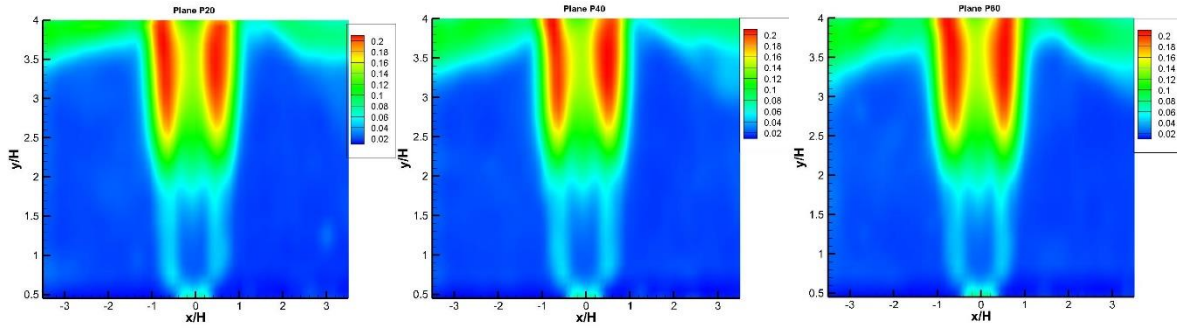


Figure III. 31 : Taux de turbulence dans les plans de la zone intermédiaire

On peut remarquer que le jet est légèrement incliné par rapport à l'horizontale. Cela est dû au réglage du tube débouchant sur le convergent qui ne doit être tout à fait horizontal.

III.5.3. Partie proche du bord

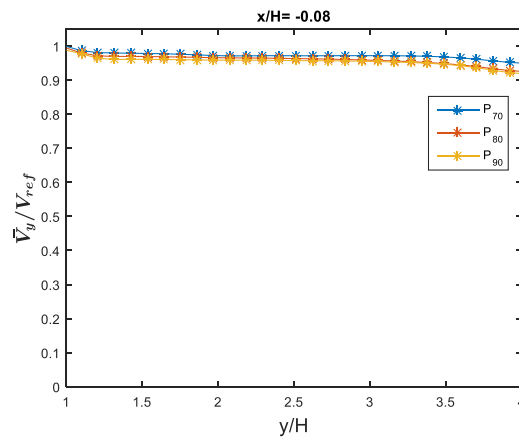


Figure III. 32 : Vitesse axiale des plans P₇₀, P₈₀ et P₉₀

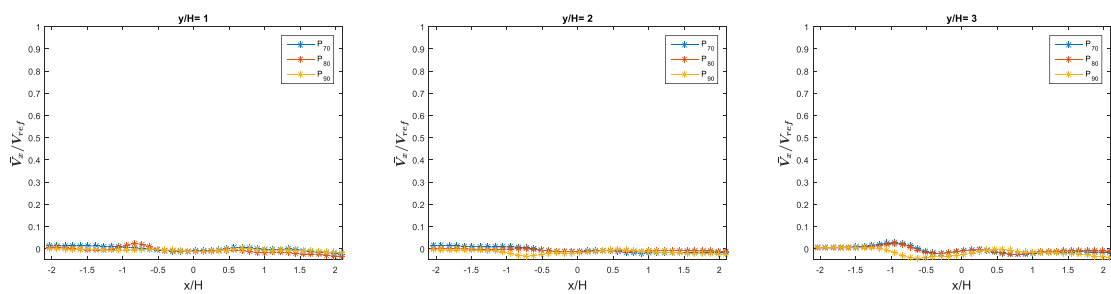


Figure III. 33 : Profils transversaux de la vitesse transversale moyenne

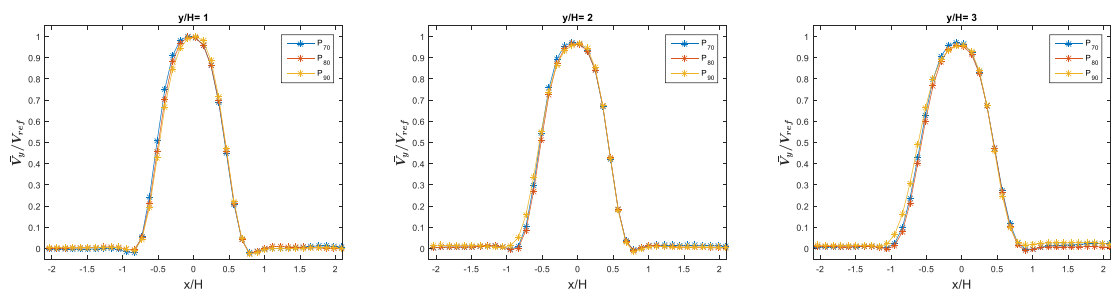


Figure III. 34 : Profils transversaux de la vitesse longitudinale moyenne

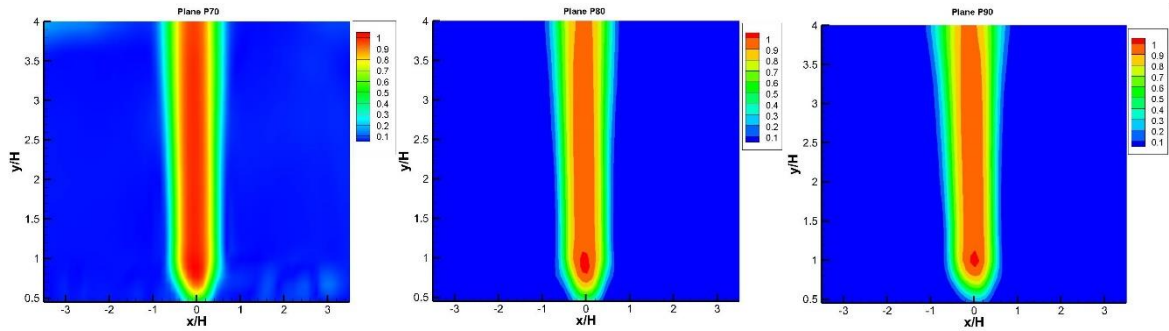


Figure III. 35 : Champs normalisé de la vitesse moyenne normalisée $\frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}{V_{ref}}$

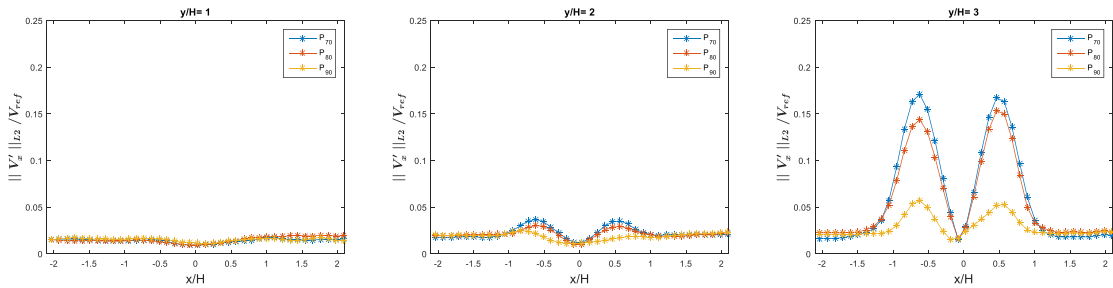


Figure III. 36: Profils transversaux des fluctuations transversaux

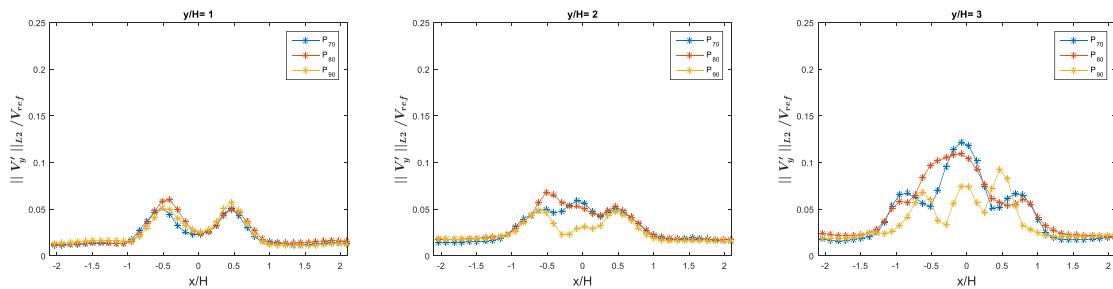


Figure III. 37: Profils transversaux des fluctuations longitudinaux

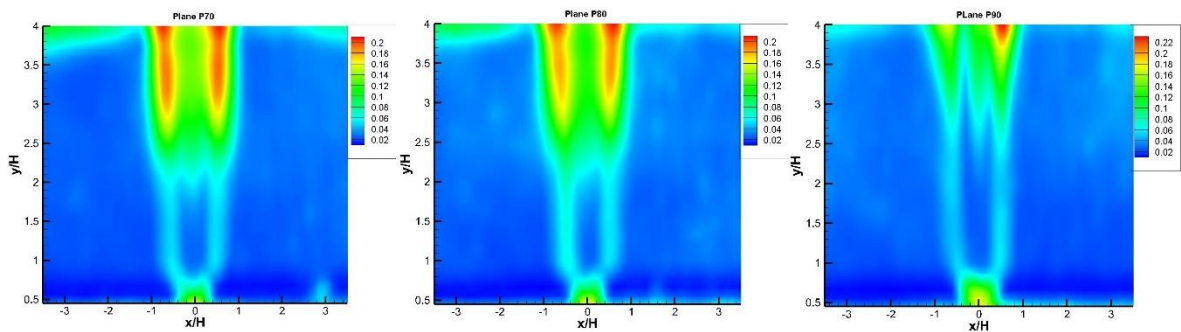


Figure III. 38: Taux de turbulence

Pour cette partie proche du bord, les résultats des différents paramètres étudiés montrent des mêmes profils sauf pour le plan P_{90} . On remarque sur la Figure III. 36 que proche de la plaque les fluctuations transversales ne dépassent pas les 5%. De plus, la Figure III. 37 montre que pour $y/H=3$ le plan P_{90} a un profil des fluctuations longitudinales différents de ceux des autres plans ce qui est dû à un entrainement différent causé par le fait qu'on est sur l'extrémité du jet.

III.6. Evolution de quelques paramètres de l'écoulement

III.6.1. Evolution de la vitesse transversale horizontale

Afin d'étudier la troisième composante de la vitesse obtenue à travers la technique de stéréo-PIV, on a représenté les différents profils de la vitesse transversale horizontale V_z . En premier lieu, le profil de la vitesse moyenne transversale horizontale est étudié pour différents éloignements de la plaque ($\frac{y}{H} = 1, 2 \text{ et } 3$) au niveau d'une part de l'axe du jet à $\frac{x}{H} = -0,08$. On a choisi de même deux autres positions correspondants au passage tourbillonnaire ($\frac{x}{H} = -0,62$ et $\frac{x}{H} = 0,46$). Les résultats montrent sur la Figure III. 39 que pour n'importe quel éloignement de la plaque \bar{V}_z est nulle sur l'axe du jet pour : $0 \leq z \leq 85 \text{ mm}$, sur les bords du jet et à partir de 85 mm on remarque une augmentation légère due aux effets de bords. Les résultats pour les endroits où passent des tourbillons affirment l'hypothèse que la moyenne latérale est quasi nulle. Pour $\frac{x}{H} = -0,62$ et $\frac{x}{H} = 0,46$ l'évolution de ce paramètre est un peu moins ordonnée tout en restant aux alentours de 0 en valeur normalisée. On remarque que pour $\frac{x}{H} = -0,62$ et à partir du plan P_{60} une augmentation de la valeur de \bar{V}_z jusqu'à à peu près 5% est enregistré.

D'une façon générale on constate que cette composante transversale horizontale reste négligeable par rapport aux autres composantes. En effet, sur tous les points de mesure les résultats sont proches de zéro et restent de l'ordre de l'erreur de mesure.

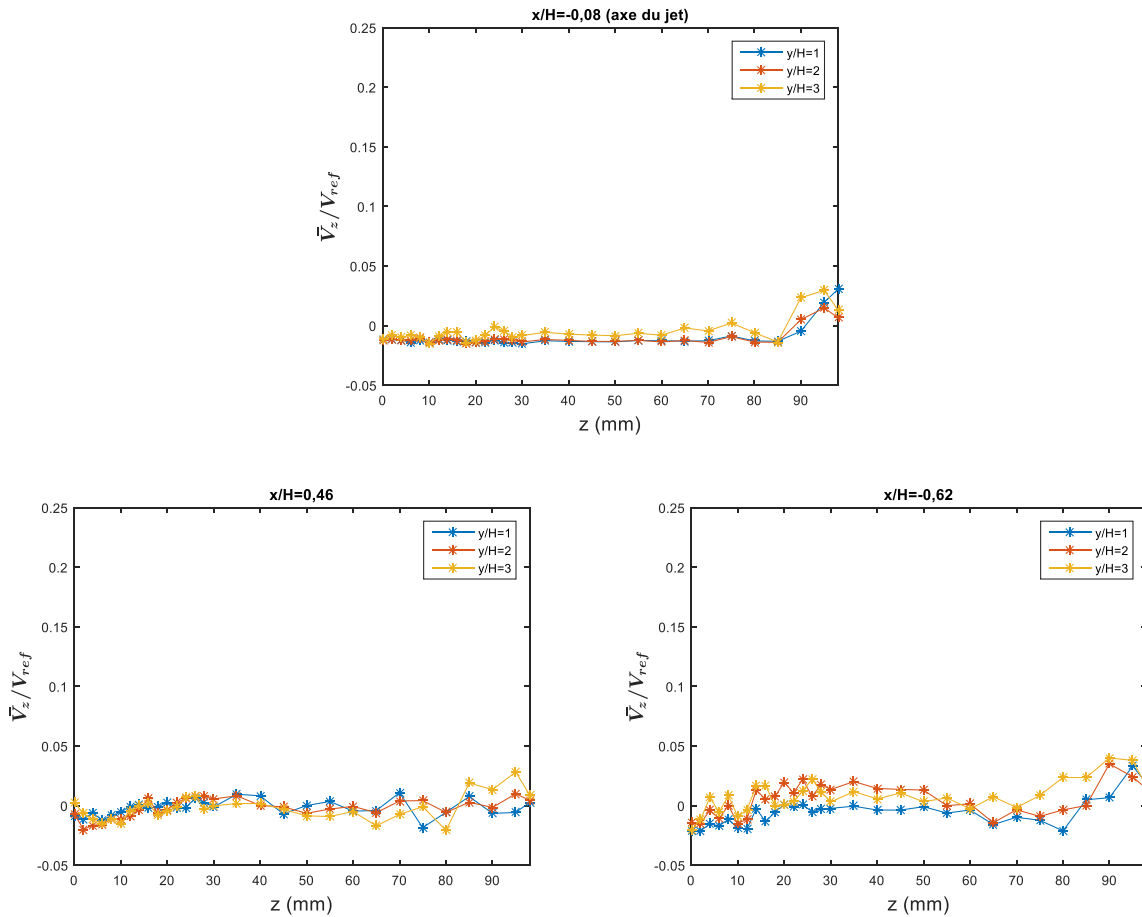
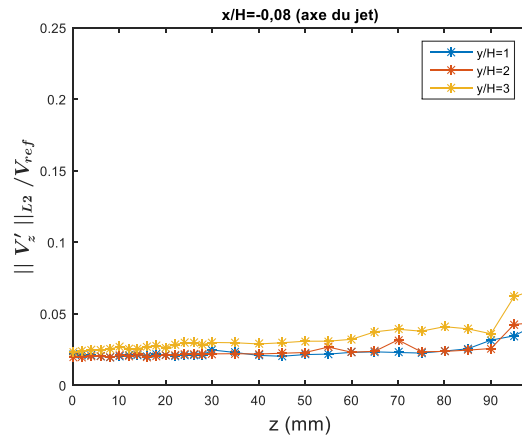
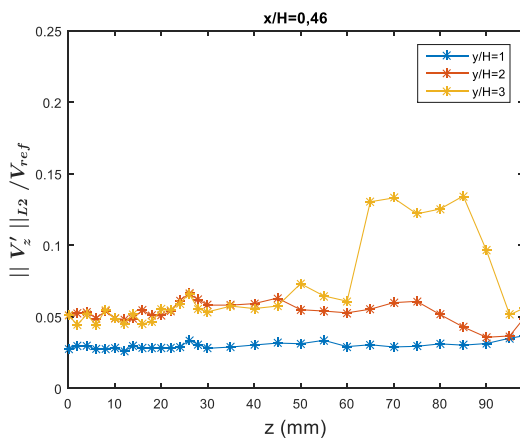


Figure III. 39 : Profil de la vitesse transversale horizontale moyenne

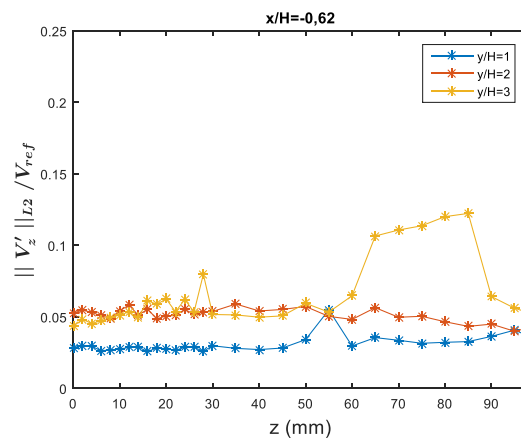
De même, le taux de turbulence de la troisième composante de vitesse est étudié. D’après Figure III. 40, cette composante est de l’ordre de 2 à 3% sur l’axe du jet de P_0 jusqu’à P_{98} , une augmentation brusque jusqu’à 5% est enregistré à partir de P_{90} . D’autre part, et pour $\frac{x}{H} = 0,46$ et $\frac{x}{H} = -0,62$ axes de passage des tourbillons, l’évolution de ce paramètre n’est pas pareil. En fait, les taux de turbulence proche de la sortie du jet (pour $y/H=1$) est de l’ordre de 3% pour tous les plans enregistrés. Plus proche de la plaque, ce paramètre est égale à 5% pour $y/H=2$ et 3 jusqu’au plan P_{60} . A partir du plan P_{60} le taux de turbulence transversal augment proche de la plaque pour $y/H = 3$ jusqu’à atteindre une valeur de 12%, ce qui est dû aux effets de bords de la plaque.



(a) $x/H = -0,08$



(b) $x/H = 0,46$



(c) $x/H = -0,62$

Figure III. 40 : Profils des fluctuations transversaux horizontaux

III.6.2. Trajectoire des tourbillons

Pour visualiser la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement, on a étudié les trajectoires des tourbillons pour quatre plans, un de chaque zone de l'écoulement. Plusieurs critères de détection sont disponibles dans la littérature telle la vorticité, le critère λ_2 et le critère Q . Comme c'est discuté dans la section précédente le critère λ_2 est le plus représentatif des tourbillons. En fait, la dynamique qui nous intéresse c'est la dynamique tourbillonnaire. Pour cette raison, on a visualisé les trajectoires des plans déjà cité en se basant sur le critère λ_2 . Les mesures sont faites avec une fréquence d'échantillonnage de 5 kHz sur 0.5 s, d'où 2500 couplets d'images sont disponibles. En appliquant le critère λ_2 sur chacun des 2500 champs instantanés on obtient la localisation des tourbillons pour chaque instant seul. Pour dessiner les trajectoires des tourbillons de la sortie du convergent jusqu'à la plaque fendue dans le temps, les champs de critère λ_2 instantanés sont superposés.

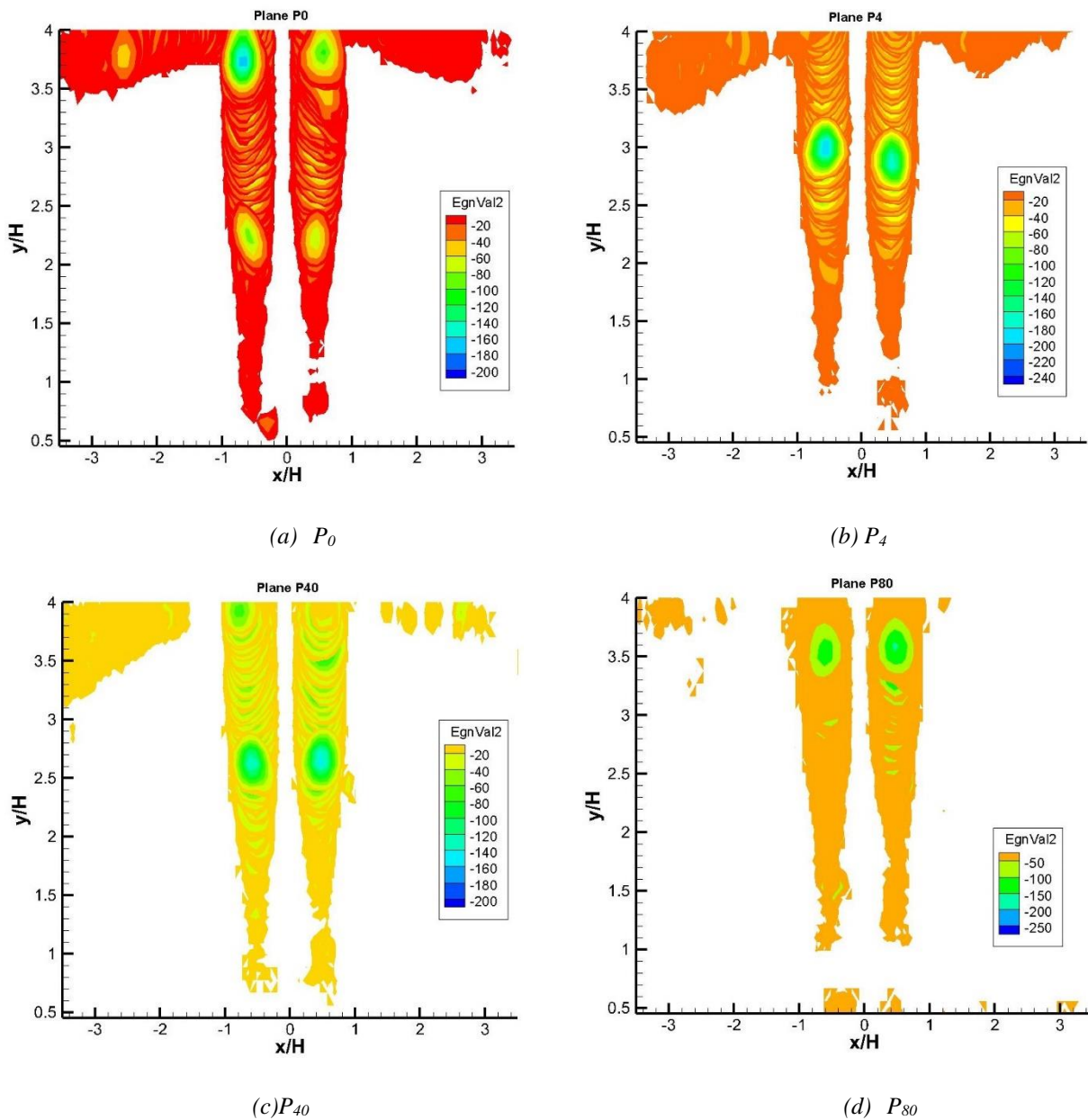


Figure III. 41 : Trajectoires de différents plans

La Figure III. 41 montre les trajectoires des tourbillons pour les plans choisis. On remarque que pour $L/H = 4$ et $Re = 4458$ les tourbillons ont le même suivi pour tous les plans. Pour la partie centrale (P_0 , P_4) ainsi que la partie intermédiaire (P_{40}), les tourbillons suivent une seule direction qui se dévie au niveau de la plaque.

III.7. Conclusion

Le troisième chapitre était essentiellement consacré pour décrire la technique de mesures des plans parallèles par mesures PIV stéréoscopiques et de discuter les résultats de quelques paramètres du champ cinématique. Dans une première partie, on a mis en œuvre la campagne de mesure stéréoscopique. Trente plans parallèles sont enregistrés indépendamment par la technique de SPIV pour une fréquence de 5 kHz enregistrant 2500 couplets d'images pour une durée de 0,5s. Les plans sont des plans (x, y) parallèles selon z et balayant le volume d'étude de P_0 (plan médian) jusqu'à l'extérieur de la fente pour P_{98} . Les mesures sont faites pour un

confinement de $L/H=4$ et un Reynolds de $Re=4487$. Ensuite et dans la deuxième partie on a traité le plan médian. Une chaîne de traitement PIV a été présentée en plus que l'application de quelques critères de détection des tourbillons. Tous les profils transversaux de vitesse moyenne et des fluctuations ont été dessinés pour le plan médian. On a remarqué que la vitesse longitudinale moyenne domine dans l'écoulement. Tandis que pour les fluctuations on remarque que plus on s'approche de la plaque fendue plus les fluctuations transversales augmentent en amplitude en présentant deux pics au niveau de la fente représentant le passage d'un couple de tourbillon de part et d'autre de l'axe du jet. Ensuite, on a comparé les résultats obtenus pour le plan médian avec les autres plans tout en les divisant en trois parties : partie centrale du jet (P_2 , P_4 et P_8), partie intermédiaire (P_{20} , P_{40} et P_{60}) et la partie proche du bord du jet (P_{70} , P_{80} et P_{90}).

CHAPITRE.IV Analyse et reconstruction par Snapshot POD

Table des matières :

IV.1. Introduction	75
IV.2. Méthode POD	75
IV.2.1. Méthode d'approximation	75
IV.2.2. Méthode de reconstruction (Snapshot POD)	77
IV.3. Analyse de l'écoulement	79
IV.3.1. Analyse par zones : POD 2D-2C à z fixe	79
IV.3.1.1. Vecteurs propres	80
IV.3.1.2. Valeurs propres	89
IV.3.2. Influence de la troisième composante de vitesse V_z	92
IV.3.2.1. Fonctions spatiales $\Phi_{kx, y}$	92
IV.3.2.2. Valeurs propres	96
IV.3.2.3. Coefficients $a_n(t)$	97
IV.3.3. Caractérisation spatio-temporelle des tourbillons générés à proximité de la plaque	99
IV.4. Reconstruction par POD	103
IV.4.1. Reconstruction du plan médian P0	103
IV.4.2. Discussion pour d'autres plans	108
IV.5. Conclusion	110

IV.1. Introduction

Les mesures des champs cinématiques représentent des qualités très importantes de données. Ce qui alourdi leur manipulation pour notamment des problèmes de contrôle qui visent la réduction des nuisances sonores.

L'objectif de ce chapitre est de modéliser l'écoulement pour extraire un nombre réduit de paramètres physiques pertinents qui permettent de remonter la dynamique de l'écoulement.

La méthode de la décomposition en modes propres, POD (Proper Orthogonal Decomposition), permet l'extraction des modes les plus énergétiques de l'écoulement. Afin de reconstruire l'écoulement d'une façon correcte, il est nécessaire de comprendre la topologie de l'écoulement pour l'analyse des modes obtenues pour la reconstruction de l'écoulement.

Dans une première partie de ce chapitre, on introduit la décomposition en modes propres où elle sera traitée comme une méthode d'approximation. La méthode de snapshot POD sera ensuite expliquée et détaillée en vue de la reconstruction d'un écoulement. Dans une deuxième partie, une analyse 2D-2C (2 dimensions, 2 composantes) de l'écoulement sera présentée et appliquée par méthodes de snapshot POD sur des champs de vitesses mesurés dans plans parallèles. On discutera dans la même section l'influence de la troisième composante de la vitesse, en analysant l'écoulement par application de la POD sur les trois composantes de la vitesse qu'on appellera POD 2D-3C. Ensuite, on caractérisera l'évolution spatio-temporelle des tourbillons du jet. Finalement, une reconstruction de différents plans sera faite en appliquant la POD 2D-3C. On discutera les résultats obtenus pour un certain nombre de plans, et on calculera enfin l'erreur de reconstruction pour conclure sur la performance de de la POD dans le cas des jets utilisés dans cette étude.

IV.2. Méthode POD

IV.2.1. Méthode d'approximation

Dans le contexte des approches expérimentales ou numériques, les scientifiques collectent généralement de très grandes quantités de données. Ce problème nécessite une technique qui extrait les informations essentielles pour comprendre et modéliser le processus étudié. L'une des techniques proposées est la Décomposition Orthogonale en valeurs propres « Proper Orthogonal Decomposition » abrégé par POD. Cette technique prend une donnée et crée une base orthonormée constituée par des fonctions estimées comme les solutions d'un problème continu de valeur propre connu sous le nom de l'équation de *Fredholm*. Ces fonctions propres sont par définition caractéristique des réalisations les plus probables des données d'entrée.

On commence premièrement par présenter la POD comme une méthode d'approximation. Étant donné un champ de vitesse instantané $U(X, t_i)$ obtenu expérimentalement sur un domaine d'intérêt $D = \Omega \times [0, T]$, on cherche à approcher le vecteur de vitesse en tant que somme finie de variables séparées comme indiqué ci-dessous :

$$U(X, t) \cong \sum_{n=1}^K a_n(t) \Phi^n(X). \quad (\text{IV.1})$$

Où $a_n(t)$ sont les n modes POD du coefficient de projection et $\Phi^n(X)$ sont les n fonctions propres POD. Ces dernières sont obtenues, dans cette étude, à partir de l'équation intégrale de Fredholm (IV.5) dont le noyau est acquis expérimentalement au moyen de plans SPIV (Stéréo-PIV).

On désigne par $X = (x, y, z)$ la coordonnée spatiale et t la coordonnée temporelle. Ainsi, l'approximation est exacte lorsque $K \rightarrow \infty$. Le problème est de trouver les fonctions de base $\Phi^n(X)$ de telle sorte que l'approximation pour chaque K soit aussi performante que possible dans le sens des moindres carrés. La décomposition orthogonale en valeurs propres (POD) fournit la détermination des fonctions $\Phi^n(X)$ qui sont naturellement intrinsèques pour l'approximation de $U(x, t)$. En fait, il fournit la détermination des fonctions les plus déterministes qui sont similaires à $U(x, t)$ en moyenne. Le problème d'approximation peut alors être exprimé en déduisant les fonctions orthonormées $\Phi^n(X)$ avec $n = 1, \dots, K$ avec $K \leq N$ (où N est le nombre d'échantillons temporels appelés Snapshots) qui résout l'équation suivante :

$$\min \sum_{k=1}^N \left\| U(X, t_k) - \sum_{n=1}^K [U(X, t_k), \Phi^n(X)] \Phi^n(X) \right\|_2^2. \quad (\text{IV.2})$$

On désigne par $a_n(t)$ le coefficient temporel tel que $a_n(t_k) = [U(X, t_k), \Phi^n(X)]$.

Dans le contexte de la mécanique des fluides, le problème essentiel est d'extraire de l'ensemble des vecteurs de vitesse une structure cohérente. Lumley [22] définit la structure cohérente comme la fonction déterministe, qui est la mieux, corrélée en moyenne avec les réalisations $U(X, t)$. Mathématiquement, trouver cette structure équivaut à trouver une fonction Φ qui a la plus grande projection carrée moyenne sur l'observation $U(X, t)$.

En d'autres termes, l'objectif est de rechercher une fonction Φ qui est la solution du problème de maximisation sous contrainte :

$$\max_{\psi \in L^2(D)} \frac{\langle |(\psi, \psi)^2| \rangle}{\|\psi\|^2} = \frac{\langle |(\psi, \Phi)^2| \rangle}{\|\Phi\|^2}, \quad (\text{IV.3})$$

Où :

- $(\phi, \phi) = \|\phi\|^2 = 1$
- $L^2(D)$ est l'espace des fonctions de carré intégrable sur le domaine D
- $(., .)$ et $\|\cdot\|$ définissent respectivement le produit scalaire de l'espace L^2 et la norme L^2 sur D
- $\langle . \rangle$ est l'opérateur moyen de l'espace sur le domaine spatial Ω .

Le problème de maximisation ci-dessus est un problème classique dans le calcul des variations et peut être exprimé comme un problème de valeur propre où sa solution est égale à la plus grande valeur propre de :

$$R\Phi = \lambda\Phi. \quad (\text{IV.4})$$

Ce problème de valeur propre peut être écrit comme un problème d'intégral de Fredholm de valeur propre comme suit :

$$\sum_{j=1}^{n_c} \int_D R_{ij}(X, X') \Phi_j(X') dX' = \lambda \Phi_i(X). \quad (\text{IV.5})$$

Où, le tenseur de corrélation du temps de vitesse R est défini comme suit :

$$[R]_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{m=1}^M U(X_m, t_i) U(X_m, t_j) \quad \text{avec } (i, j = 1, 2, \dots, N) \text{ et } M \text{ dimension de } \Omega. \quad (\text{IV.6})$$

A noter que ces fonctions propres du problème, sont optimales par rapport à la capacité de représenter l'énergie cinétique de l'écoulement. Pour plus de détails, le lecteur est référé à (Nobach et al., 2007) où la POD est expliquée en détails.

IV.2.2. Méthode de reconstruction (Snapshot POD)

La méthode de snapshot POD (ou POD temporelle) est introduite dans la présente étude afin de reconstruire le volume étudié d'un jet impactant, qui est mesuré par un ensemble de vingt-deux mesures de plan SPIV. Pour chaque plan, le vecteur de vitesse instantané $U(x, y, z, t)$ est acquis à l'instant t_i où $i = 1, 2, \dots, N$. Le nombre N est défini comme étant le nombre d'échantillons, dans notre cas il est égal au nombre des Snapshots (2500 images). Ces données instantanées de plan du champ de vitesse tridimensionnel sont considérées comme les Snapshots du champ d'écoulement. Ainsi, la reconstruction POD est effectuée sur 2500 snapshots de données pour les plans mesurés. Pour une POD 2D 3C, les trois composantes de vitesse V_x, V_y, V_z obtenues par SPIV sont disposées dans la matrice de vitesse U tel que :

$$U = [U^1 \quad U^2 \quad U^3 \dots \quad U^N]. \quad (\text{IV.7})$$

$$\text{Avec } U^i = [V_{x_1}^i \quad \dots \quad V_{x_M}^i \quad V_{y_1}^i \quad \dots \quad V_{y_M}^i \quad V_{z_1}^i \quad \dots \quad V_{z_M}^i],$$

Où M = nombre totale de mailles du plan de mesure SPIV tel que :

$$M = N_x \times N_y \times N_z = 106 \times 34 \times 22 = 79\,288 \quad (\text{IV.8})$$

A noter que dans certaines parties de ce chapitre on a appliqué la méthode POD 2D 2C qui consiste à construire la matrice de vitesse U avec les deux premières composantes de la vitesse V_x et V_y .

Le tenseur d'autocorrélation est défini comme :

$$R = U^T U. \quad (\text{IV.9})$$

Les valeurs et les vecteurs propres de la POD sont donc obtenus par la résolution de l'équation de Fredholm (Nobach et al., 2007) $RA = \lambda A$ où A représente la matrice des vecteurs propres ou autrement la base de la POD et $\lambda^{(k)}$ correspond aux valeurs propres de R du $k^{\text{ème}}$ mode POD. Ces valeurs et vecteurs propres peuvent donc

être obtenus par une résolution numérique de l'équation de Fredholm. Les solutions sont ordonnées par rapport à la taille des valeurs propres comme suite :

$$\lambda^1 > \lambda^2 > \lambda^3 > \dots > \lambda^{N_{pod}} = 0. \quad (\text{IV.10})$$

Egalement, la valeur propre $\lambda^{(k)}$ divisée par l'énergie totale E_t représente l'énergie E_k contenue dans le $n^{\text{ème}}$ mode comme suite :

$$E_k = \frac{\lambda^{(k)}}{E_t}, \text{ avec } E_t = \sum_{k=1}^{N_{pod}} \lambda^{(k)} \quad (\text{IV.11})$$

Ainsi, la quantité d'énergie cinétique du champ de vitesse dans les Snapshots pour un mode donné est proportionnelle à la valeur propre correspondante. Comme indiqué précédemment, les valeurs propres sont ordonnées par ordre décroissant, ce qui signifie que les modes les plus importants en termes d'énergie sont les premiers modes. Par conséquent, si un écoulement a une structure dominante, les Snapshots peuvent être reconstruits en utilisant les premiers modes qui représentent la structure dominante.

Le mode POD (ou la fonction propre POD Φ^k) peut être représenté comme une combinaison linéaire des vecteurs propres A et du vecteur de vitesse instantané U comme suite :

$$\Phi^k(X) = \sum_{i=1}^N a_k(t_i) U(X, t_i), \quad k = 1, 2, \dots, N_{POD}. \quad (\text{IV.12})$$

De cette décomposition, on peut déduire le champ de vecteur vitesse reconstruit $U_{rec}(X, t)$ comme :

$$U_{rec}(X, t_i) = \sum_{k=1}^{N_{POD}} a_k(t_i) \Phi^k(X), \quad i = 1, 2, \dots, N. \quad (\text{IV.13})$$

L'objectif de l'application du POD est de fournir une base optimale au sens de l'énergie. Comme mentionné précédemment, la base optimale est obtenue par une troncature des fonctions POD à un certain ordre K . Le choix de K est alors une tâche importante.

En dénotant N_{POD} le nombre de modes POD obtenus par résolution de l'équation de Fredholm, l'erreur de troncature $\varepsilon(K)$ à l'ordre K est représentée comme suit :

$$\begin{aligned} \varepsilon(K) &= \left\| U(X, t) - \sum_{n=1}^K [U(X, t), \Phi^n(X)] \Phi^n(X) \right\|^2 \\ &= \left\| \sum_{n=K+1}^{N_{POD}} [U(X, t), \Phi^n(X)] \Phi^n(X) \right\|^2. \end{aligned} \quad (\text{IV.14})$$

Comme expliqué par (Podvin and Sergent, 2012), il existe plusieurs définitions de la dimension de base optimale. (Sirovich, 1987) a proposé une définition arbitraire mais facilement utilisable suggérant de prendre les modes où la somme de leurs énergies représente au moins 90% de l'énergie totale et de sorte que chacun des modes négligés ne représente pas plus de 1% de l'énergie du mode principal.

Le choix de la POD comme méthode directe ou la méthode de snapshot dépend de la taille du maillage. Etant donné M la taille du maillage spatiale, et n_c le nombre des composantes de la vitesse U , la taille du problème de valeur propre est définie comme $N_{POD} = M \times n_c$.

Dans cette étude le nombre de données spatiales pour chaque plan est $M = 79\,288$ donc en considérant la méthode directe la taille du problème de valeur propre va être de l'ordre de 237 864 en considérant les trois composantes de la vitesse. Ce qui est énorme d'un point de vue mémoire et temps de calcul. D'autre part, pour la méthode de snapshot POD $N_{POD} = N$ avec N le nombre d'échantillons temporels. Donc, la snapshot POD réduit considérablement le temps de calcul lorsque M qui est le nombre de points spatiaux dans les données des instantanés est bien supérieur à N . Pour cette raison, chaque fois que cette condition est remplie, la méthode de snapshot POD est préférée.

IV.3. Analyse de l'écoulement

Dans cette section, la méthode de snapshot POD est appliquée pour deux cas : un problème basé sur l'utilisation de deux composantes de vitesse (POD 2D-2C ou POD tranche, plan $x - y$), et un problème basé sur les trois composantes de vitesse du plan SPIV (POD 2D-3C). Le premier problème est appliqué pour l'analyse des structures cohérentes pour certaines zones de l'écoulement. Tandis que le deuxième est consacré à l'étude de l'influence de la troisième composante de la vitesse sur l'analyse de l'organisation des structures cohérentes de l'écoulement.

IV.3.1. Analyse par zones : POD 2D-2C à z fixe

En fait, la réalisation d'une POD tranche permet l'analyse de l'organisation des structures cohérentes dans une zone de l'écoulement (Alfonsi et al., 2003). 22 plans POD 2D-2C sont réalisées pour les positions des plans SPIV allant de P_0 jusqu'à P_{60} (Figure IV. 1). L'analyse est réalisée à partir des premiers modes POD des valeurs propres λ_k et des vecteurs propres Φ^k pour trois positions en z correspondant à $z = 0\text{ mm}$, $z = 4\text{ mm}$ et $z = 8\text{ mm}$. Afin de s'assurer que tous les plans mesurés représentent les mêmes phénomènes on a considéré dans ce chapitre les trois plans P_0 , P_4 et P_8 . Rappelons que le premier plan P_0 est le plan médian : le plan qui est situé au milieu du jet et les deux autres sont espacés de ce dernier de 4 et 8 mm. Le tenseur de corrélation est établi dans cette section avec deux composantes de vitesse pour le cas des champs de vitesse fluctuante.

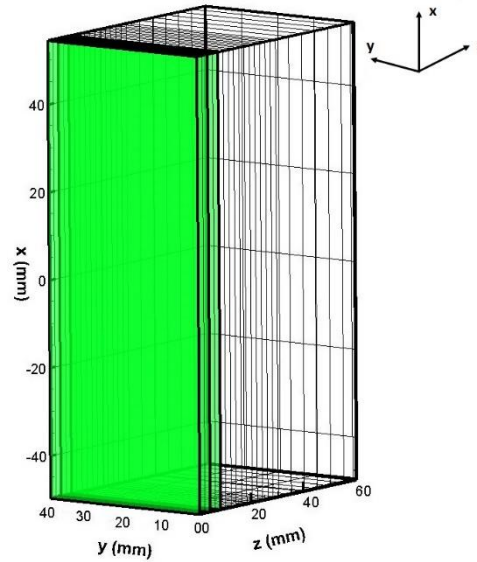


Figure IV. 1: Plans mesurés, en vert (P0, P4 et P8)

IV.3.1.1. Vecteurs propres

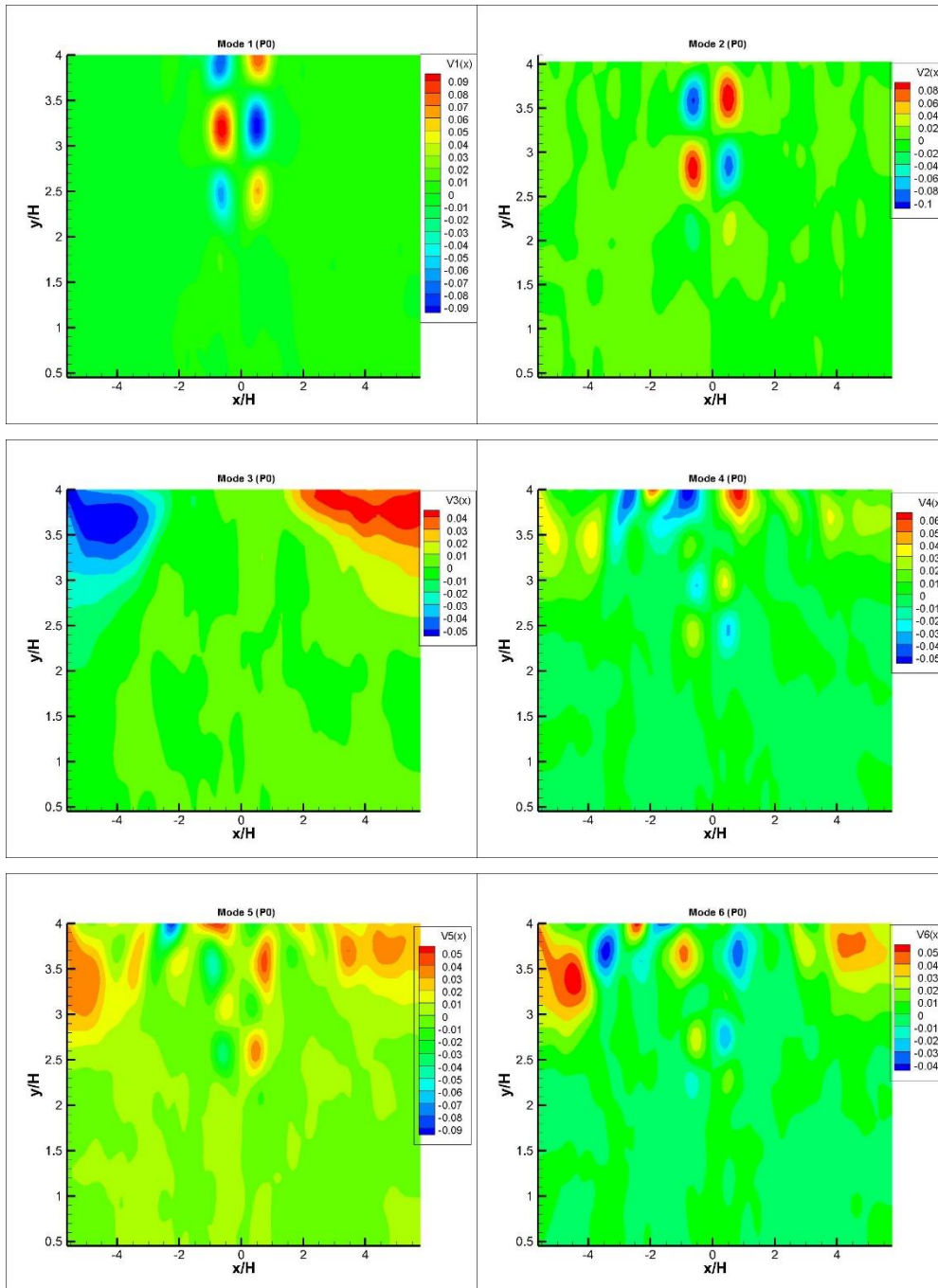
Comme c'est déjà cité dans la littérature, la POD est utilisée comme une base optimale pour examiner le cycle de vie des structures cohérentes. La topologie des modes individuels des vecteurs propres POD, $\Phi^k(X)$, peut être analysée à l'aide de la représentation du champ des vecteurs propres Φ_u^k et Φ_v^k dans les plans (x, y) ainsi que les champs des deux composantes transversale et longitudinale du vecteur propre, Φ_u^k ou Φ_v^k . On analysera dans cette section les modes individuels des vecteurs propres POD, Φ^k . La discussion des résultats sera faite sur la composante transversale Φ_u^k puisqu'elle est la plus représentative des phénomènes tourbillonnaires (rappelons que y est la direction de l'entraînement).

Analyse des modes spatiaux du plan médian

On commence par l'analyse du plan médian. La Figure IV. 2 montre les dix premiers modes obtenus par POD 2D-2C et la Figure IV. 3 représente le champs de vecteurs (Φ_u^k, Φ_v^k) pour $k = 1, \dots, 10$. En effet, les deux premiers modes présentent des 'tourbillons' situés de part et d'autre de l'axe du jet $x/H = 0$ dont les positions sont décalées d'une fraction de longueur d'onde selon y (voir section IV.3.3). Cette forte ressemblance illustre la cohérence spatiale de l'écoulement (Figure IV. 2 et Figure IV. 3). Ces deux modes peuvent donc être interprétés comme régissant de la convection des tourbillons et sont donc à associer. De plus, d'après Tableau IV. 1 les premiers deux modes sont les plus importants du point de vue énergétique où mode 1 possède une énergie de 27.48% et mode 2 de 25.75%. Ces résultats montrent que les deux premiers modes sont les plus représentatifs de notre écoulement, parce que d'une part il représente les fluctuations tourbillonnaires et d'autre part ils couvrent ensemble plus que 50% de l'énergie totale de l'écoulement. L'interprétation des autres modes est beaucoup moins aisée.

En observant le champ de vecteurs (Φ_u^k, Φ_v^k) , on remarque que le mode 3 représente les phénomènes qui se passent au niveau de la plaque de part et d'autre de la fente. Néanmoins, le niveau énergétique de ce mode est relativement important et est égale à 11.77% de l'énergie totale.

On peut cependant noter que les modes 4 et 5 et 6, présentent de petits tourbillons de part et d'autre de l'axe du jet en plus que d'autres tourbillons à proximité de la plaque. Ces trois modes peuvent pourraient être associés à des petites structures de l'écoulement détaché du gros tourbillon une fois arrivé à proximité de la plaque. A noter que les structures détectées par ces modes sont situées au niveau de la plaque seulement c.-à-d. pour $3.5 < y/H < 4$. En regardant leur contribution énergétique, on remarque que les deux modes 4 et 5 ont une énergie de 2.44% et 2.40% respectivement. Tandis que le mode 6 possède une énergie moins importante de l'ordre de 2%.



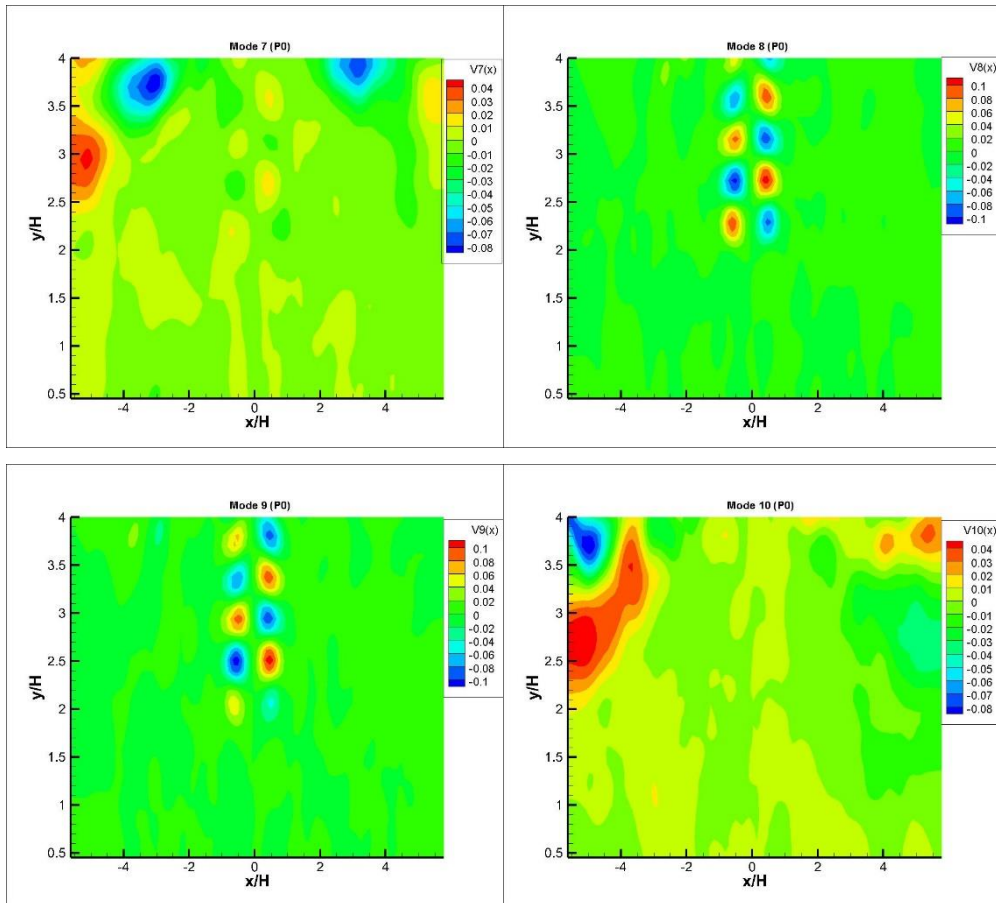
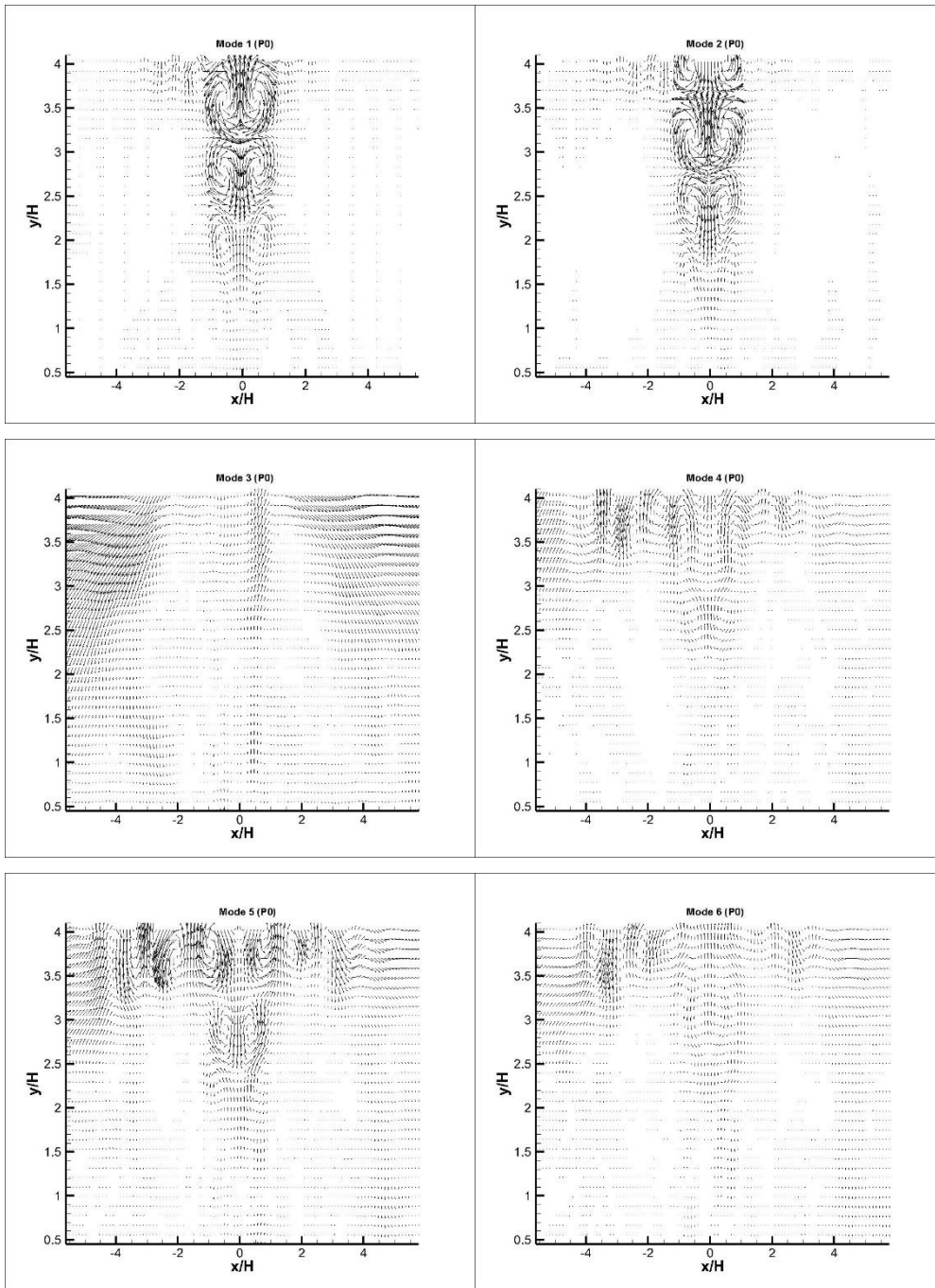


Figure IV. 2: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C,
plan médian ($z = 0$ mm)

A partir du mode 6, les modes ont des allures beaucoup moins régulières et les structures sont de plus petite échelle ayant une énergie beaucoup moins importante de l'ordre de 2% pour le 6^{ème} mode et 1.17% pour le 10^{ème} mode. Notons que les modes 8 et 9 représentent les petites structures tourbillonnaires tout au long de l'axe du jet qui s'intercalent entre les grosses structures tourbillonnaires. Ces tourbillons de petites tailles se situent sur l'axe $y/H = 4$ et pour $\frac{x}{H} = -4$ et $\frac{x}{H} = -3$ (voir Figure IV. 2 et Figure IV. 3). Ces deux modes appartiennent à un couple de valeurs propres approximativement de même amplitude (voir Tableau IV. 1).



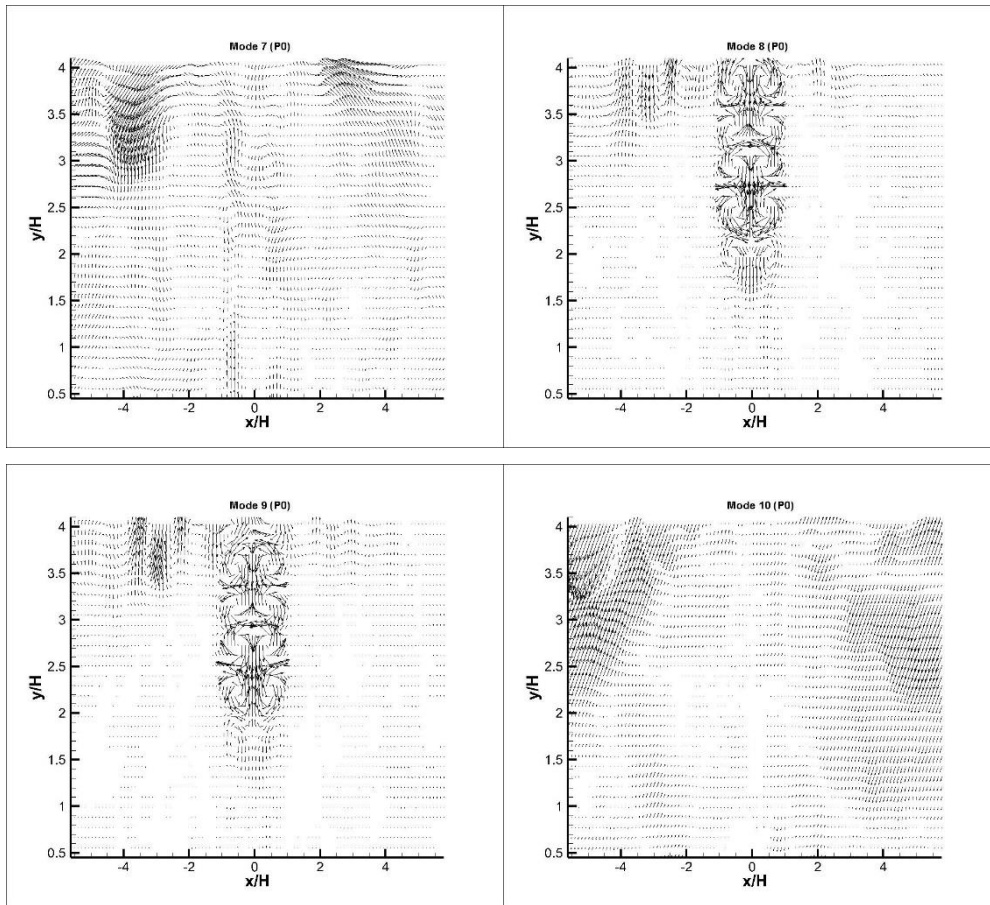


Figure IV. 3: Les champs de vecteurs (Φ_u^k, Φ_v^k) pour les 10 premiers modes

Pour résumer, à partir de l’observation des dix premiers modes propres (Figure IV. 2) et par comparaison avec la répartition énergétique (Tableau IV. 1) on constate que les valeurs propres décroissent très rapidement. La représentation énergétique présente également des couples de valeurs propres approximativement de même amplitude. Ce phénomène est caractéristique d’une décomposition issue de la snapshot POD et traduit une organisation physique privilégiée de l’écoulement. Cela se retrouve directement dans la structuration des modes spatiaux (structure extraite au même endroit pour des modes du même couple). Les modes 1 et 2 représentent environ 55% de l’énergie fluctuante avec une visualisation d’une même allure tourbillonnaire de même pour le couple de modes qui suit (modes 4 et 5) avec une énergie cumulée de seulement 5% de l’énergie totale. Enfin, notons que le choix de discuter de seulement les dix premiers modes et valeurs propres est associé à l’énergie qu’il représente, où le mode 11 représente une énergie inférieure à 0.97%.

Mode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Energie(%)	27.48	25.75	11.77	2.44	2.40	2	1.67	1.28	1.23	1.17
z=0 (mm)										

Tableau IV. 1: Energie contenue dans les 10 premiers modes pour P0 - POD 2D-2C

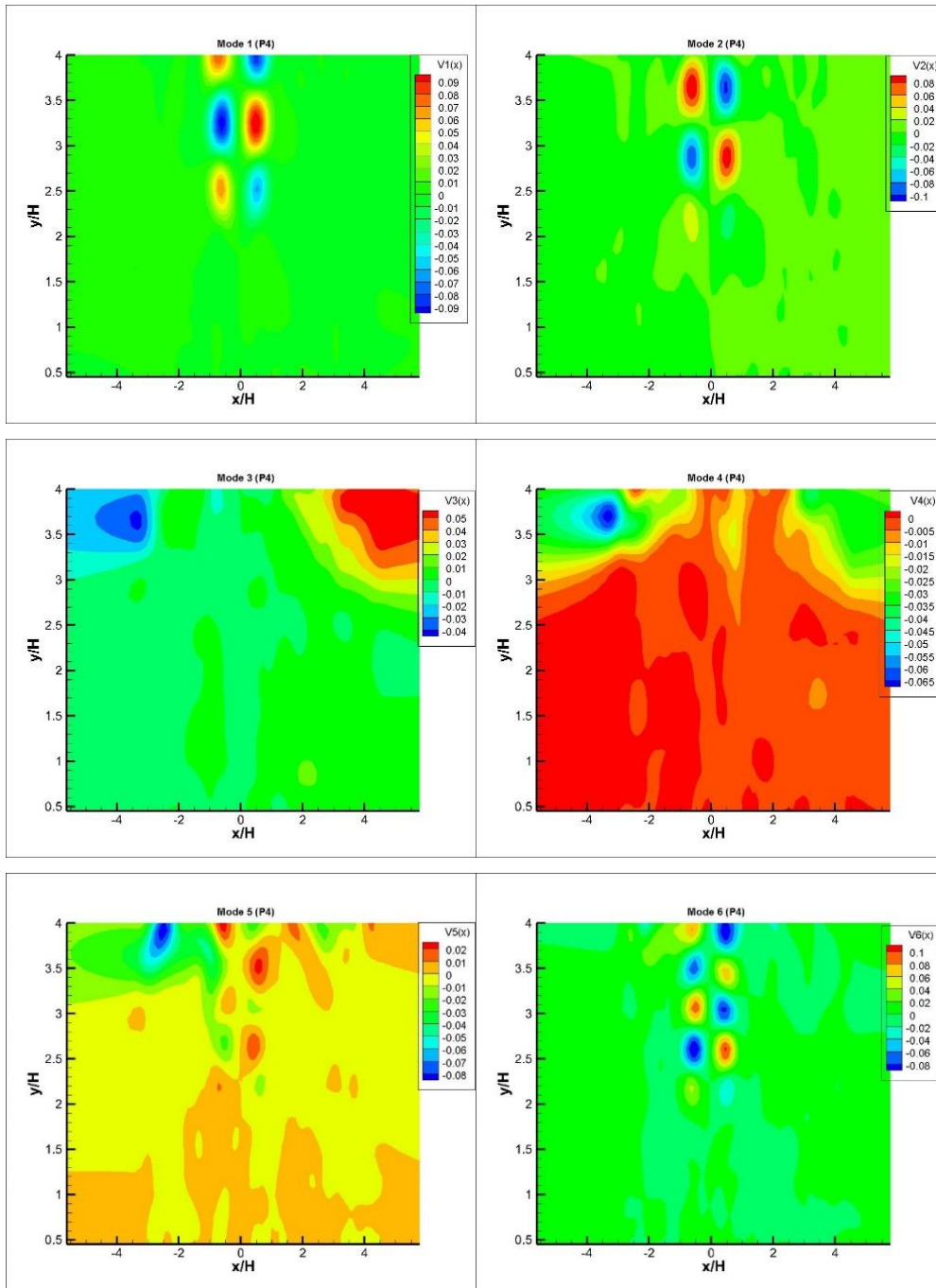
Comparaison avec d'autres plans

Le chapitre suivant sera consacré pour la reconstruction tridimensionnelle des plans parallèles mesurés. Cette reconstruction est faite dans une première partie à partir d'une interpolation des plans reconstruits par snapshot POD. Pour s'assurer que les résultats sont fiables et représentent les mêmes phénomènes. Il a été nécessaire d'analyser les phénomènes traduits par les premiers modes pour tous les plans mesurés. Pour cela, une analyse des plans P_4 et P_8 sera détaillée dans ce qui suit. Pour la même raison que le plan P_0 on a analysé les dix premiers modes propres qui représentent une énergie supérieure à 1% et donc significative.

Figure IV. 4 et Figure IV. 5 représentent les dix premiers modes propres pour les plans $z = 4 \text{ mm}$ et $z = 8 \text{ mm}$ respectivement. Similairement au plan médian, on observe que les deux premiers modes représentent les structures tourbillonnaires de la fluctuation de vitesse pour les deux plans. De plus, d'après le Tableau IV. 2 l'énergie de ces deux modes est de plus que 54% de l'énergie totale. Le troisième mode représente respectivement 6.54% et 10.11% pour les plans P_4 et P_8 . Les figures relatives montrent qu'il représente une structure qui peut être une structure tourbillonnaire. Les modes 4 et 5 représentant une énergie cumulée de 7% de l'énergie totale (voir Tableau IV. 2). Ces deux modes présentent des structures aléatoires pour les deux plans P_4 et P_8 . Finalement, la somme des énergies modes de 6 à 10, représentent une valeur inférieure à 8% de l'énergie totale. Quant à la discussion des modes spatiaux transversaux (exemple donné sur la Figure IV. 4 et Figure IV. 5), l'analyse de toutes les figures montre des structures tourbillonnaires de part et d'autre de l'axe du jet jusqu'à proximité de la plaque fendue. En d'autres termes, bien que ces derniers modes possèdent une énergie inférieure ou égale à 2% de l'énergie totale, mais ces derniers ont une importance au niveau du phénomène tourbillonnaire qu'il représente.

Mode	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Energie(%) Z=4 (mm)	30.15	28.24	6.54	4.67	2.36	1.70	1.59	1.27	1.21	1.08
Energie(%) Z=8 (mm)	28.00	26.80	10.11	3.67	3.072	2.12	1.83	1.56	1.26	1.23

Tableau IV. 2: Energie contenue dans les 10 premiers modes pour P_4 et P_8 - POD 2D-2C



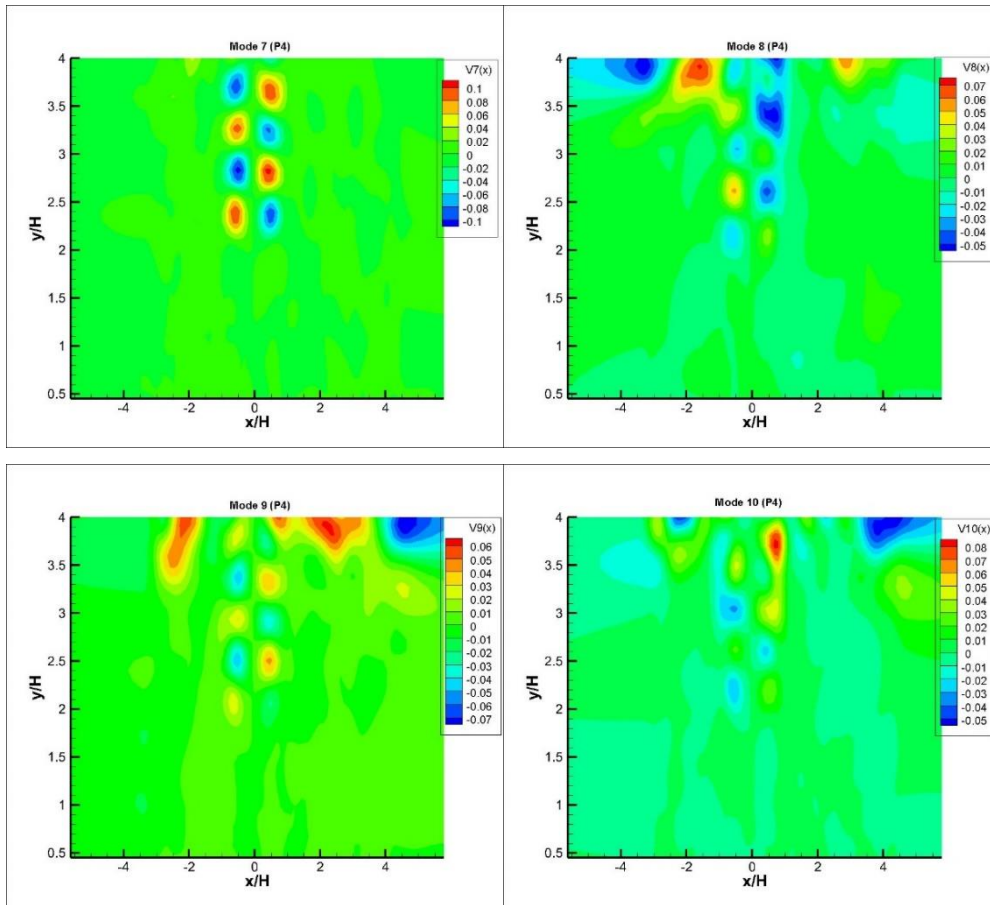
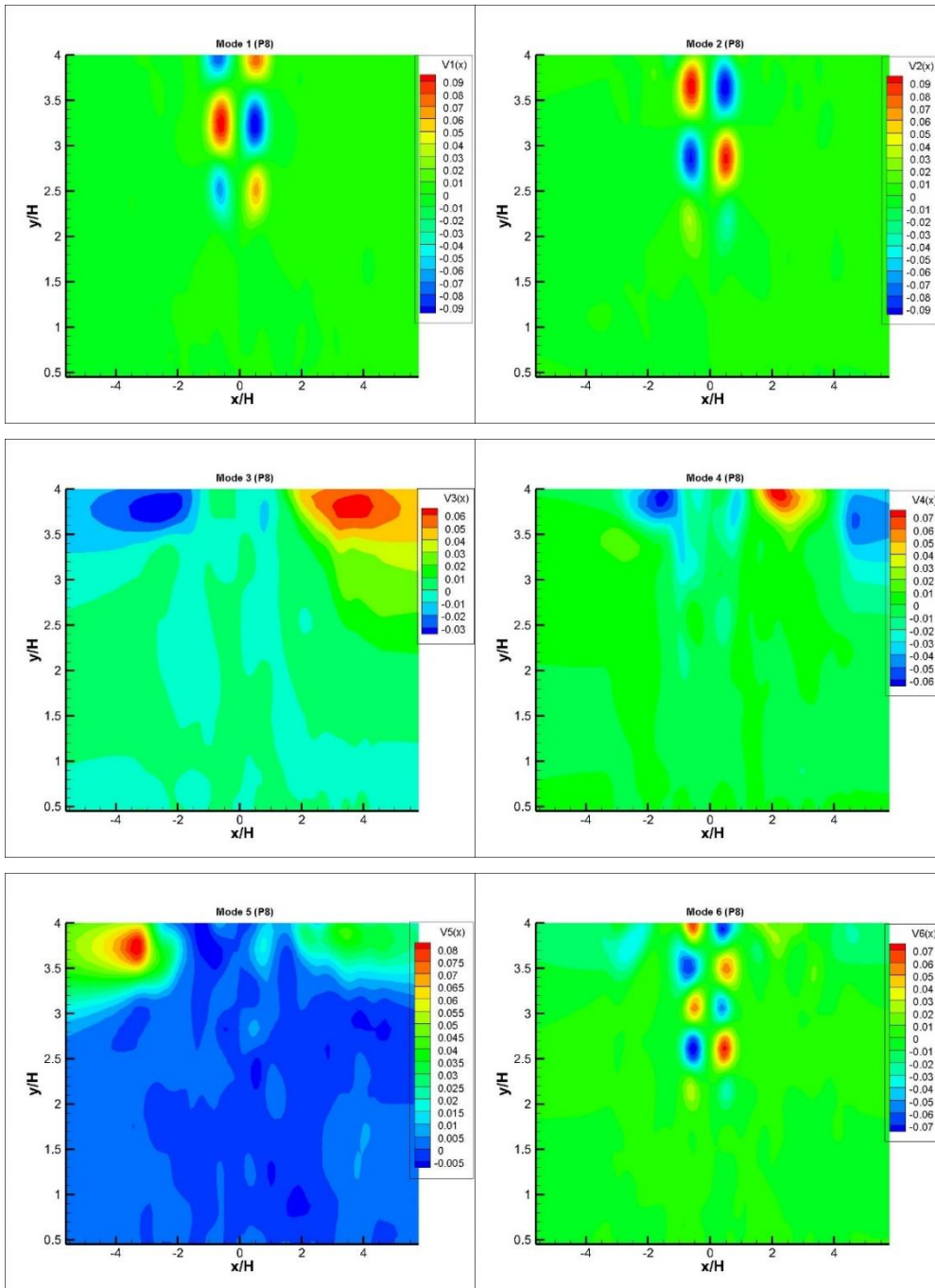


Figure IV. 4: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C, plan P_4 ($z = 4$ mm)



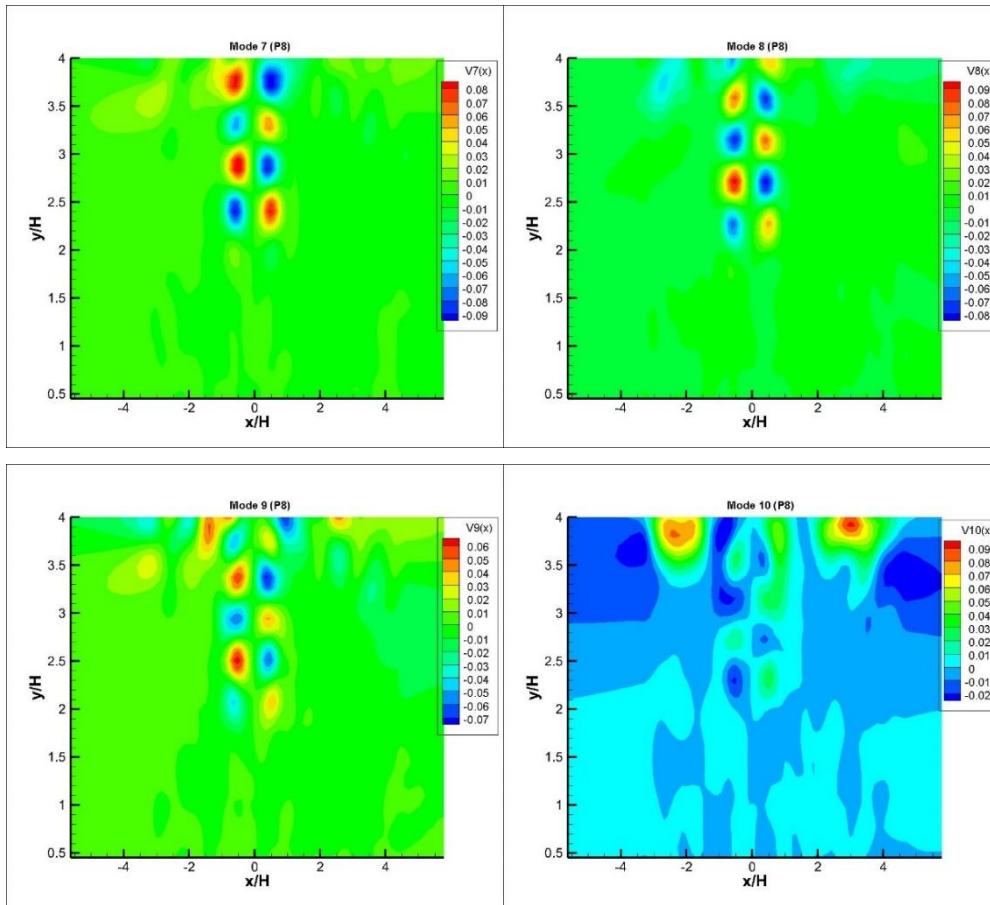


Figure IV. 5: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenu par snapshot POD2D-2C, plan P_8 ($z = 8$ mm)

IV.3.1.2. Valeurs propres

L'équation d'approximation de la vitesse est exacte si tous les modes propres sont inclus dans la sommation. Si la sommation est limitée aux valeurs propres les plus importantes, nous nous attendons à obtenir une bonne approximation de U . Pour cette hypothèse, il faut vérifier que ces modes propres sont directement liés aux fluctuations du mouvement tourbillonnaire à grande échelle.

Troncature des valeurs propres

La Snapshot POD est réalisée sur un nombre fini de modes, représenté par le nombre de réalisations ($N = 2500$). Par contre, pour une bonne reconstruction de la vitesse une troncature des valeurs propres doit avoir lieu. Pour cette raison un nouveau paramètre appelé N_{POD} représentant le nombre de valeurs propres à considérer est à déterminer. Dans ce chapitre, on analysera les valeurs propres ainsi que les modes propres, les énergies délivrées par chacun d'eux ainsi que les phénomènes représentants. La troncature des valeurs propres est essentielle pour pouvoir reconstruire l'écoulement avec le plus d'informations possibles et les moindres données (voir IV.4).

La Figure IV. 6 représente des valeurs propres, λ^k , en fonction du mode n pour les trois plans de z . Figure IV. 6 (à gauche) représente le tracé des valeurs propres pour les 100 premiers modes, et Figure IV. 6 (à droite) représente le même tracé mais avec seulement les dix premiers modes. Cette figure montre qu'après le premier

couple de modes, la valeur des valeurs propres décroît brusquement jusqu'à atteindre une valeur comprise entre 7 et 12 % (selon les plans étudiés). Les valeurs propres associées aux modes de 4 à 10 possèdent respectivement des valeurs de 3% et 1.23 % comme le montre la Figure IV. 6 (à droite). A partir du dixième mode les valeurs propres sont négligeables de valeurs inférieures à 1%. Cette coupure est retrouvée de manière récurrente pour chaque POD tranche réalisée (plans P_0 , P_4 et P_8) comme le montre la figure ci-dessous où les résultats pour les trois tranches de POD est similaire.

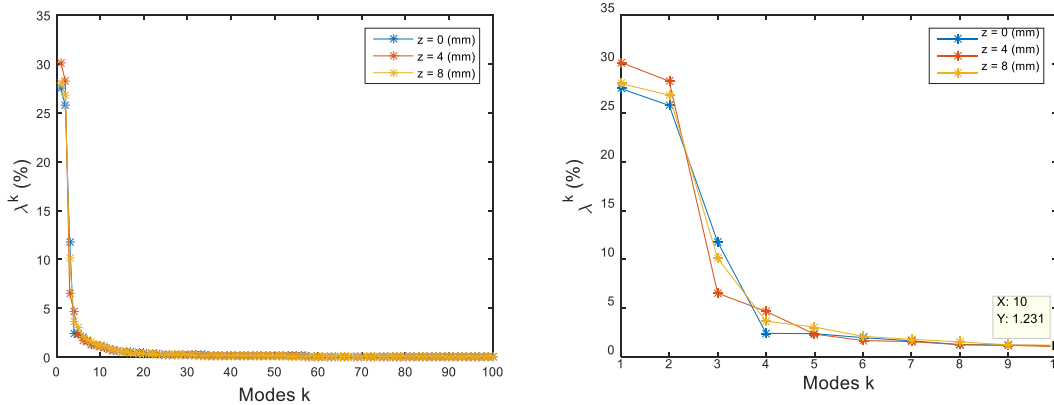


Figure IV. 6: Tracer des valeurs propres λ^k pour trois plans

A partir de cette constatation, on se pose maintenant la question de la représentation énergétique de ces N_{POD} modes par rapport à l'énergie contenue dans le problème POD2D-2C.

Convergence des valeurs propres

Pour pouvoir faire une comparaison de la convergence des valeurs propres entre les différentes POD des plans parallèles, nous avons considéré le rapport entre le nombre de modes n et le nombre total de modes $N = 2500$ dans notre cas. Pour notre écoulement, et en prenant en considération les résultats du plan médian ($z = 0$), 2% des modes significatifs sont suffisants pour capturer 90% de l'énergie (voir Tableau IV. 3).

n	n/N (%)	POD 2D-2C (P_0)	POD 2D-2C (P_4)	POD 2D-2C (P_8)
1	0.04	28.43	30.155	28.001
2	0.02	55.079	58.397	54.809
10	0.4	76.670	78.853	79.700
61	2	90.415	92.285	92.620
198	7.92	96.292	97.458	97.603

Tableau IV. 3: Convergence des valeurs propres issues d'une POD 2D-2C

Energie cinétique

L'énergie cinétique est relative au nombre de modes considérés. La Figure IV. 7 représente l'énergie cinétique $E(z)$ de chaque POD 2D-2C en fonction de la direction transversale z pour deux cas. Figure IV. 7 à gauche représente l'énergie cinétique turbulente en considérant que 10 modes, tandis que la Figure IV. 7 à

droite c'est en considérant 61 modes. Le nombre de modes considérés est en relation avec l'énergie cinétique cumulée calculée. En fait, pour le plan médian les dix premiers modes les plus énergétiques, contiennent 77% de l'énergie totale tandis que les premiers 61 modes assurent une énergie totale de l'ordre de 90%.

L'évolution transversale de ce paramètre est bien discutable. En fait, en prenant 10 modes cette évolution est quasi constante jusqu'à $z = 18 \text{ mm}$ ayant une moyenne de 77%. Le plan suivant, correspondant à $z = 20 \text{ mm}$ subit une diminution légère de 75% à 70%. Ensuite l'évolution de l'énergie cinétique est quasi nulle pour les plans allant de $z = 20 \text{ mm}$ à $z = 60 \text{ mm}$ avec une valeur d'énergie de 70%. En prenant 61 modes, l'allure de ce paramètre n'est pas similaire. Pour les dix premiers plans, la courbe possède la même évolution que dans le cas des 10 modes avec une énergie de 92%. Ensuite une petite chute a lieu pour le plan P_{20} mais cette chute est de 2% qui n'est pas une somme considérable. De P_{20} jusqu'au P_{45} l'énergie est constante de 88%, et ensuite de P_{50} jusqu'au P_{60} elle est de 84%. En somme, la Figure IV. 7 montre que plus on considère de modes, plus l'énergie cinétique calculée représente la majorité de l'énergie de l'écoulement pour tous nos plans de mesures.

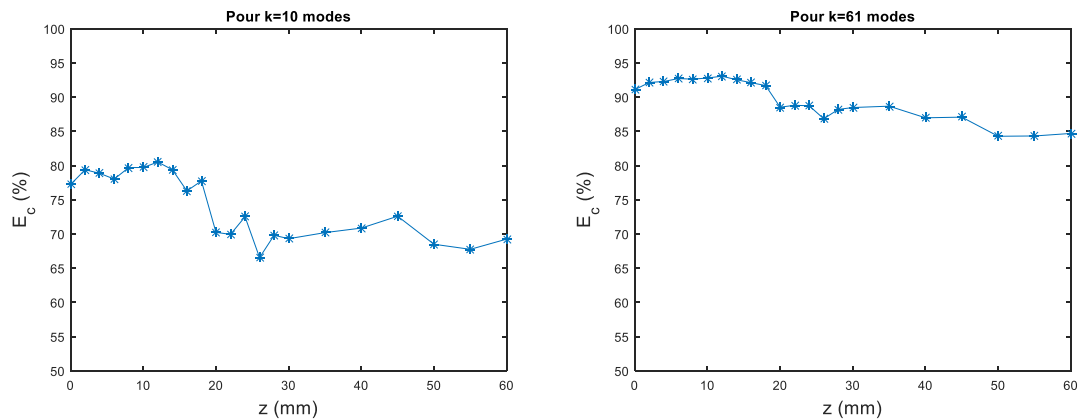


Figure IV. 7: Evolution transversale (z) de l'énergie cinétique turbulente totale (gauche : pour 10 modes et droite : 61 modes)

La Figure IV. 8(a) présente l'évolution transversale (z) de la contribution énergétique de la première valeur propre $\lambda_1/E(z)$ pour chaque POD tranche. On observe que ce mode est du même ordre de grandeur, de l'ordre de 25% suivant la direction transversale. Notons que même lorsqu'on s'éloigne du centre le niveau est toujours constant d'où le comportement unidimensionnel de l'écoulement ce qui assure que dans cette partie du volume que le jet est plan.

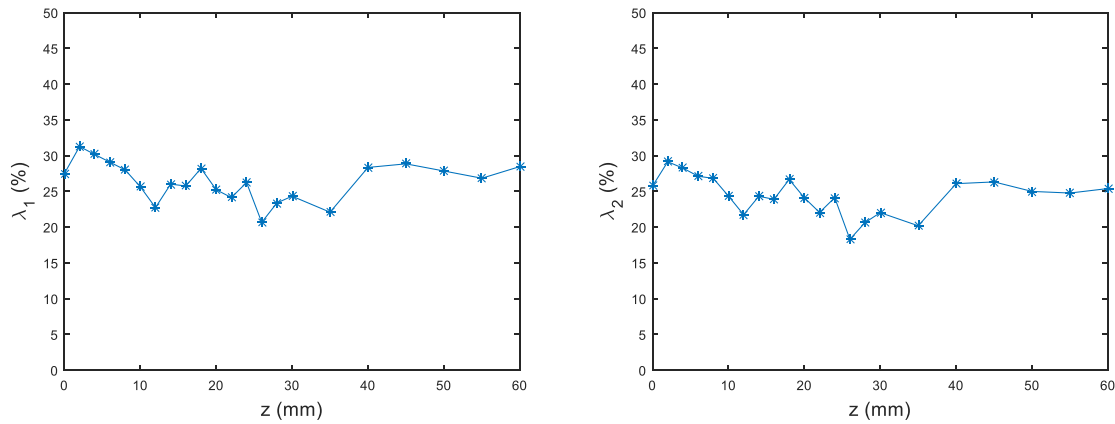


Figure IV. 8: Evolution transversale des deux premières valeurs propres

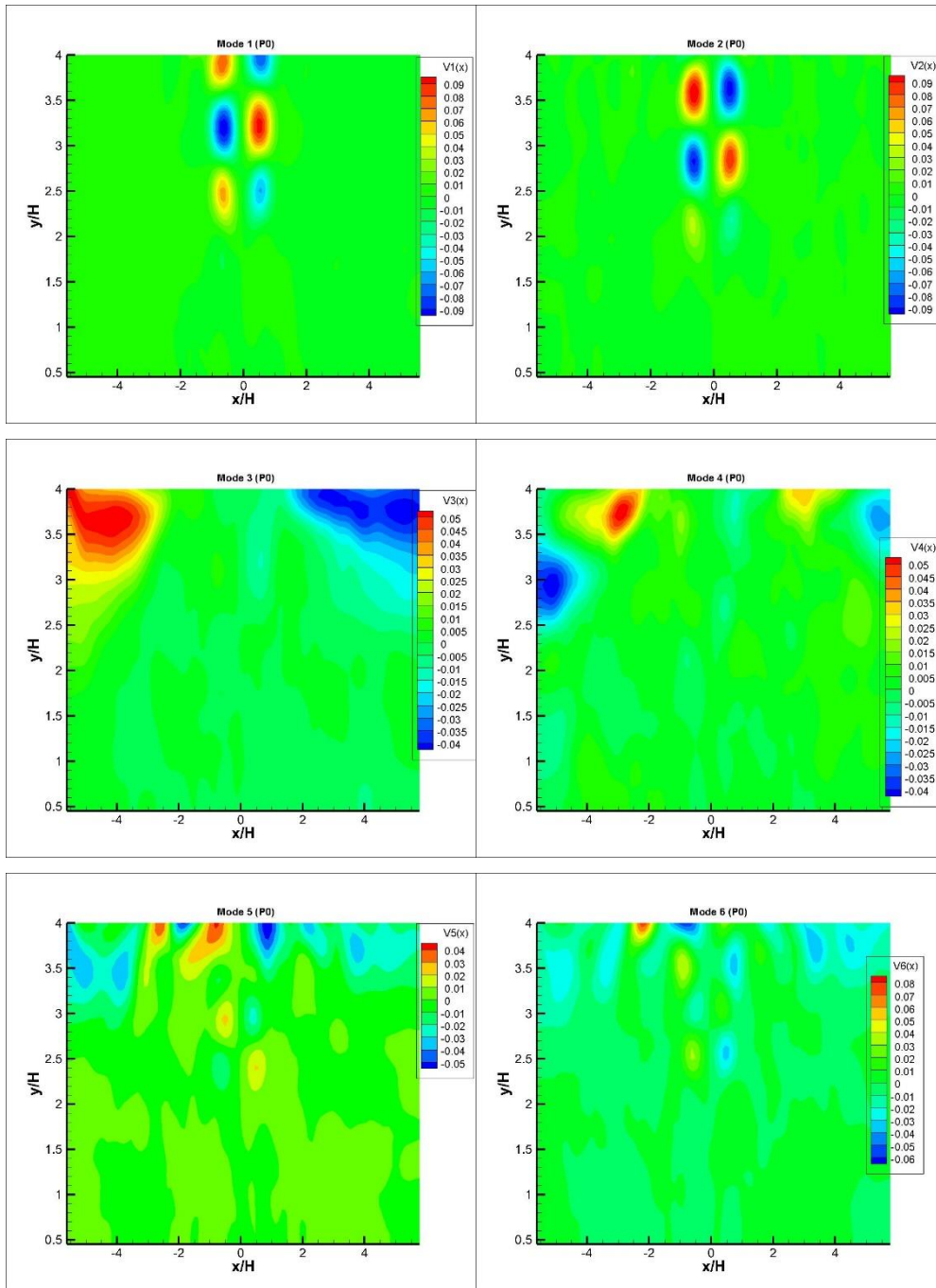
IV.3.2. Influence de la troisième composante de vitesse V_z

Après une première analyse POD2D-2C des structures cohérentes présentes dans les tranches PIV2D-2C, on s'intéresse à une analyse POD 2D-3C prenant en compte l'énergie contenue dans le domaine 3D. D'après la section précédente on a remarqué que les plans parallèles possèdent la même topologie des structures cohérentes. Pour cette raison, les discussions dans cette section seront faites sur le plan médian P_0 ($z = 0$ mm).

L'étude précédente sur les modes spatiaux a été réalisée en construisant la matrice de corrélation avec les deux composantes de la vitesse V_x et V_y . A noter que les acquisitions sont mesurées à l'aide de la SPIV, donnant accès à la troisième composante de la vitesse V_z qui sera considérée dorénavant dans le calcul du tenseur de corrélation.

IV.3.2.1. Fonctions spatiales $\Phi^k(x, y)$

Dans une première partie, l'influence de la troisième composante de la vitesse sur la POD est étudiée sur l'organisation des premiers modes propres. L'organisation des modes de cette nouvelle décomposition est présentée dans la Figure IV. 9. En comparant ces résultats avec ceux de la décomposition 2D-2C (Figure IV. 2) on remarque que les premiers modes transversaux sont identiques entre les deux décompositions. Les deux premiers modes ressemblent parfaitement à ceux de la décomposition 2D-2C. Ces modes décrivent le passage tourbillonnaire de part et d'autre de l'axe du jet pour $x/H = \pm 0.5$ mm, à partir de $y = -17$ mm jusqu'à une position proche de la plaque. Ce résultat montre que la troisième composante n'influence pas l'écoulement à cet endroit. Le mode 3 est le même qu'en 2D-2C et représente du cisaillement au niveau de la plaque. On remarque qu'en 3C à partir des modes 4 les modes sont décalés d'un mode par rapport à la décomposition 2C. En fait, les modes 5, 6 et 7 en 2D-3C sont similaires aux modes 4, 5 et 6 en 2D-2C. Notons que le mode 4 en POD 2D-3C nous donne aussi des petites échelles tourbillonnaires, spécialement au niveau de la plaque.



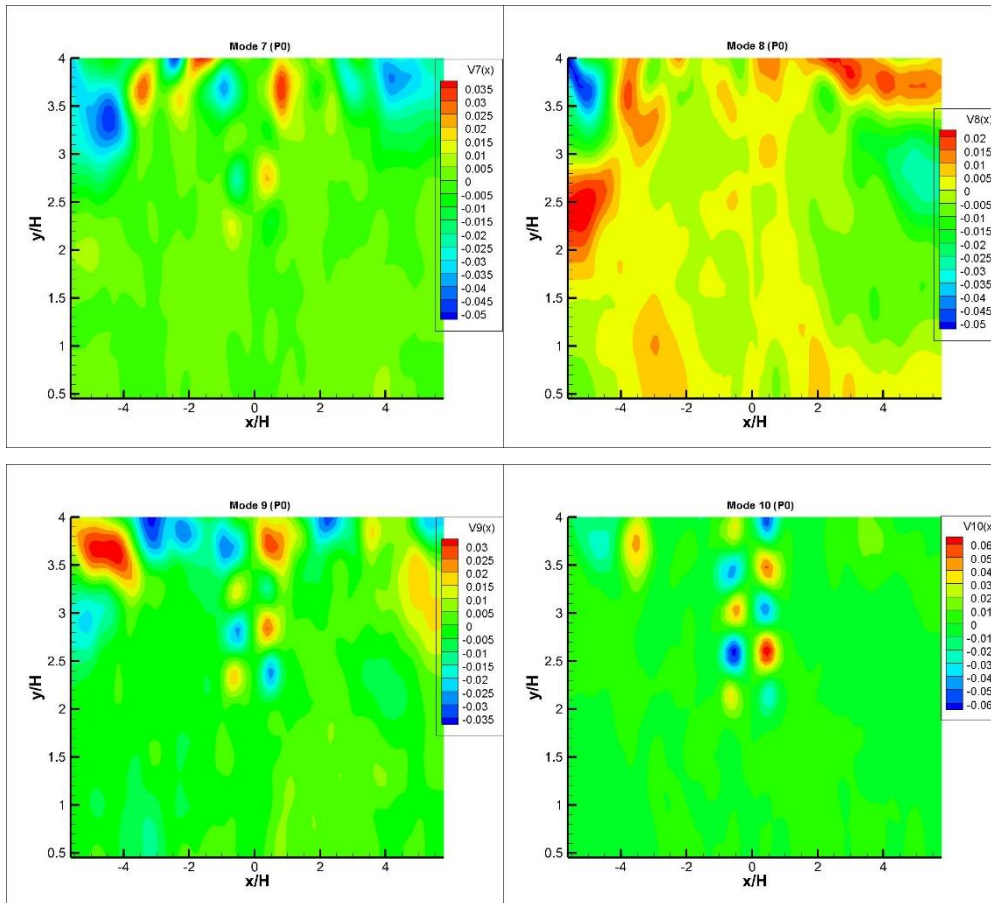
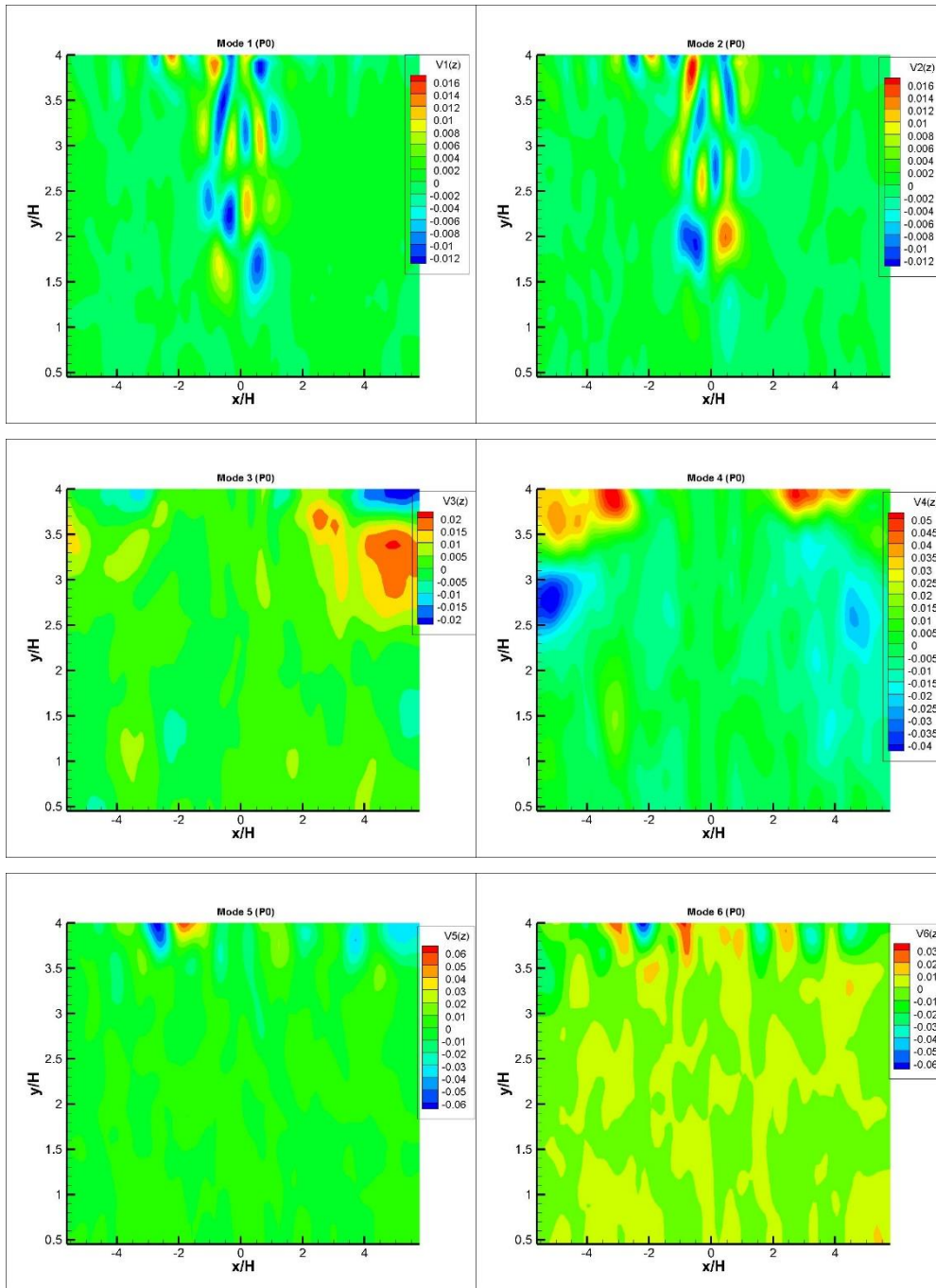


Figure IV. 9: Premiers dix modes spatiaux Φ_u obtenus par Snapshot POD2D-3C, plan P_0

D'autre part, il était nécessaire d'analyser la composante latérale des modes propres spatiaux afin de comprendre les phénomènes qu'elle représente. D'après la Figure IV. 10 qui représente les premiers dix modes spatiaux Φ_w obtenu par POD 2D-3C du plan P_0 , on remarque que seul le premier couple de modes présente des phénomènes parlant. Les résultats montrent que tout au long de l'axe du jet des grosses structures tourbillonnaires sont présentes ce qui peut être considéré comme rouleau tourbillonnaire qui s'étend tout au long de z .



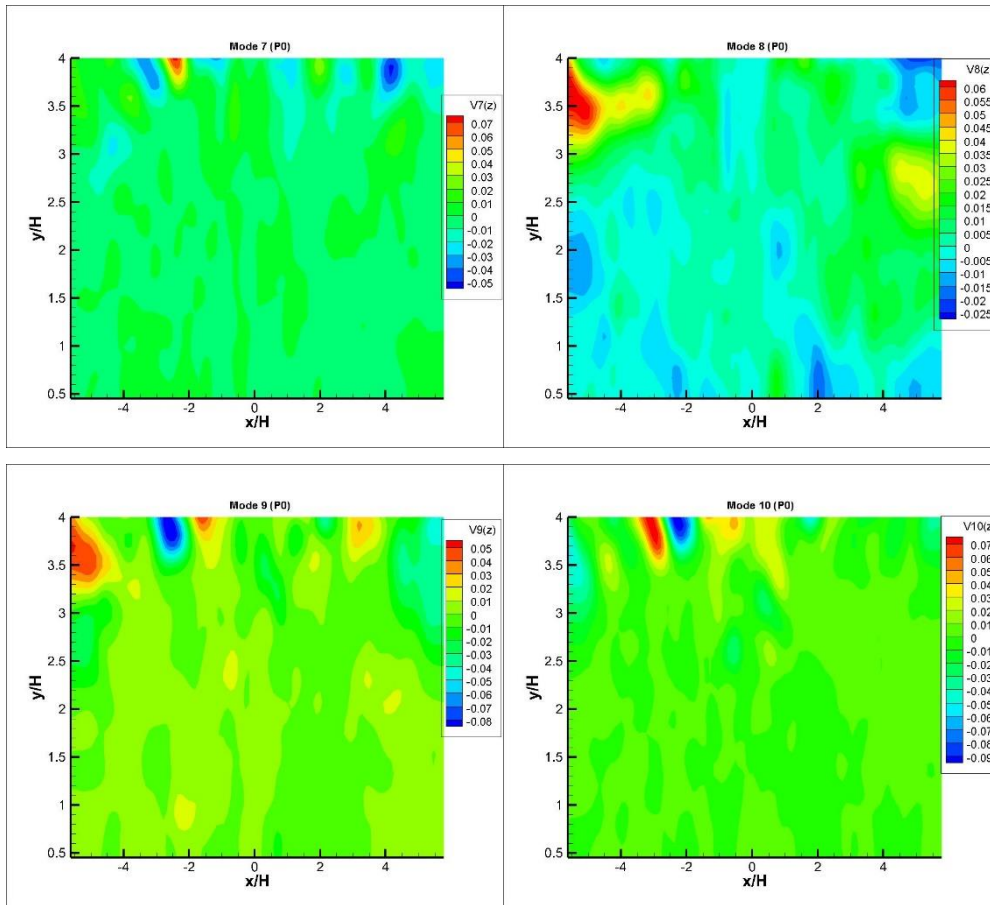


Figure IV. 10: Premiers dix modes spatiaux Φ_w obtenus par snapshot POD2D-3C, plan P_0

IV.3.2.2. Valeurs propres

Une deuxième comparaison est faite sur les valeurs propres de la décomposition et l'énergie qu'elle délivre. Le Tableau IV. 4 présente quelques valeurs de la convergence des valeurs propres pour les deux problèmes POD (POD2D-2C et POD2D-3C). On observe ainsi que la convergence des valeurs propres issues de la Snapshot POD prenant en compte la troisième composante de vitesse est plus lente que celle avec deux composantes de vitesses. C'est parce que pour la POD 2D-3C on a besoin de 198 modes pour couvrir 90% de l'énergie totale, tandis que la POD 2D-2C n'a besoin que de 61 modes pour couvrir la même valeur d'énergie.

Le choix des valeurs de N_{pod} étudiée pour la convergence des valeurs propres est essentiellement lié à l'énergie représenté par chaque mode. L'objectif de l'étude de la convergence des valeurs propres est de savoir le nombre de modes nécessaires pour obtenir une énergie cumulée de 90%. Comme c'est déjà expliqué, le meilleur critère de reconstruction est de prendre assez de mode qui représente plus que 90% de l'énergie totale d'une part est que chaque mode représente plus que 1 % d'énergie. D'où vient le choix des N_{pod} déjà cité dans le tableau ci-dessus. Premièrement, on a choisi à analyser les deux premiers modes d'un point de vue énergétique. Le Tableau IV. 4 montre que pour une POD 2D-3C les deux premier modes représentent 39% de l'énergie totale tandis qu'en POD 2D-2C la valeur d'énergie de ces deux composantes est beaucoup plus considérable. Ensuite, le deuxième choix était $N_{pod} = 10$ parce que le mode 11 (de la POD 2D -2C) représente 0.90 % de l'énergie qui correspond à une énergie d'importance minimale. Le troisième choix correspondant à $N_{pod} = 61$ parce que mode 62 représente 0.0936 % de l'énergie (POD 2D 2C).

N_{POD}	POD 2D-2C	POD 2D-3C
2	55.079	39.249
10	76.670	57.926
61	90.415	77.368
198	96.292	90.001
306	97.791	93.7900
486	99.001	96.890
817	99.778	99.001

Tableau IV. 4: Quelques valeurs de la convergence des valeurs propres issues d'une POD 2D-2C et d'une POD 3D-3C

IV.3.2.3. Coefficients $a_n(t)$

Les coefficients $a_n(t)$ issus d'une décomposition en modes propres, donnent la possibilité d'activer les différents modes à différents points de l'évolution temporelle des structures cohérentes, dont la topologie est donnée par les vecteurs propres $\Phi^k(X)$. Pour nos mesures, basées sur l'acquisition des champs cinématiques par SPIV résolue en temps, les coefficients $a_n(t)$, sont résolus temporellement, ce qui nous permet de déterminer la manière dont les modes interagissent entre eux. On analysera dans cette section ce paramètre pour les deux décompositions appliquées à nos mesures.

La Figure IV. 11 et la Figure IV. 12 présentent l'évolution temporelle des coefficients $a_n(t)$ pour les dix premiers modes de la snapshot POD 2D-2C et POD 2D-3C respectivement. Ces signaux résolus temporellement sont tracés sur 750 Snapshots, valeurs suffisante pour la discussion (convergence statistique). La convergence statistique de l'écoulement considéré est de 500 Snapshots (Assoum, 2013).

On observe que les deux premiers modes sont identiques pour les deux applications (2D-2C et 2D-3C). Ce qui veut dire que la troisième composante de la vitesse ne change rien au niveau du passage tourbillonnaire planaire de l'écoulement dans le problème de POD. Le troisième mode présent dans les deux cas une évolution quasi-constante avec une décroissance de l'ordre de 0.02. D'autre part, la visualisation de l'évolution de ces coefficients temporels montrent que les modes 4 et 5 obtenus par POD 2D-2C sont similaires aux coefficients des modes 5 et 6 de la POD 2D-3C avec une forme quasi-sinusoïdale. A noter que les modes 4 et 5 commencent avec une évolution proche de zéro puis après 250 Snapshots le signal prend la forme quasi-sinusoïdale. Finalement, les modes 8 et 9 pour la POD 2D-2C montrent une allure quasi-sinusoïdale avec une enveloppe d'amplitude maximale égale à celle du mode 1. Par contre, ces deux modes présentent un signal moins clair pour la POD 2D-3C avec une sinusoïde plus compliquée. Les couples déjà cités semblent être corrélés entre eux puisqu'ils ont la même allure et même amplitude, c.-à-d. représente le même phénomène. L'interprétation dynamique de ces discussions sera étudiée dans la section IV.3.3.

Il est nécessaire à ce stade d'analyser les fonctions spatiales associées pour pouvoir comprendre la topologie des signaux déjà discuté.

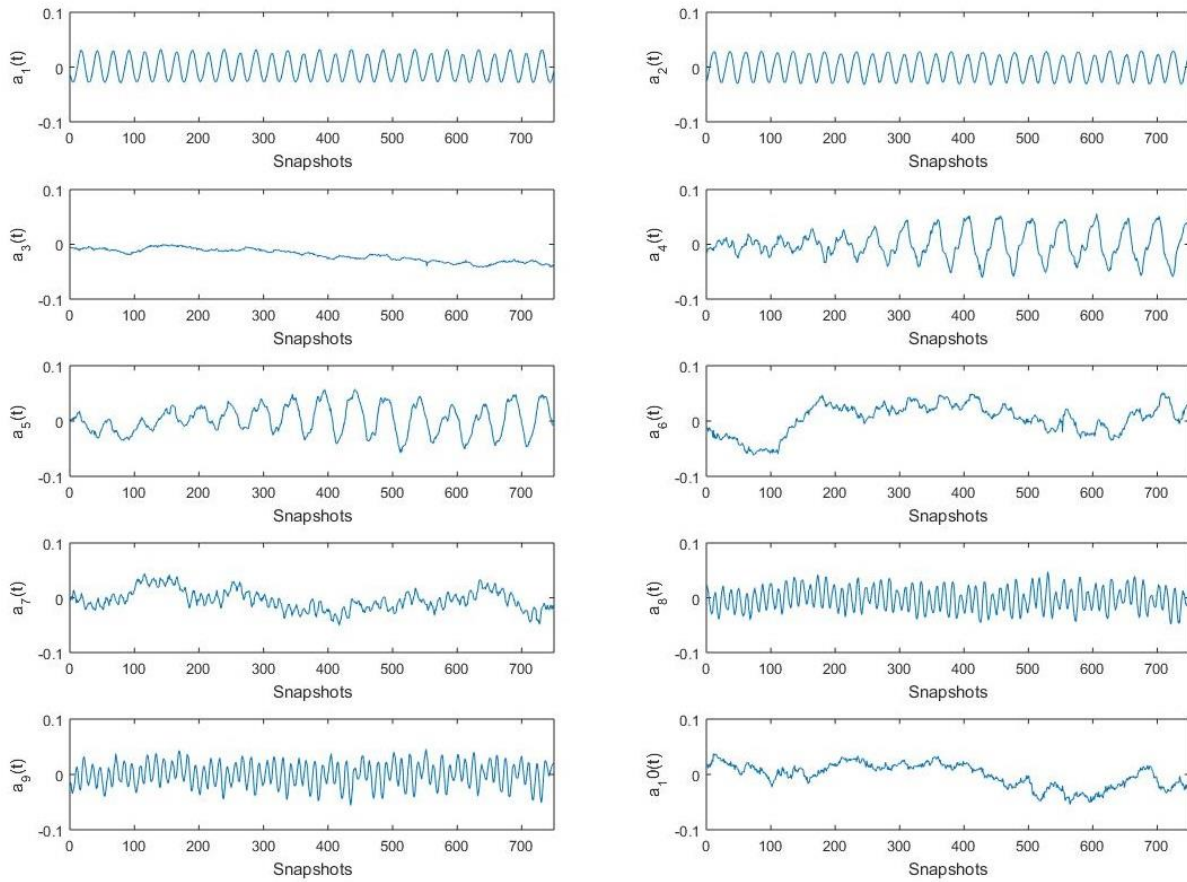


Figure IV. 11: Evolution des dix premiers modes POD des signaux $a_n(t)$

POD 2D-2C

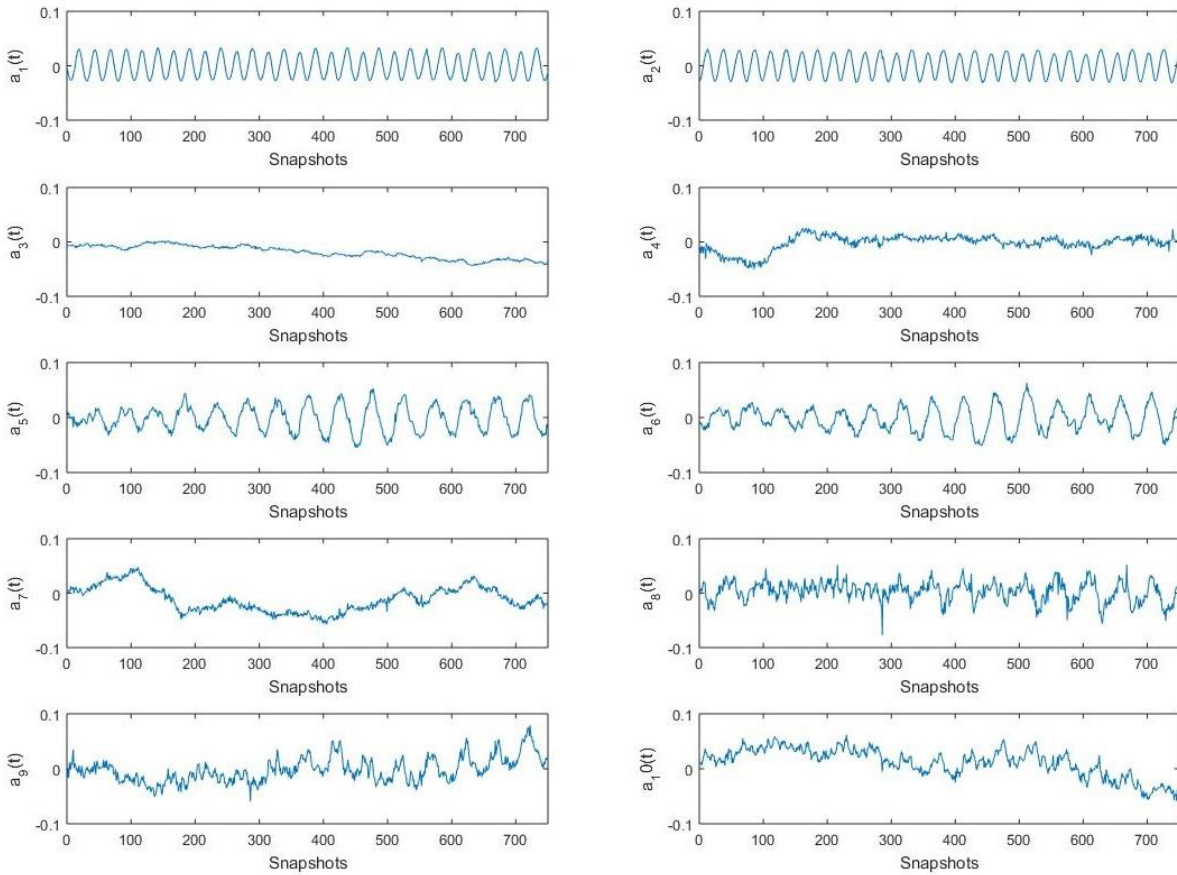


Figure IV. 12: Evolution des dix premiers modes POD des signaux $a_n(t)$

POD 2D-3C

IV.3.3. Caractérisation spatio-temporelle des tourbillons générés à proximité de la plaque

Plusieurs couples de modes semblent avoir une corrélation entre eux. Par exemple les résultats présentés sur la Figure IV. 2 montre que les couples modes spatiaux $(\Phi^1(X), \Phi^2(X))$, $(\Phi^4(X), \Phi^5(X))$ et $(\Phi^8(X), \Phi^9(X))$, présentent respectivement le même phénomène tourbillonnaire. Modes 1 et 2 décrivent le passage des grosses structures tourbillonnaires. Modes 4 et 5 de structures tourbillonnaires de plus petites échelles sur les axes des extrémités de la fente avec d'autres structures au niveau de la plaque donnant ainsi des informations sur la trajectoire de ces tourbillons. De plus, les résultats montrent que les modes 8 et 9 représentent des structures tourbillonnaires d'une taille plus petite et d'une énergie de l'ordre de 2%. Comme la dynamique tourbillonnaire des grosses structures est de très grande importance pour notre travail des modes doivent être plus étudiée. Ainsi, pour mieux comprendre la relation entre les différents couplets des modes spatiaux, une étude détaillée sur les coefficients temporels $a_n(t)$ de chaque couple de modes sera étudié. Cette étude s'intéresse spécifiquement à la décomposition en modes propres 2D-2C.

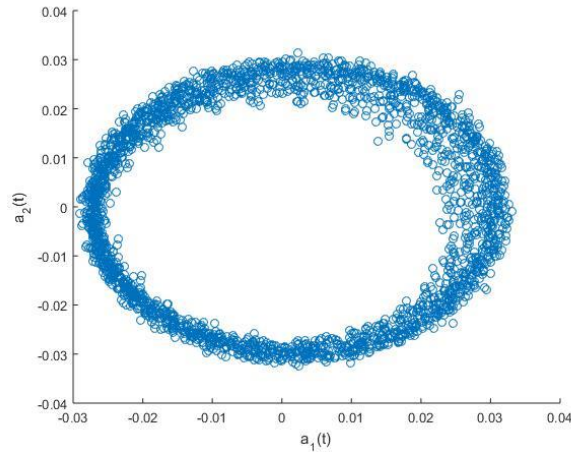


Figure IV. 13: Scatter plot du couple (a_1, a_2)

L'interprétation des résultats montrent que pour les modes 1 et 2 les structures d'écoulement dominantes à proximité de la sortie du jet sont les tourbillons. Ces tourbillons ont un axe perpendiculaire à la trajectoire du jet et ils sont créés en aval du jet. Les tourbillons sont convectifs et les modes 1 et 2 semblent décrire deux phases du mouvement. En se basant sur la distribution d'énergie, les caractéristiques principales de ces tourbillons sont quasiment décrites par les modes 1 et 2. La Figure IV. 13 représente le diagramme de dispersion des coefficients temporels des deux premiers modes POD du plan P_0 et ceci pour les 2500 Snapshots. Les coefficients apparaissent clairement dans une distribution circulaire. Ceci suggère que les coefficients (a_1, a_2) pourrait suivre les fonctions cosinus et sinus en utilisant le temps comme paramètre. Ce qui est en accord avec le profil sinusoïdal de l'analyse POD 2D-2C des mesures PIV (voir Figure IV. 11). L'analyse des données confirme que les deux premiers modes les plus cohérents présentent un phénomène qui est le passage tourbillonnaire.

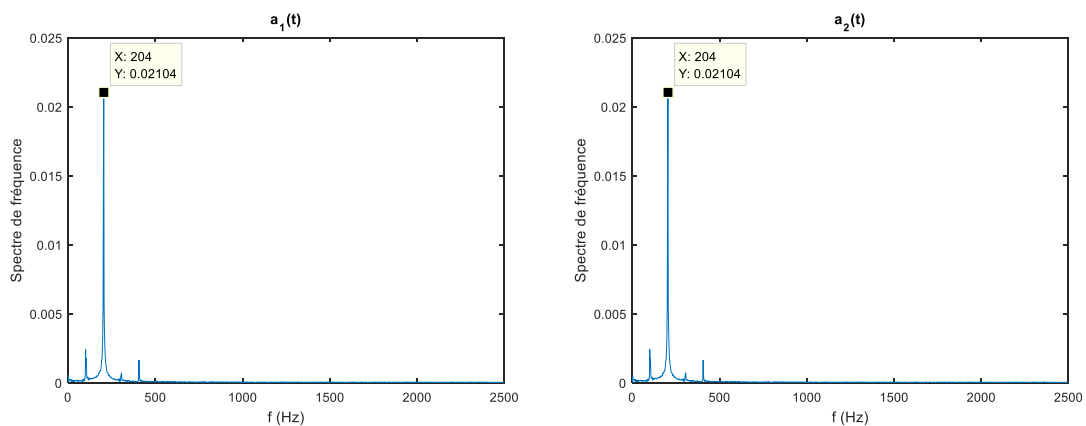


Figure IV. 14: Spectre de fréquence des coefficients $a_1(t)$ et $a_2(t)$

Une fréquence dominante peut être extraite de l'analyse spectrale de ces coefficients, comme le montre la Figure IV. 14. La fréquence dominante est de 204 Hz, une valeur autour de la magnitude attendue qui correspond à la fréquence des tourbillons.

L'évolution temporelle des deux coefficients des deux premiers modes montrent un déphasage temporel nommé ϕ_t . Afin d'étudier l'évolution temporelle de ces 2 modes au cours de la mesure, on a représenté les

signaux $a_1(t)$ et $a_2(t)$. La Figure IV. 15 montre un ϕ_t de l'ordre de 7 Snapshots équivalents à 1.8 ms entre les 2 signaux.

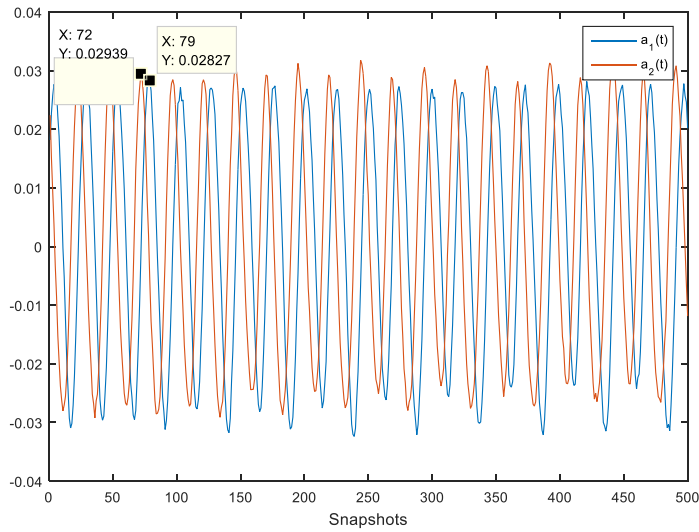


Figure IV. 15: Déphasage temporel

De l'autre part, la Figure IV. 16, représente l'évolution spatiale de la composante transversale des modes spatiaux $\Phi_u(x, y)$ pour un x donné en fonction de y . Le choix de x est lié à la position des tourbillons, on choisit $x = -6,2 \text{ mm}$. Les résultats montrent que pour $x = -6,2 \text{ mm}$ les deux modes sont déphasés par rapport à y d'une valeur $\phi_s = 3,3 \text{ mm}$. Ce choix est lié au passage tourbillonnaire.

On peut alors estimer la vitesse de phase des structures tourbillonnaires présentées par les deux premiers modes spatiaux comme suite :

$$V_\phi = \frac{\phi_s}{\phi_t} = \frac{3,3 \times 10^{-3}}{1,8 \times 10^{-3}} = 1,83 \text{ m/s.} \tag{IV.15}$$

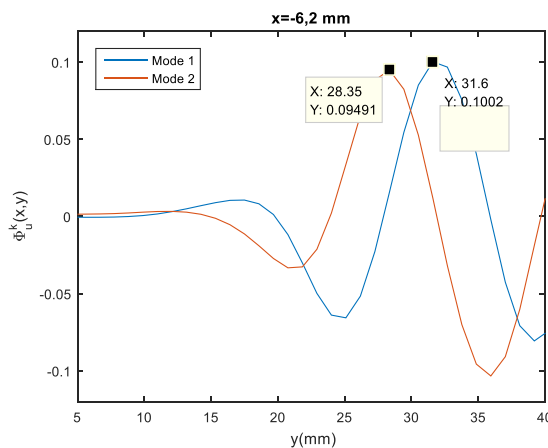


Figure IV. 16: Déphasage spatial pour $x=-6,2 \text{ mm}$

Cette valeur est la vitesse de phase maximale que l'on peut calculer par cette méthode. En effet, cela est dû au fait que ces deux modes représentent les plus grosses structures tourbillonnaires.

En comparant le profil des coefficients temporels $a_1(t)$ et $a_2(t)$ (voir Figure IV. 11), on remarque que ces derniers sont une évolution et une amplitude quasiment similaire au cours du temps. Cela n'est pas le cas pour coefficients (a_4, a_5) et (a_8, a_9) qui ont des évolutions avec des différences significatives. Les portraits de phase de ces couples de coefficients temporels qui sont présentés sur la Figure IV. 17 confirme cette hypothèse. Les résultats montrent que (a_4, a_5) possèdent une dispersion aléatoire et (a_8, a_9) possèdent un profil circulaire mais moins organisé que celui de (a_1, a_2) sont moins corrélés entre eux. Par contre, leur spectre (Figure IV. 18) montre qu'ils évoluent à la même fréquence (204 Hz), valeur égale à la fréquence des tourbillons. Cela peut exagérer que ces modes représentent des phénomènes tourbillonnaires de petite échelle.

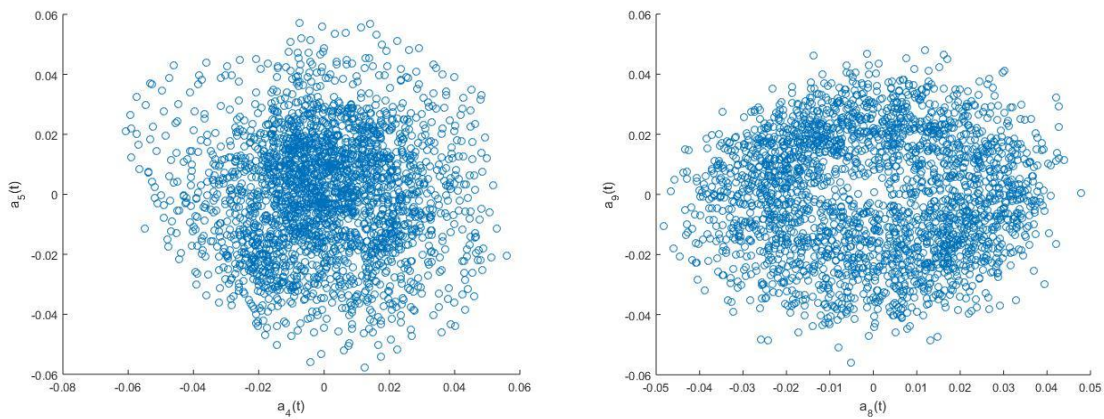


Figure IV. 17: Scatter plot des couples de coefficients (a_4, a_5) et (a_8, a_9)

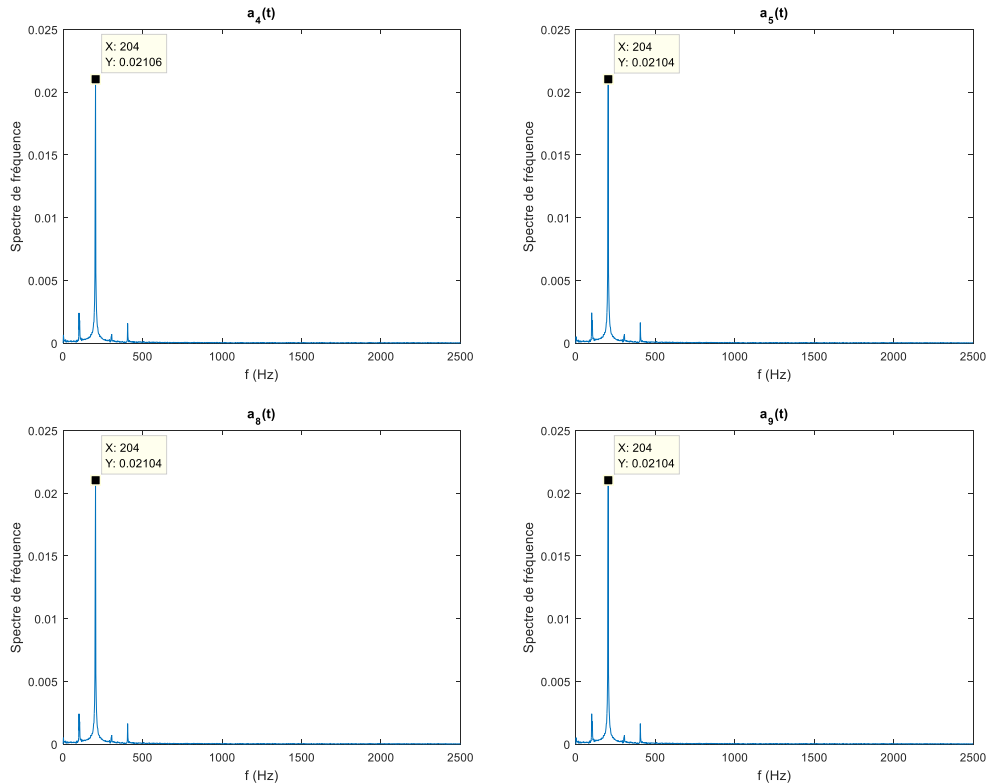


Figure IV. 18: Spectre des coefficients temporels

IV.4. Reconstruction par POD

La décomposition en modes propres peut être appliquée aux champs instantanés comme aux champs fluctuants. L'application de la POD aux champs fluctuants a pour objectif l'analyse de l'écoulement, comme nous l'avons vu dans la section précédente. Pour reconstruire le volume de l'écoulement on a appliqué la Snapshot POD aux champs cinématiques instantanés des différents plans parallèles. La Snapshot POD est appliquée aux champs de vitesse instantanée, c.-à-d. aux champs mesurés sans retrancher la moyenne. Pour tenir compte des trois composantes de la vitesse, l'étude a été approchée par la méthode POD 2D-3C.

Dans un premier temps, les résultats du plan médian P_0 seront discutés. Dans un second temps, l'approche sera validée pour l'ensemble des plans

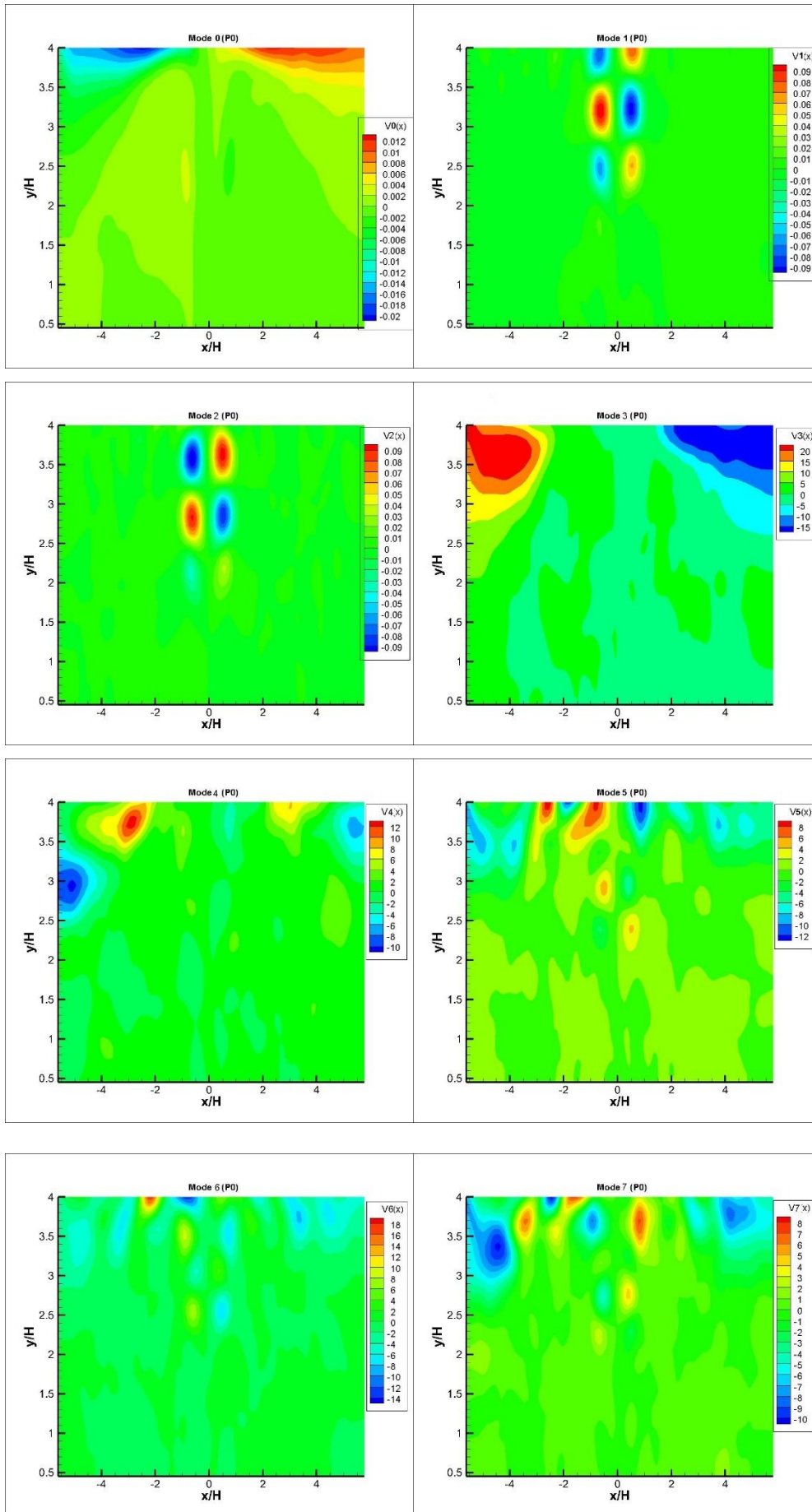
IV.4.1. Reconstruction du plan médian P_0

Pour reconstruire l'écoulement, il y a deux options : la première c'est de reconstruire le champ instantané où la matrice de vitesse sera égale à $U = [U^1 \ U^2 \ U^3 \dots \ U^N]$, et la deuxième est de reconstruire le champ fluctuant et ajouter la moyenne. Dans ce cas la matrice de vitesse sera de la forme :

$$U' = [U'^1 \ U'^2 \ U'^3 \dots \ U'^N], \quad (\text{IV.16})$$

On rappelle que $U' = U - \bar{U}$ avec \bar{U} le champ moyen. On discutera dans cette section ces deux types de décomposition d'approches et leur performance sur la reconstruction.

On commence tout d'abord par une analyse des modes spatiaux de la décomposition en valeurs propres du champ instantané. La Figure IV. 19 représente les dix premiers modes propres obtenus par POD 2D-3C du champ instantané. Cette figure nous donne une allure de la base sur laquelle on va projeter les réalisations de l'écoulement. Les champs de modes représentés permettent de discuter les phénomènes que présentent ces modes.



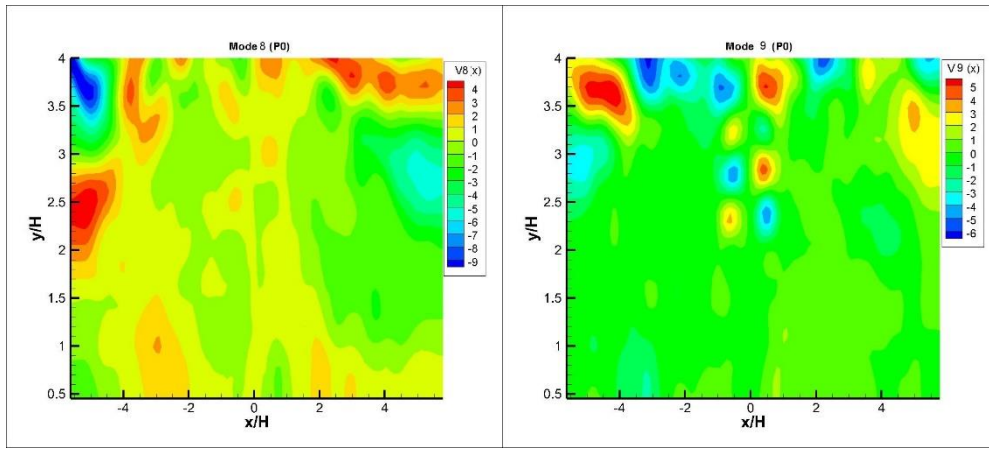


Figure IV. 19: Dix premiers modes propres de la POD 2D-3C du champ instantané

Modes	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Energie (%)	92.62	1.46	1.38	0.65	0.16	0.14	0.14	0.12	0.11	0.08

Tableau IV. 5: Energie des 10 premières valeurs propres de la POD 2D-3C du champ instantané

Le mode 0 de cette décomposition représente le champ de vitesse moyenne avec une énergie de plus que 90% d’après Tableau IV. 5. Ce résultat est validé par de nombreux auteurs cités : (Vernet et al., 2009), (R. PERRIN, 2005), (Druault and Chaillou, 2007). La Figure IV. 20 représente une visualisation du mode 0 de cette décomposition ainsi que du champ moyen de l’écoulement. Les Figure IV. 20 (a) et Figure IV. 20 (b) représente la norme de la vitesse défini par $\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}$. L’énergie représentée par ce mode est de 92.62 % de l’énergie totale de l’écoulement. D’après (R. PERRIN, 2005) l’énergie du premier modes propre représente 46 % de l’énergie totale pour le cas d’un écoulement turbulent à grand nombre de Reynolds de l’ordre de 140 000. Tandis que pour les cas d’un écoulement à un nombre de Reynolds plus petit (par exemple $Re = 5600$) ce mode peut représenter jusqu’à 94% d’énergie.

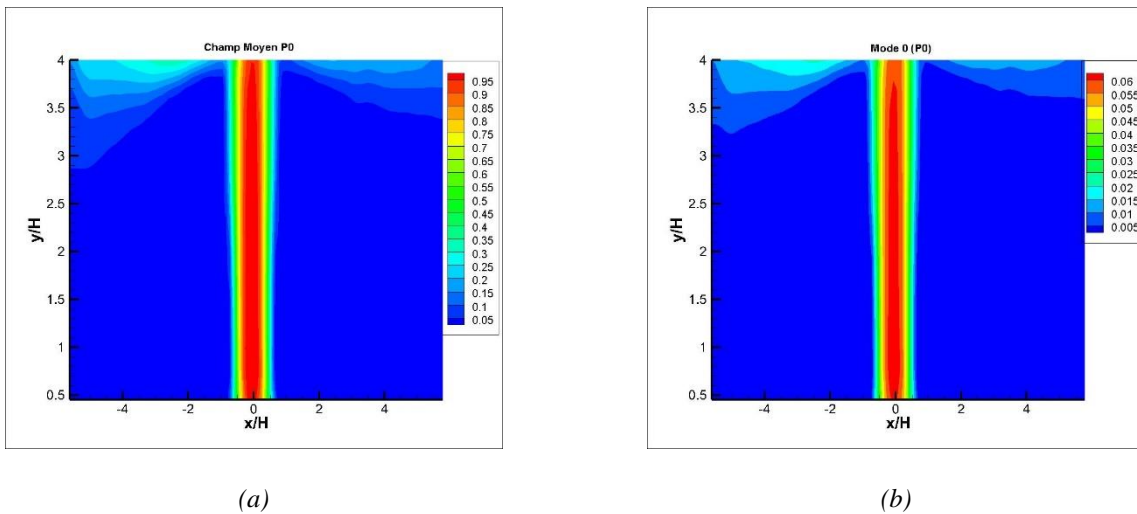


Figure IV. 20: (a) Champ moyen de l’écoulement, (b) Mode 0 de la snapshot POD

En observant ensuite les modes 1 et 2 on remarque de grosses structures qui représentent les tourbillons de l'écoulement. En comparant les phénomènes représentés par ces modes aux modes de la décomposition du champ fluctuant on constate que les modes 1 et 2 du champ fluctuant sont identiques aux modes 1 et 2 de la décomposition du champ instantané avec une différence d'énergie puisque la moyenne représente la plus grande partie de l'énergie de l'écoulement. Les autres modes sont exactement les mêmes de ceux de la POD du champ fluctuant (voir Figure IV. 2). On remarque qu'à partir du mode 3, les modes ont des allures moins régulières avec des énergies inférieures à 1% impliquant que ces structures sont des structures de petites échelles. D'autre part, les deux premiers modes décrivant les régions des tourbillons près de la plaque fendue, ont des énergies très proches qui sont respectivement de 1,46% et 1,38% (voir Tableau IV. 5) de l'énergie totale. Le troisième mode comme c'est discuté dans la section précédente représente du cisaillement au niveau de la plaque. Pour le cas d'une POD du champ instantané ce mode possède la même structure avec une énergie de 0,65% qui est importante par rapport aux modes suivants qui ne dépassent pas chacun les 0,1%. Les modes 4,5, 6, 7, 8 et 9 représentent une énergie cumulée de 0,67% de l'énergie totale. A partir du 9^{ème} mode les modes représentent une énergie négligeable inférieure à 0,1%.

Tout d'abord, le premier plan transversal P_0 est reconstruit par Snapshot POD. Le tenseur de corrélation est construit avec trois composantes de vitesse pour les champs de vitesse instantanée. On rappelle que la reconstruction est obtenue par une combinaison linéaire des modes obtenus à partir du tenseur de corrélation. La vitesse reconstruite peut alors être écrite sous la forme suivante :

$$U_{reconstruite}(X, t) = \sum_k a_k(t) \Phi^k(X). \quad (IV.17)$$

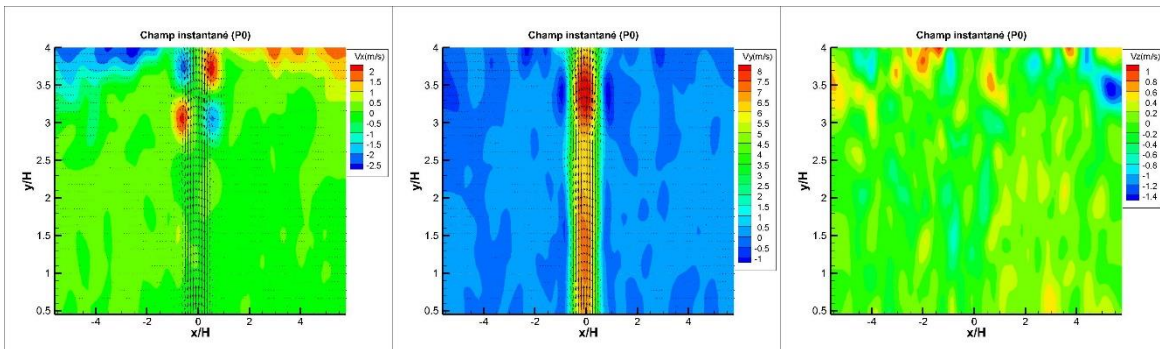
Avec $k = 1$ jusqu'à N_{POD} à déterminer. Le but de cette reconstruction est de pouvoir reconstruire l'allée tourbillonnaire avec le moindre nombre de modes. D'après la discussion des énergies représentées par chacun des modes, il y a deux possibilités d'approche : ou bien reconstruire en ne considérant que les 3 premiers modes (mode 0, mode 1 et mode 2) qui correspondent à la moyenne et les grosses structures tourbillonnaires ou bien reconstruire avec 9 modes représentant en plus les structures de petites échelles. En se référant à la bibliographie plusieurs définitions ont été posées. La définition de Sirovich [2] affirme que la reconstruction est bonne en considérant les modes qui assurent une totalité d'énergie supérieure à 90% où chacun des modes représente une énergie supérieure à 1%. En appliquant cette définition à notre cas, les trois premiers modes sont suffisants puisqu'ils représentent un total de 96% de l'énergie totale.

Ainsi pour tous les plans, on peut conclure que les trois premiers modes du Snapshot POD appliqué aux champs instantanés sont largement suffisants pour avoir une bonne reconstruction. Dans cette étude et pour plus de précision, des reconstructions avec 3 et 9 modes seront faites. Le choix de 3 ou 9 modes est lié d'une part à l'énergie cumulée représentée par ces modes, d'autre part et par l'énergie de chaque mode. En effet, les 3 premiers modes représentent une énergie cumulative de 95.46% tandis que les 9 premiers modes représentent 96.78% de l'énergie totale.

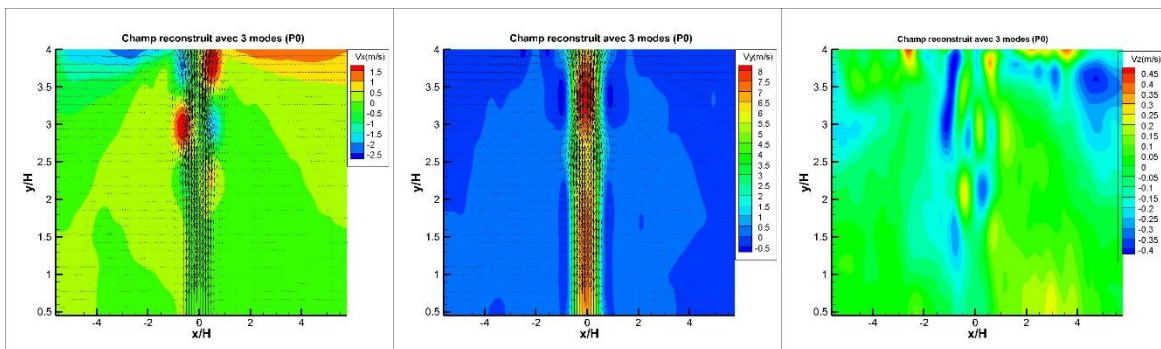
La Figure IV. 21 montre un exemple de reconstruction d'un champ instantané (avec respectivement 3 modes (Figure IV. 21(b)) et 9 modes (Figure IV. 21 (c)) et 198 modes du champ fluctuant (Figure IV. 21 (d)). Cette figure montre les intensités des trois composantes de vitesse (V_x, V_y, V_z).

D'après la Figure IV. 21 et en comparant visuellement les résultats avec les champs instantanés, on remarque que trois modes semblent être suffisants pour reconstruire l'essentiel du passage tourbillonnaire. En addition, la décroissance importante des valeurs propres à partir de $n = 3$ (Tableau IV. 5) nous valide le choix. La reconstruction avec 9 modes semble être assez bonne que celle avec 3 modes. Les résultats montrent qu'au niveau de la composante longitudinale V_y et la composante latérale V_z les deux reconstructions sont similaires. La différence pour la composante transversale est qu'avec 9 modes on gagne de cisaillement au niveau de la plaque ce qui ne nous intéresse pas pour cette étude puisque notre but est d'analyser les structures tourbillonnaires.

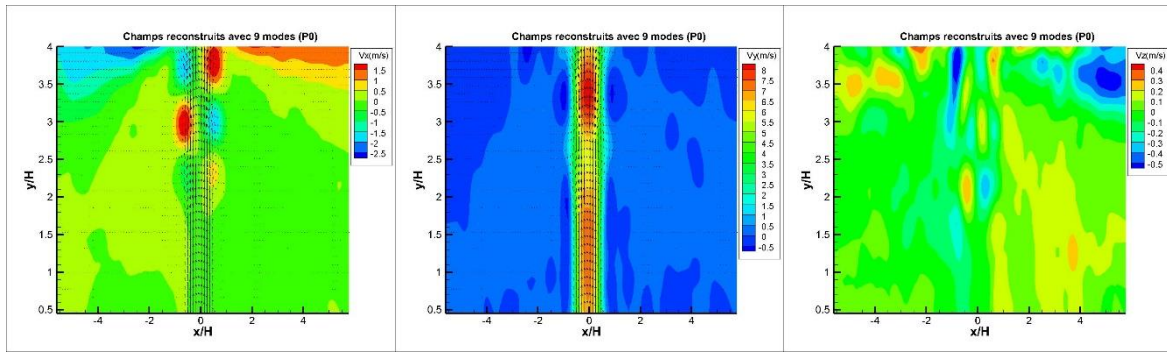
(a) Champ instantané



(b) Champ reconstruit avec 3 modes



(c) Champ reconstruit avec 9 modes



(d) Champ fluctuant reconstruit avec 198 modes

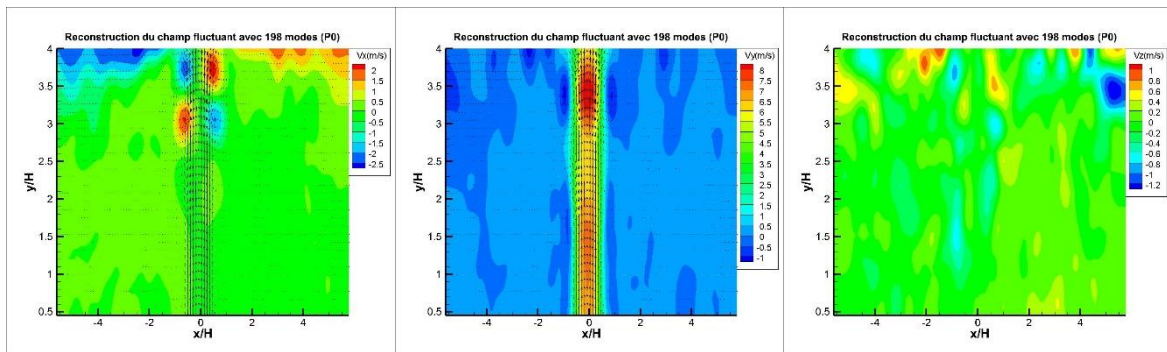


Figure IV. 21: Champs instantané reconstruit ($t=0,2\text{ ms}$)

A noter que toutes ces discussions sont basées sur des comparaisons énergétiques et des comparaisons visuelles et par suite il est difficile de trancher sur le nombre de mode approprié. La question demeure sur la dimension de la base POD à prendre en considération. En effet, le coefficient de corrélation entre U et $U_{reconstruite}$ pour trois modes est de 98.77%, pour neuf modes 99.27% et pour 198 modes du champ fluctuant 99.82%. Par conséquent, il suffit de reconstruire les champs de vitesse en utilisant uniquement trois modes. Pour cette raison, dans la suite des discussions on ne considère que trois modes pour la reconstruction qui sont suffisants pour restituer une bonne observation de la dynamique tourbillonnaire pour le plan médian.

IV.4.2. Discussion pour d'autres plans

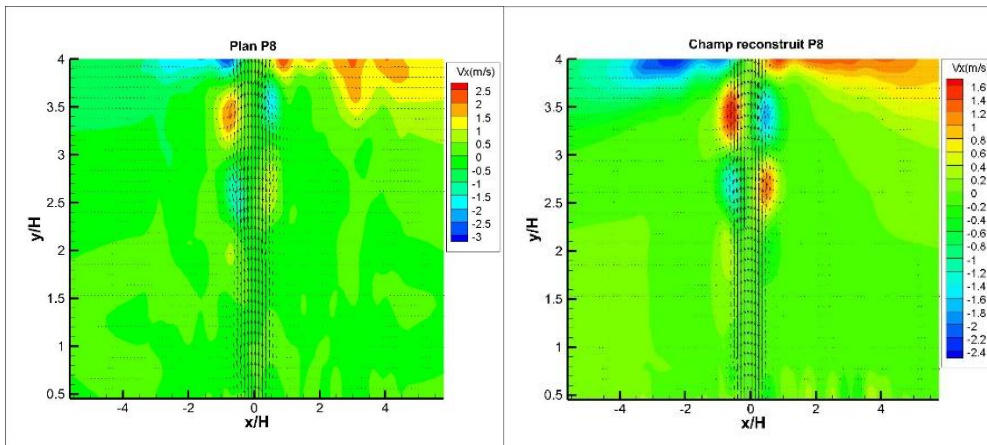
Le nombre de modes ayant une énergie cumulée de 95% de tous les plans est représenté dans le Tableau IV. 6. Les résultats montrent que la plus part des plans ont besoin de seulement 3 modes pour que la reconstruction délivre les 95% de l'énergie totale de l'écoulement sauf quelques plans comme le plan P_{26} qui en a besoin de 13 modes. Malgré cette remarque, les trois premiers modes possèdent une énergie de plus que 93% pour tous les plans parallèles. Par la suite il était alors suffisant de ne considérer que les trois premiers modes pour la reconstruction.

Plans	P_0	P_2	P_4	P_6	P_8	P_{10}	P_{12}	P_{14}	P_{16}	P_{18}
N_{POD}	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
Plans	P_{20}	P_{22}	P_{24}	P_{26}	P_{28}	P_{30}	P_{35}	P_{40}	P_{45}	P_{50}
N_{POD}	3	3	3	3	3	3	3	3	3	3
Plans	P_{55}	P_{60}								
N_{POD}	3	3								

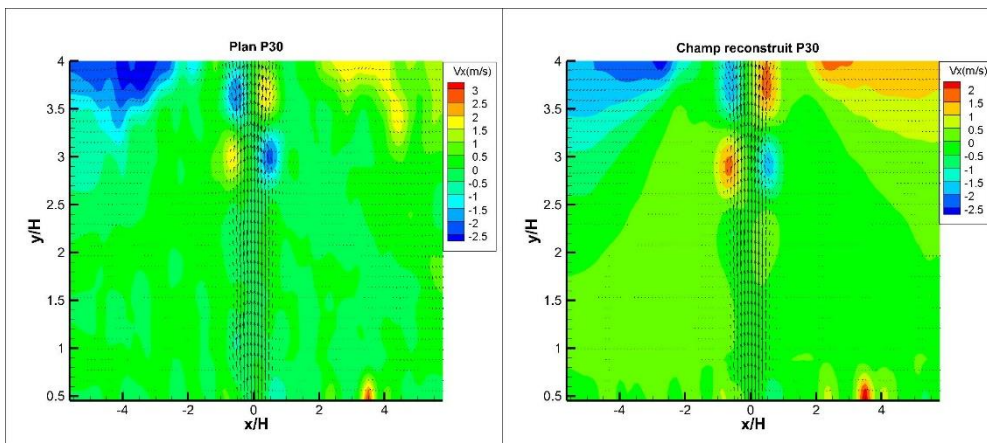
Tableau IV. 6: Nombre de modes nécessaire pour une énergie de 90%

Pour s’assurer que 3 modes sont bien suffisant, on a reconstruit les vingt-deux plans de P_0 jusqu’à P_{60} en prenant les trois premiers modes du champ instantané. On comparera les champs reconstruits des plans P_8 et P_{30} et P_{60} avec les champs instantanés. La Figure IV. 22 présente les champs de la vitesse transversale V_x pour les trois plans choisis pour la discussion. Comme on peut le voir, la reconstruction par POD en considérant 3 modes est performante.

P_8



P_{30}



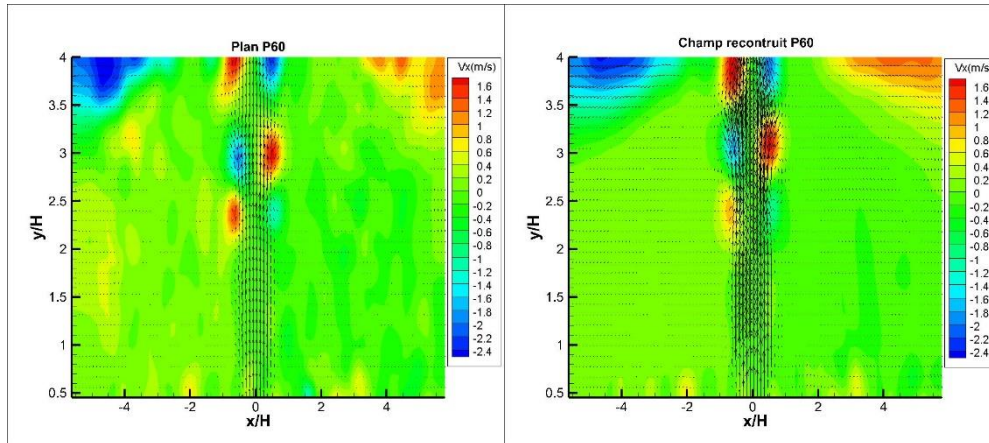
P_{60} 

Figure IV. 22: Exemple de plans reconstruits par POD ($t=0,2$ ms)

Les champs SPIV des différents plans sont non corrélés entre eux, ce qui ne permet pas une description de l'évolution temporelle de l'écoulement seulement à l'aide de la POD. Dans le chapitre suivant, on discutera l'évolution temporelle des champs reconstruits en appliquant la méthode de moyenne de phase.

IV.5. Conclusion

Le présent chapitre est consacré à l'analyse et la reconstruction volumique d'un jet heurtant une plaque par la méthode de Snapshot POD. Il est divisé en trois parties. Premièrement, on a commencé par une introduction à la méthode de POD (Proper Orthogonal Decomposition) comme méthode d'approximation. De plus, on a expliqué comment reconstruire les champs cinématiques mesurés à partir de cette méthode et spécifiquement la méthode de Snapshot POD

Une première application de la POD est réalisée sur les champs fluctuants cinématiques en considérant les deux composantes V_x et V_y . Cette application est présentée dans la deuxième section de ce chapitre. En fait, les valeurs propres et les vecteurs propres ont été étudiés pour les plans P_0 , P_4 et P_8 . On a remarqué que les deux premiers modes qui avaient le plus d'énergie représentaient le phénomène du passage tourbillonnaire dans l'écoulement. Le troisième mode reflète la déviation des tourbillons au niveau de la plaque et les autres modes concernent les structures tourbillonnaires de petites échelles. Les résultats ont été validés pour plusieurs plans. 61 modes étaient suffisants pour avoir 90% de l'énergie totale pour tous les plans mesurés.

Ensuite, on a étudié l'influence de la troisième composante sur la décomposition de l'écoulement par valeur propres. Les résultats ont montré qu'en considérant la troisième composante de la vitesse, la convergence de l'énergie cinétique est beaucoup plus lente, et qu'on aura besoin de 198 modes pour acquérir 90% de l'énergie totale. Les deux premiers modes représentaient le même phénomène tourbillonnaire, les autres modes sont identiques mais avec un décalage d'un mode par rapport aux résultats obtenus en 2C. La visualisation des modes propres a décrit des corrélations entre des couples de modes, pour cette raison on a étudié la caractérisation spatio-temporelle de ces couples. Cette corrélation a été étudiée en discutant les coefficients temporels de ces modes, le « scatter » plot de chaque couple ainsi que le spectre de fréquences de ces derniers.

Une dernière partie de ce chapitre était basée sur la reconstruction des plans parallèles par la méthode Snapshot POD. Dans cette partie on a appliqué la POD sur le champ cinématique instantané tout en considérant les trois composantes de la vitesse. Pour reconstruire un écoulement représentant 95% de l'énergie totale du plan P_0 on n'avait besoin que de 3 modes. Une visualisation des modes obtenus en appliquant la POD sur les champs de vitesse totale et une comparaison avec d'autres plans a été faite. On a remarqué que le premier mode représentait la moyenne de l'écoulement, tandis que les deux modes qui suivent décrivent les fluctuations et le passage tourbillonnaire. L'écoulement a été reconstruit en considérant 3 et 9 modes ou 198 modes pour le champ fluctuant. Une étude du coefficient de corrélation entre le champ reconstruit et le champ mesuré a montré que pour les trois cas ce coefficient est de l'ordre de 98%. Pour cette raison, on a considéré le cas de reconstruction par 3 modes pour la suite de cette étude.

CHAPITRE.V Reconstruction

volumique de l'écoulement par

POD et moyenne de phase

Table des matières :

V.1.	Introduction	115
V.2.	Détermination du signal de référence	115
V.2.1.	Le signal de référence V_x	115
V.2.2.	Signal Acoustique	119
V.2.3.	Détermination des phases	122
V.3.	Reconstruction volumique avec la POD multi-plan	126
V.4.	Reconstruction volumique avec la moyenne de phase	130
V.4.1.	Méthode	130
V.4.2.	Moyenne de phase à partir du signal V_x	131
V.4.2.1.	Plan P_0 reconstruit	132
V.4.2.2.	Volume reconstruit avec les moyennes de phases	134
V.4.3.	Moyenne de phase à partir du signal acoustique	138
V.4.4.	Interprétation des résultats	140
V.4.5.	Coefficient POD	142
V.5.	Conclusion	144

V.1. Introduction

Les principales structures tourbillonnaires présentes dans le cas d'un écoulement impactant sont les tourbillons de Kelvin Helmholtz. Ces tourbillons résultent de l'instabilité convective dans la couche de cisaillement. Ainsi, notre étude est basée sur la détection, le suivi et l'analyse des déformations de ces structures tourbillonnaires. De plus, pour $Re = 4458$, le jet est turbulent.

Afin d'étudier et de visualiser ces structures tourbillonnaires en trois dimensions, et d'analyser la déformation de ces structures tourbillonnaires, on a entrepris une reconstruction volumique. Ainsi, trente plans parallèles ont été étudiés en Stéréo-PIV. La technique de calcul des moyennes de phases et la méthode de POD ont été appliquées à chacun des plans. Par la suite, une interpolation entre les plans a conduit à un volume reconstruit.

Deux méthodes de reconstruction volumique sont appliquées dans ce chapitre. La première qui est une méthode énergétique : la POD (Hamdi et al., 2017). La deuxième assure la reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement : la moyenne de phase (Hamdi et al., 2016) (J. Hamdi et al., 2017) .

V.2. Détermination du signal de référence

Comme mentionné dans le Chapitre 3, les acquisitions des différents plans ne sont pas synchronisées temporellement. En fait, à cause de ce type de mesures, un problème de phase est posé empêchant une bonne reconstruction de volume. Pour éviter ce problème, nous devons d'abord commencer par résoudre le problème de phase. Pour ce faire, un bon signal de déclenchement devrait être choisi à partir duquel la phase de l'écoulement sera déterminée. Le choix du signal de déclenchement dépend essentiellement du phénomène qu'il représente. En fait, il devrait avoir une bonne représentation du passage des tourbillons. Le signal choisi doit présenter une forte fréquence de passage des tourbillons et ne doit pas être affecté par les petites structures de turbulence. À partir de ce signal, la phase est déterminée en considérant les écarts temporels entre les références de phase, qui peuvent être les extremums ou les zéros du signal. Deux catégories de choix sont possibles, ou bien considérer un signal extérieur comme signal pilote, ou bien un signal au sein des acquisitions elles-mêmes. Le signal pilote extérieur choisi est le signal acoustique, tandis que le signal intérieur choisi est le signal V_x pour un point de référence.

V.2.1. Le signal de référence V_x

En premier lieu, après les discussions des différents paramètres fait dans le chapitre 3 on déduit que le signal V_x est un bon indicateur du passage des tourbillons. Pour cela on l'a choisi comme signal de référence interne. Mais le choix du signal V_x n'est pas arbitraire. Il doit être choisi pour un point de l'écoulement qui représente le phénomène tourbillonnaire et dont le comportement reste identique pour les différents plans de la zone de reconstruction. En d'autres termes, un point où passent périodiquement les grosses structures tourbillonnaires. Pour cette raison, une discussion est faite sur le choix de l'abscisse et l'ordonnée du point de référence.

La première étape était de choisir une position longitudinale qui assure l'observation du passage d'un tourbillon tout en étant suffisamment loin des perturbations de l'impact du jet sur la plaque fendue. En se basant sur le chapitre 3, on remarque que les fluctuations transversales commencent à apparaître à partir de $y/H=2$ et se

développent complètement à $y/H=3$. Ainsi, plusieurs points de référence sont considérés (voir Figure V. 1). Un point M_1 est choisi à proximité de $y/H=2$ et quatre autres points (M_2 , M_3 , M_4 et M_5) sont considérés sur l'axe $y/H=3$. L'idée est d'optimiser le point de référence de sorte qu'il soit le plus représentatif du passage tourbillonnaire.

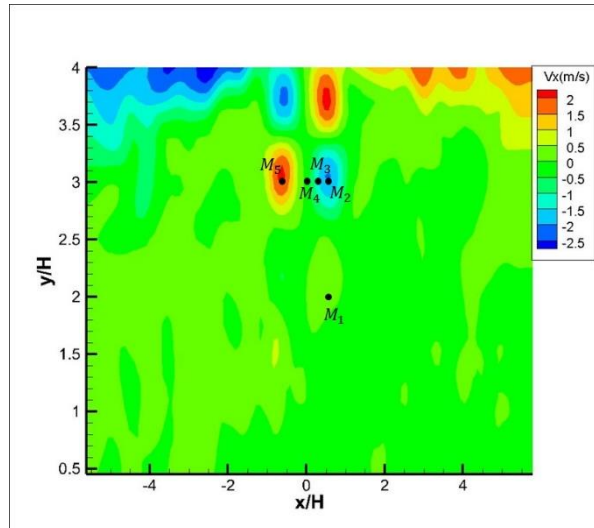


Figure V. 1 : Différents positions de référence

En se basant sur les trajectoires des tourbillons par critère λ_2 dans le chapitre III, on remarque que les axes $x=4,6$ mm et $x=-6,2$ mm correspondent aux axes du passage tourbillonnaire. Ainsi, on choisira un point sur l'un de ces deux axes pour un éloignement $y/H=3$. Pour valider notre choix on a commencé par tracer le profil de l'évolution temporelle de la vitesse transversale pour chacun des points choisis pour trois plans. Les plans sont choisis de la façon suivante : le premier se situe dans la partie centrale P_0 , le deuxième se trouve dans la partie intermédiaire P_{30} et le dernier plan P_{60} plus loin du centre du convergent pour s'assurer que le signal de référence représente le même phénomène pour tous les plans reconstruits. Les signaux de la Figure V. 2 donnent une indication du choix considéré ; le point M_1 qui se trouve à $y/H=2$ n'est pas convenable parce qu'il présente un profil périodique qui est très bruité et donc pas idéal pour la détermination des phases. Pour éviter un choix dans la zone où le flux est laminaire, nous avons choisi une position longitudinale où la turbulence est développée, c.-à-d. à $y/H=3$ qui se situe à l'extérieur du cône potentiel. De plus, cette position est en amont de la plaque fendue empêchant l'effet de petites échelles turbulentes. D'autre part le point M_4 , qui est un point sur l'axe du jet, n'est pas un bon choix car le signal pour ce point a une valeur qui ne dépasse pas 0,4 m/s et n'a pas de forme bien déterminé. Il reste à choisir un des trois points qui se trouvent sur l'axe $y/H=3$ et qui ont des profils périodiques sinusoïdaux.

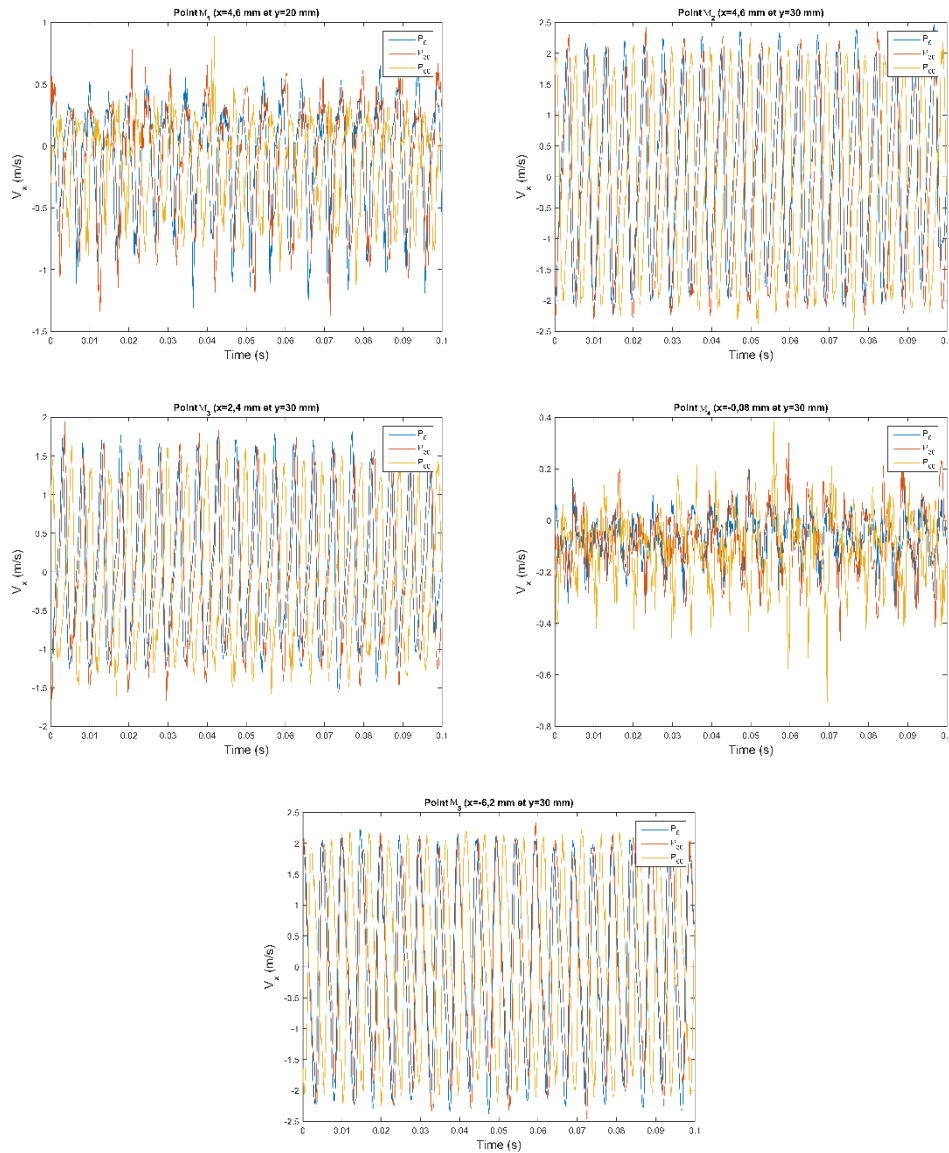


Figure V. 2 : Profil temporel des signaux de références

Une discussion sera menée alors sur le choix idéal du point pour la détection des phases. Pour cette raison on a étudié, sur l'axe $y/H=3$ le profil de la vitesse transversale maximale en fonction des abscisses pour les plans P_0 , P_{30} et P_{60} . La Figure V. 3 représente le profil de la moyenne temporelle de la vitesse transversale maximale en fonction des abscisses. On remarque, que $x=4,6$ mm et $x=-6,2$ mm désignent les abscisses des deux pics de la vitesse transversale maximale pour $y/H=3$. D'après cette figure on peut conclure que les tourbillons traduits par un pic de la vitesse maximale passeront à $x=4,6$ mm et $x=-6,2$ mm. D'après Figure V. 3, les trois plans possèdent à peu près la même valeur pour $x/H=-0,62$ pour cette raison on a choisi le point M_5 ($x=-6,2$ mm et $y=30$ mm) comme point de référence. Notons que c'est bien clair que c'est un point de passage de tourbillon (Figure V. 1). De plus, ce point de référence choisi n'est pas dans la zone perturbée par l'impact sur la plaque.

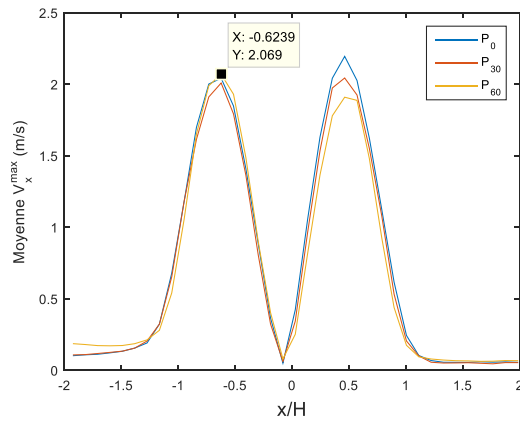


Figure V. 3 : Profil de la moyenne de V_x max pour $y/H=3$ pour P_0 , P_{30} et P_{60}

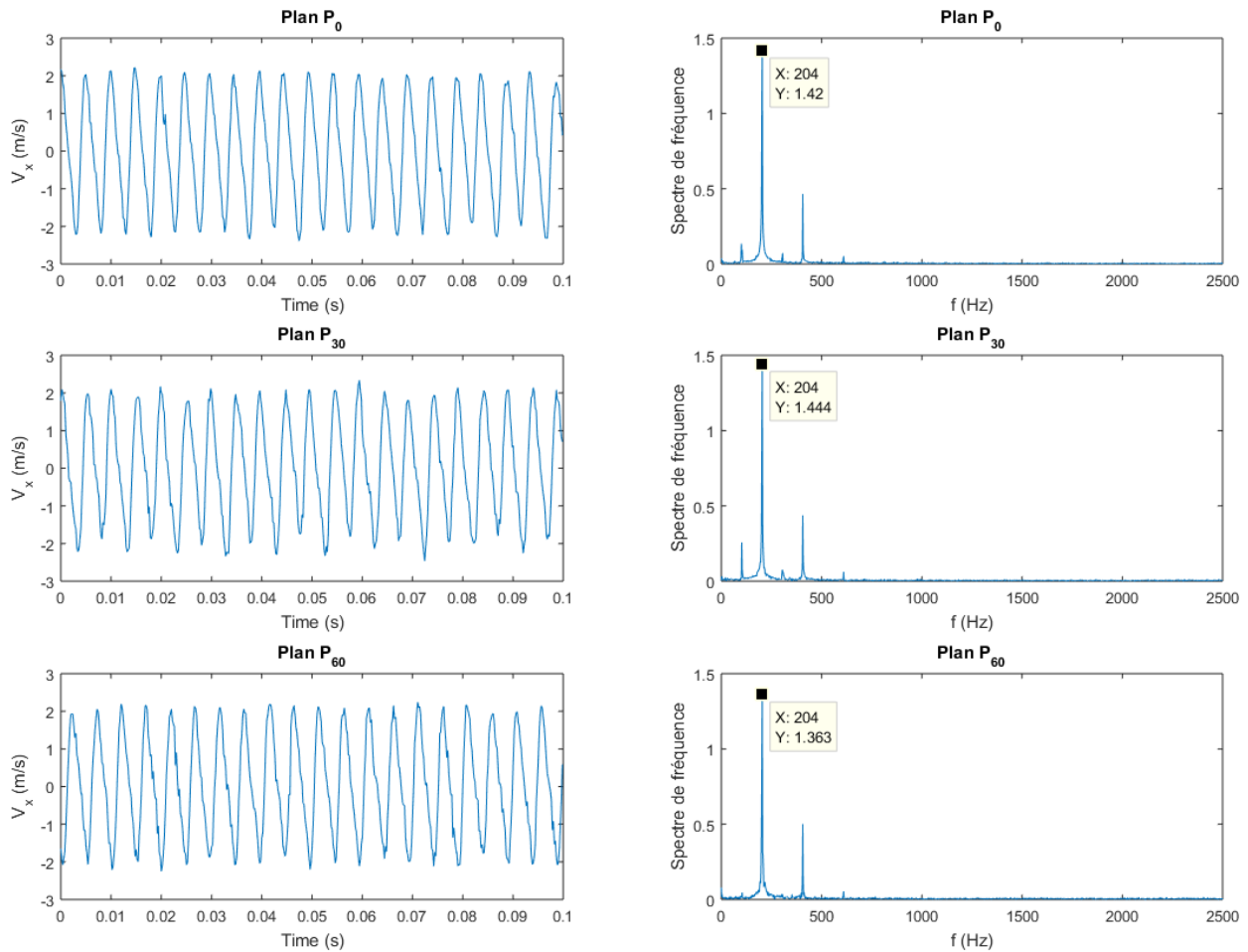


Figure V. 4 : Profil de l'évolution temporelle de la vitesse transversale V_x et le spectre correspondant pour point le M_5

Il suffit maintenant d'étudier le phénomène tourbillonnaire que ce signal décrit. Est-ce qu'il représente bien le passage des grosses structures tourbillonnaires, est-il un bon représentant de la forte fréquence de passage des tourbillons. Dans ce cadre, on a tracé le spectre de fréquence de chacun des plans étudiés. Il est clair que le signal choisi a une forte composante périodique et n'est pas trop affecté par les fluctuations turbulentes. La vitesse transversale V_x comme représenté sur la Figure V. 2 a un comportement sinusoïdal, ce qui est une bonne indication du passage des tourbillons. De même, la vitesse transversale pour tous les plans étudiés représente une forme sinusoïdale de même fréquence.

Le jet étudié est un jet plan de rapport d'aspect égal à 19 (rapport entre la largeur du jet et la hauteur du convergent de soufflage). Ainsi, afin d'éviter les effets de bords nous n'avons considéré que les plans expérimentés entre $z=0$ et $z=60$ mm. Ce qui représente 22 plans entre P_0 et P_{60} . Aussi, pour s'assurer que ces plans ne sont pas affectés par les effets de bords, nous avons représenté les profils $(V_x)_{max}$ et $(V_x)_{min}$ sur cette zone. Pour un tel volume comme le montre la Figure V. 5, l'évolution de tous les paramètres physiques est négligeable par rapport à z .

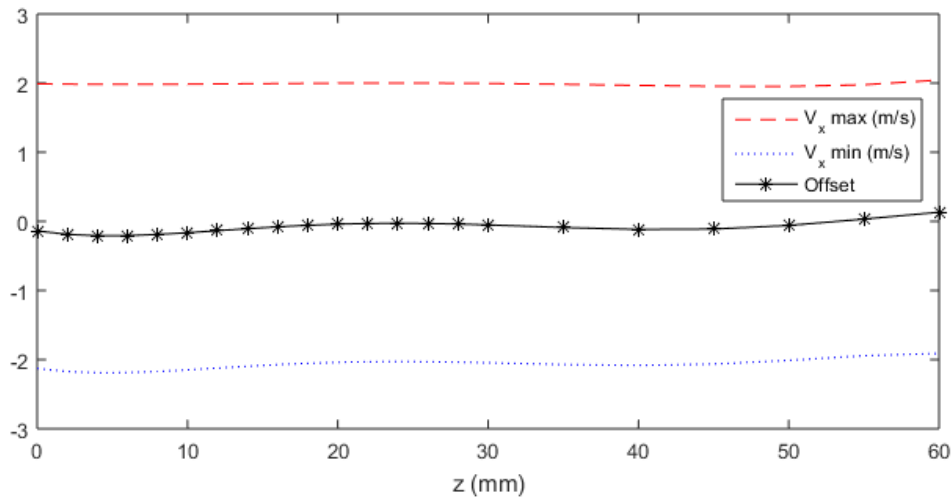


Figure V. 5 : Profils de $V_x \text{ max}$ et $V_x \text{ min}$ pour $y=30$ mm et $x=-6,2$ mm

V.2.2. Signal Acoustique

Un signal extérieur, en dehors de l'acquisition du champ cinématique est recherché pour être un signal de référence représentant un bon indicateur pour le suivi d'un phénomène lié à l'écoulement et commun à tous les plans cinématiques relevés afin de permettre leur phasage. Plusieurs choix ont été exploités dans le domaine d'un écoulement autour d'un cylindre de section circulaire tel que le signal de pression pariétale qui est utilisé par (Cantwell and Coles, 1983) et (Perrin et al., 2006). (Wlezien and Way, 1979) dans le cas d'un demi-cylindre ont utilisé le signal de vitesse mesuré par fil chaud où on a mis la sonde dans la zone potentielle à côté du sillage ou en dehors de la couche limite du cylindre. Dans le cas d'un jet plan heurtant une plaque fendue, le signal acoustique a été choisi comme signal de référence comme dans Assoum, 2013.

Sur notre plateforme expérimentale, le signal acoustique est ainsi choisi comme signal de référence et mesuré à l'aide d'un microphone qui est situé derrière la plaque. Il a été fait de même pour les 22 plans expérimentés. Ainsi, les champs acoustiques ont été mesurés chacun en même temps avec l'acquisition des plans parallèles par PIV.

D'après l'étude faite par (Assoum, 2013) le pic du signal acoustique correspond bien à un pic de la vitesse transversale comme le montre la Figure V. 6. La superposition des deux pics est traduite par le passage tourbillonnaire comme c'est remarqué sur la Figure V. 7. En fait, pour $t=2,86$ ms les deux pics acoustique et de la vitesse transversale sont superposés et en comparant cette superposition avec les champs du critère λ_2 on déduit que pour cet instant les tourbillons arrivent aux bords de la fente de la plaque. Après quelques pas

de temps et pour $t=3,53$ ms et toujours pour le pic acoustique les champs de λ_2 montrent la déviation de ce tourbillons vers la plaque. Dans un autre temps, et en visualisant le minimum de ces deux profils on remarque que les tourbillons ont suivi une trajectoire parallèle à l'axe du jet qui se dévie au niveau de la fente. On note que la grosse structure tourbillonnaire s'est divisée en deux petits tourbillons après la déviation. Cette comparaison entre la superposition des signaux de vitesse transversale et acoustique avec la trajectoire des tourbillons était nécessaire pour déduire qu'un pic (maximum) du signal acoustique correspond bien à un passage tourbillonnaire. De plus, le choix de ne pas considérer les minimums du signal comme référence de phase est dû au fait qu'un minimum traduit le phénomène de la décomposition du grand tourbillon en deux petites structures tourbillonnaires tandis qu'un maximum vérifie bien la présence d'une grosse structure tourbillonnaire.

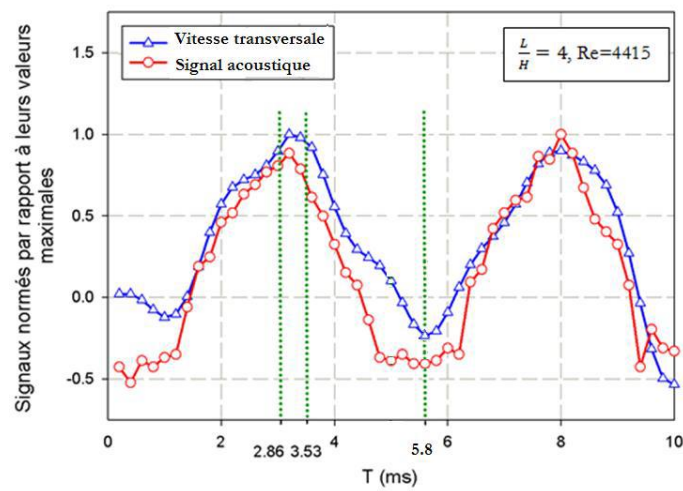


Figure V. 6 : Profil du signal acoustique et de la vitesse transversale (Assoum, 2013)

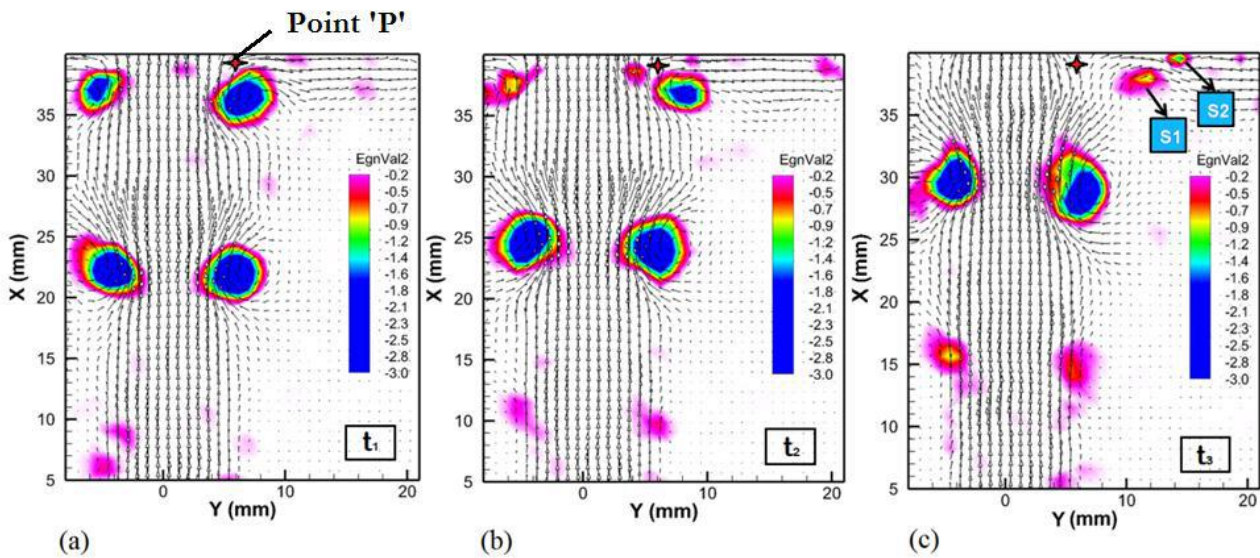


Figure V. 7 : Champs des vitesses et du critère pour : (a) : $t_1 = 2.86$ ms, (b) : $t_2 = 3.53$ ms et (c) : $t_3 = 5.8$ ms. $Re=4415$ (Assoum, 2013)

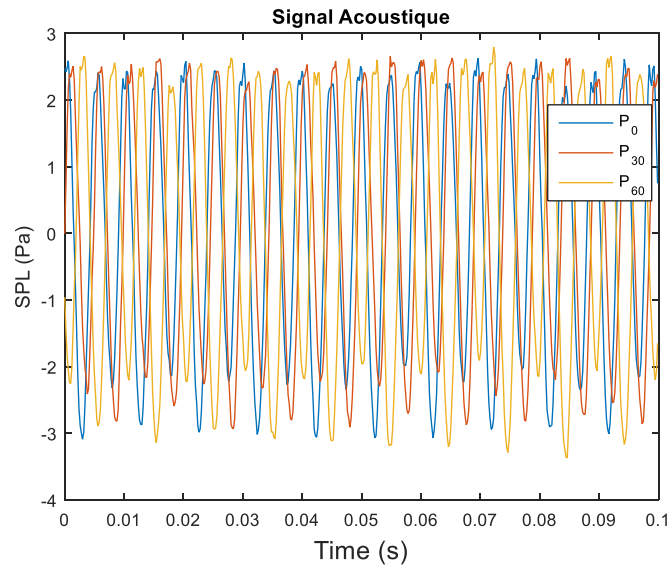


Figure V. 8 : Profils du signal acoustique pour P_0 , P_{30} et P_{60}

Dans un premier temps, une visualisation de ce signal est étudiée pour les trois plans critiques P_0 , P_{30} et P_{60} sur la Figure V. 8. Le signal possède un profil périodique. Cette constatation aide à montrer que ce signal est un bon choix pour la détection des phases. Egalement, on a étudié le spectre de ce signal pour vérifier s'il s'agit d'un signal à forte fréquence interprété par le passage des tourbillons. C'est ainsi que la Figure V. 9 présente le spectre de fréquence du signal acoustique pour les plans P_0 , P_{30} et P_{60} . Tous les trois plans possèdent une forte fréquence à 204 Hz qui correspondent bien d'après le chapitre 4 à la fréquence du passage des tourbillons.

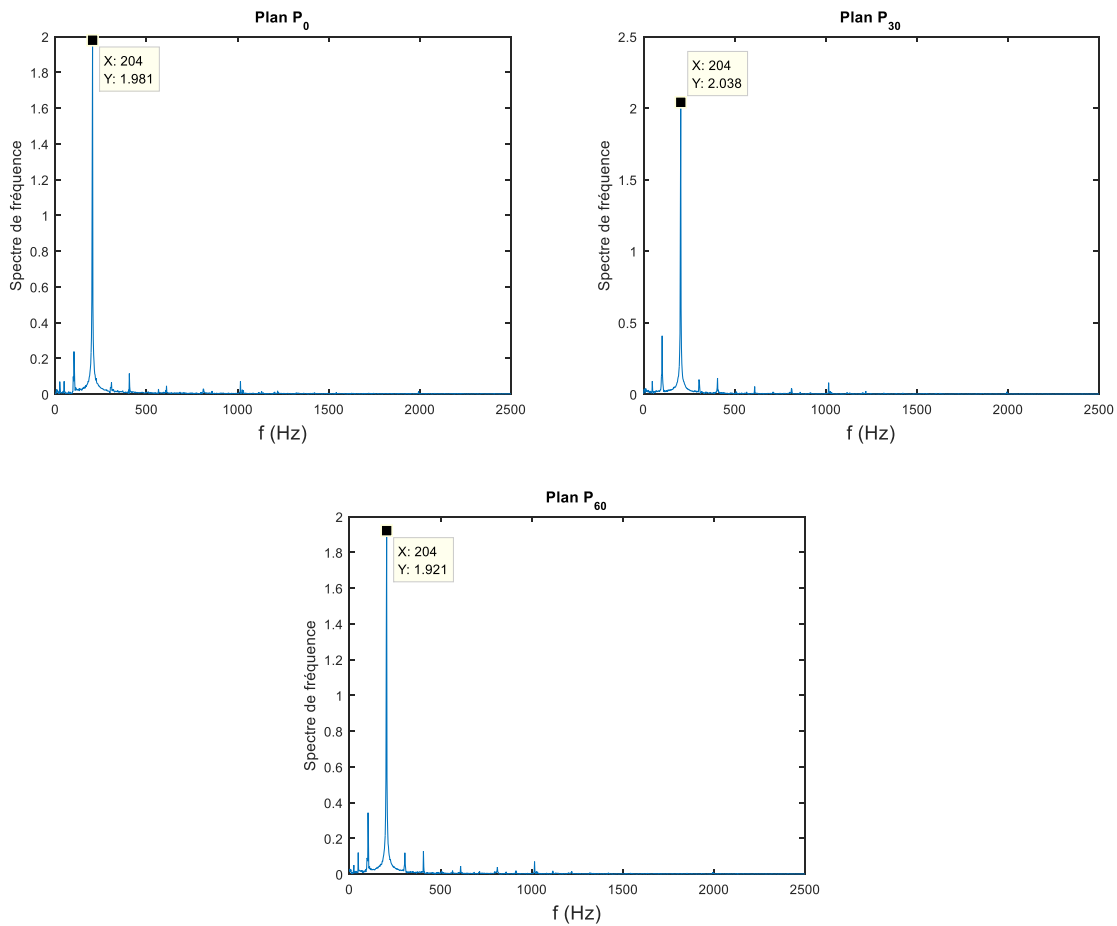


Figure V. 9: Spectre des signaux acoustiques de P_0 , P_{30} et P_{60}

V.2.3. Détermination des phases

Pour pouvoir mettre en phase les plans reconstruits par POD et pour reconstruire les plans par moyenne de phase, il était nécessaire d'utiliser une méthode de détermination de phases des signaux de références. La détermination des phases peut se faire en se basant sur deux méthodes différentes comme le site (Perrin, 2005). La première réside sur l'application de la transformé de Hilbert qui donne accès à l'enveloppe du signal ainsi que les phases du signal de référence. La deuxième méthode c'est par la détection des maxima du signal de référence et en considérant les intervalles de temps entre les maxima. Dans la présente étude, et comme les signaux choisis sont périodiques on a utilisé la deuxième méthode.

La détermination des phases se divise en trois étapes comme le montre la Figure V. 10:

- 1- Le signal de référence est filtré par un filtre passe bande.
- 2- On découpe le signal de référence en éliminant la partie négative.
- 3- On identifie les maxima du signal, et on annote les instants correspondant à ces maximum t_{\max}^i avec $i=1, \dots, P$ avec P = nombre des maximums.

En fait, une étape préliminaire réside dans le choix de référence de phase qui peut être les zéros ou maxima du signal pilote. Dans la présente étude, la référence de phase est considérée comme étant les maxima. Ensuite, les maxima du signal et le temps entre l'instant considéré et l'instant de la référence de phase a définit la

phase de l'écoulement. Cette détermination des phases à partir de la détection des maxima est appropriée aux signaux périodiques et par pour les des écoulements où les structures arrivent à des instants aléatoires. Notons que la Figure V. 10 décrit la procédure de détermination pour la phase du signal acoustique pour les trois plans P_0 , P_{30} et P_{60} . Cette procédure est également appliquée au signal de référence V_x expliqué dans la section V.2.1.

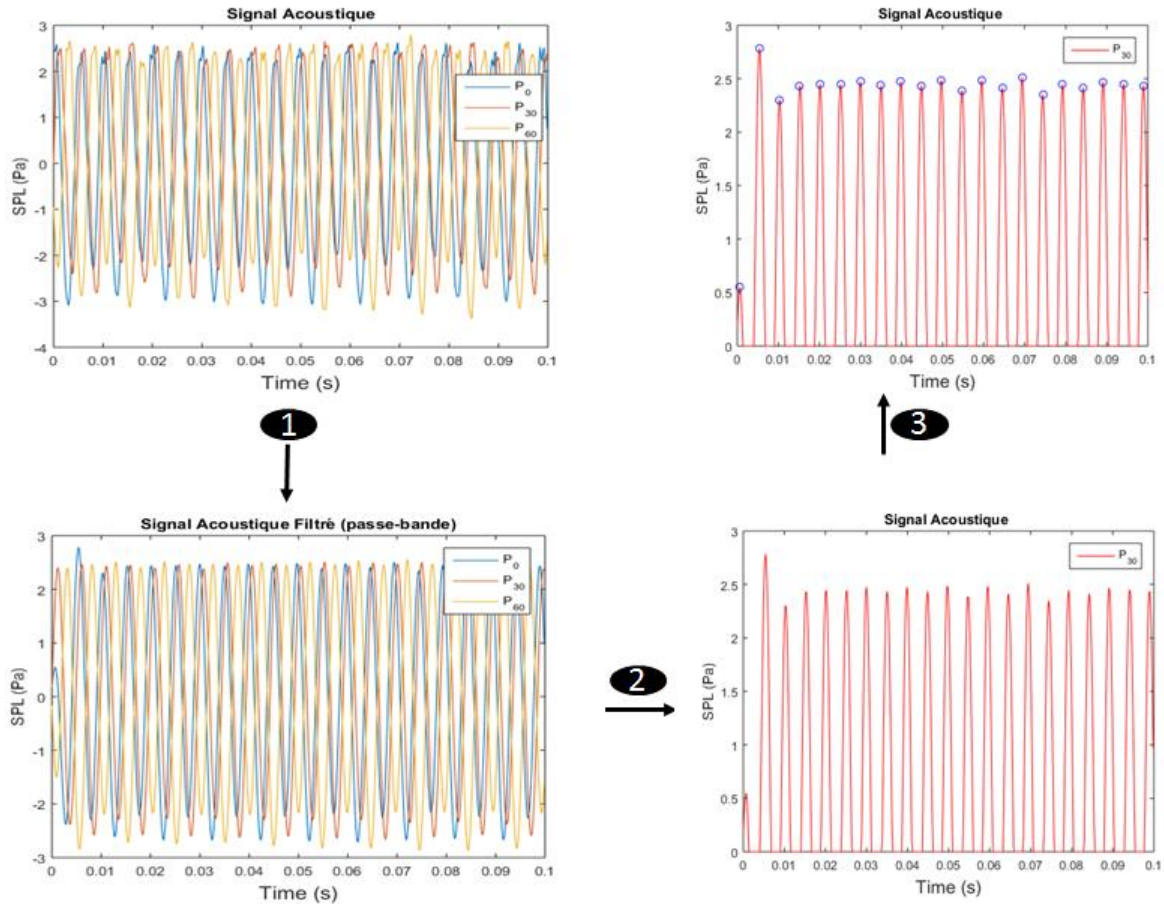


Figure V. 10 : Détermination des phases du signal acoustique

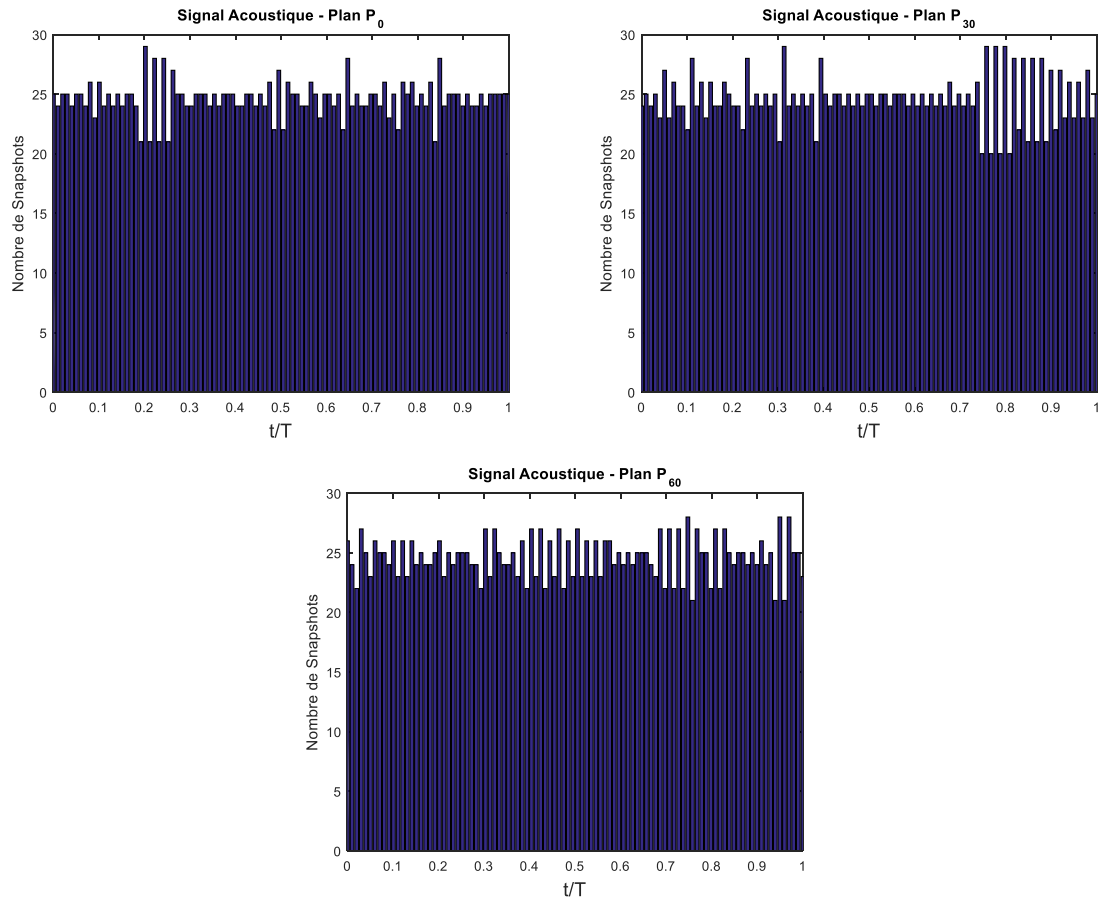


Figure V. 11 : Histogramme des périodes pour le signal acoustique

Les signaux choisis dans la présente étude sont des signaux périodiques où normalement les phases sont de mêmes amplitudes. L'approche de tracer l'histogramme des périodes est mise en place pour pouvoir quantifier la modulation de la phase du signal de référence. Pour cette raison, on a représenté l'histogramme des périodes pour le signal V_x . (Figure V. 12) ainsi que celui du signal acoustique (Figure V. 11). Les histogrammes présentés sur les deux figures sont obtenus après détection des maxima du signal conditionné par filtre passe bande. Les histogrammes montrent bien l'uniformité des phases attribué aux acquisitions avec une moyenne d'amplitude égale à 25. Notons que le signal V_x . présente une uniformité plus importante que celle du signal acoustique, où les périodes détectés par ce dernier montre plus d'irrégularités. Cette modulation peut être étudiée par l'écart type normalisé par la période expérimentale.

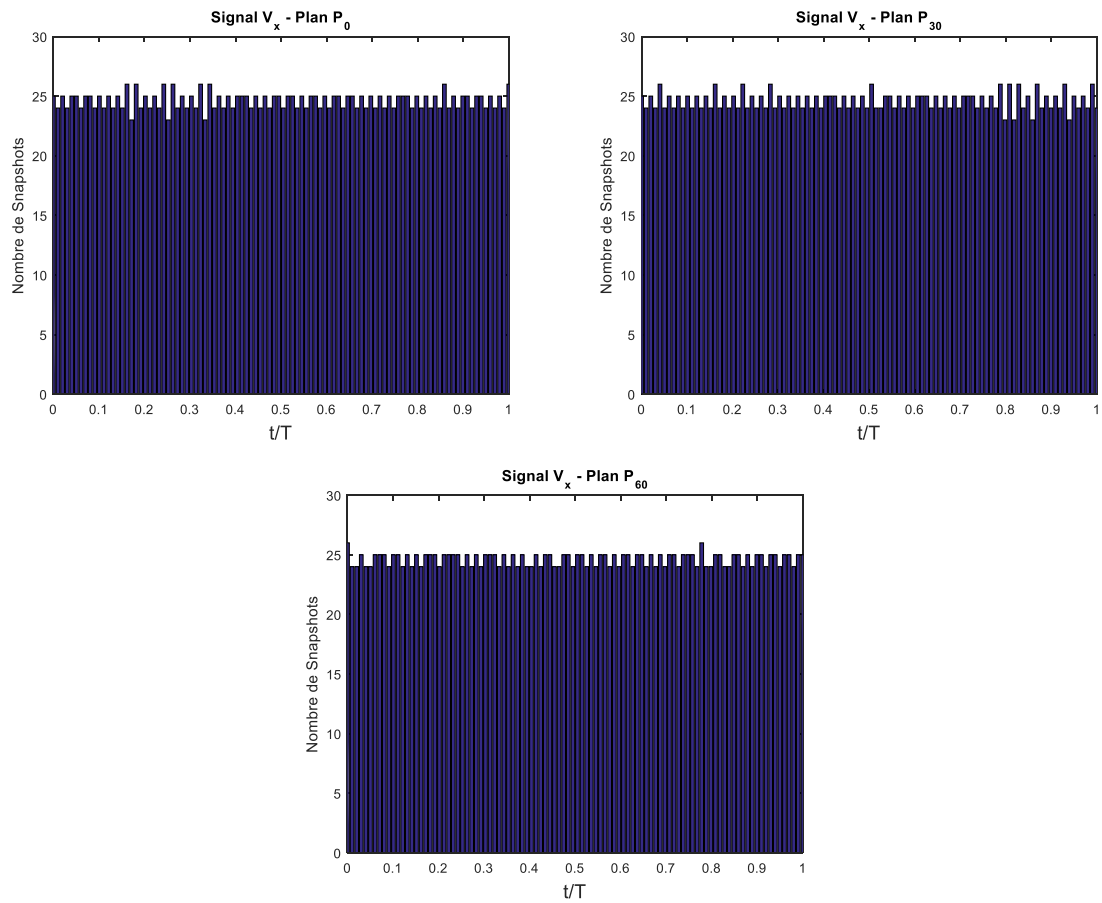


Figure V. 12 : Histogramme des périodes pour le signal V_x

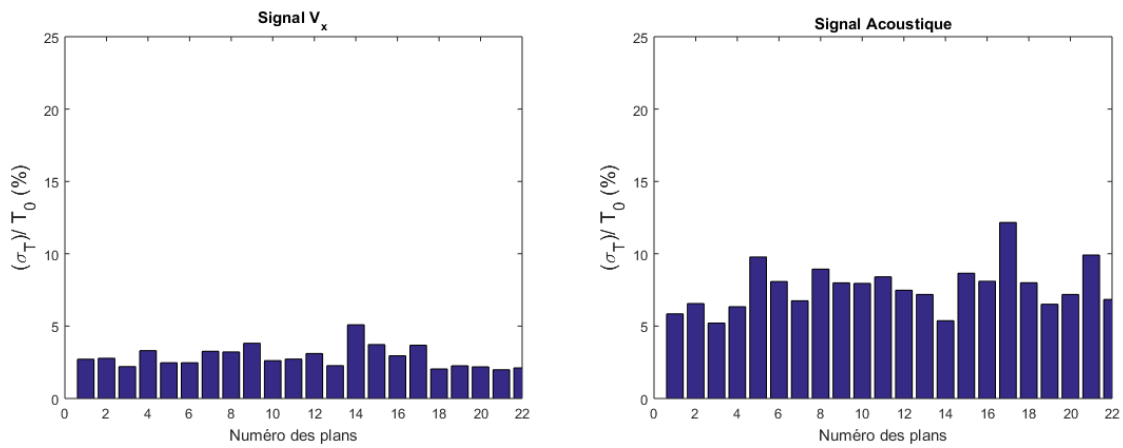


Figure V. 13 : Histogramme de l'écart type par rapport aux plans

L'indice de degré de périodicité est donné par l'écart type calculé à partir des périodes. La Figure V. 13 présente l'écart-type obtenu en fonction des plans mesurés pour les deux signaux de référence : le signal acoustique et le signal V_x . On remarque qu'en considérant le signal V_x , cette valeur normalisée par la période des mesures ne dépassent pas les 5% tandis que pour le signal acoustique cette valeur est un peu plus élevée pouvant atteindre les 10%.

V.3. Reconstruction volumique avec la POD multi-plan

Dans le chapitre précédent et après la compréhension des premiers modes, la décomposition en modes propres a été appliquée à tous les plans parallèles mesurés. La méthode de Snapshot POD 2D-3C a été appliquée sur le champ de vitesse instantanée avec $N_{POD} = 3$. Comme les champs cinématiques mesurés ne sont pas en phase, les résultats de la reconstruction par POD sont aussi déphasés. La Figure V. 14 représente les champs de la vitesse transversale des plans parallèles reconstruits pour un instants $t_1=0,2$ ms. Comme le montre la figure, les plans ne sont pas en phases.

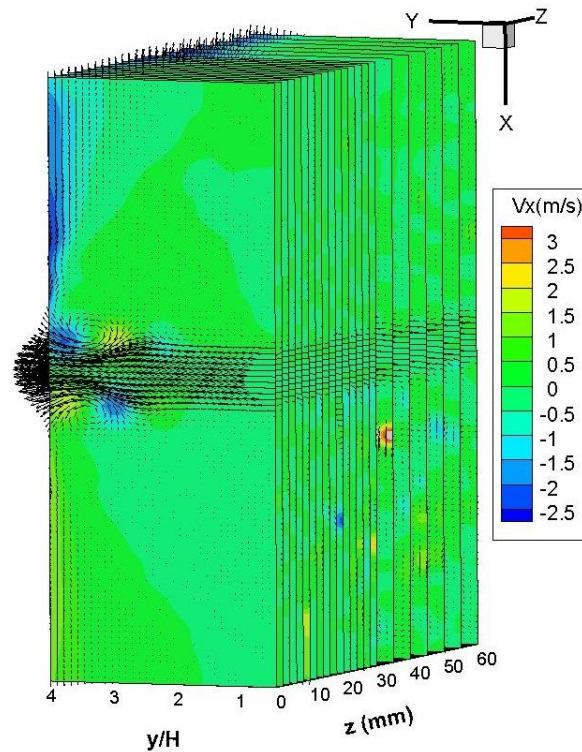


Figure V. 14 : Champ de la vitesse transversale à $t_1=0,2$ ms pour les 22 plans considérés

En se basant sur le signal de référence choisi dans la section V.2.1, les phases sont déterminées par la détection des maxima du signal. Les maximums sont enregistrés et les plans sont rendus en phases en suivant les périodes enregistrés. Les différents plans sont ensuite interpolés entre eux par une pondération inverse à la distance.

Les résultats de la reconstruction volumique des plans expérimentés sont présentés sur la Figure V. 15. On a présenté les champs des trois composantes de la vitesse V_x , V_y et V_z pour trois phases différents : t_{\max}^1 , t_{\max}^{10} et t_{\max}^{50} . Notons, qu'avec la composante longitudinale on a dessiné le champ de vecteurs de vitesse. Concernant la vitesse transversale on peut bien voir les rouleaux tourbillonnaires qui s'étendent tout au long de z . Ces rouleaux de vitesse se trouvent à $(x + x_0)/H = \pm 0,5$ des positions correspondant aux extrémités de la fente. Notons que ces rouleaux apparaissent en aval du jet près de la fente de la plaque à partir de $y/H=2,7$. En addition, des structures sont détectées sur la plaque fendue. Ces structures sont bien plus important sur la partie $-5 < x/H < -1$ que pour $1 < x/H < 5$ ce qui confirme bien les discussions du chapitre 3 où les fluctuations transversales ont une valeur plus élevée que pour $-5 < x/H < -1$. Dans la seconde colonne de la Figure V.

15, la composante longitudinale de la vitesse montre l'entraînement qui commence à la sortie du convergent jusqu'à proximité de la plaque fendue. L'entraînement est cohérents pour tout le volume allant de P_0 jusqu'à P_{60} .

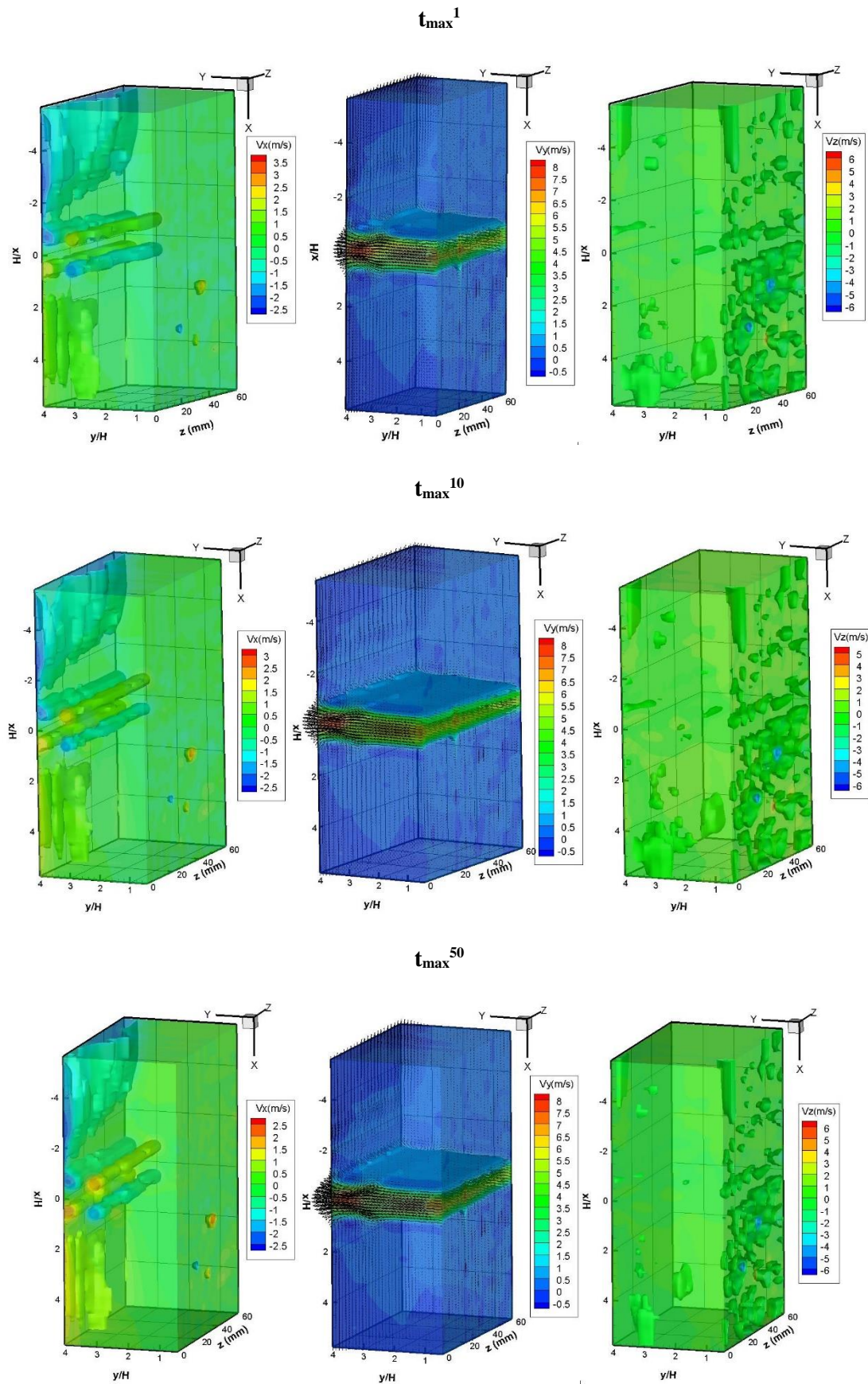


Figure V. 15 : Champ des trois composantes de vitesse pour le volume reconstruit (t_{\max}^1 , t_{\max}^{10} et t_{\max}^{50})

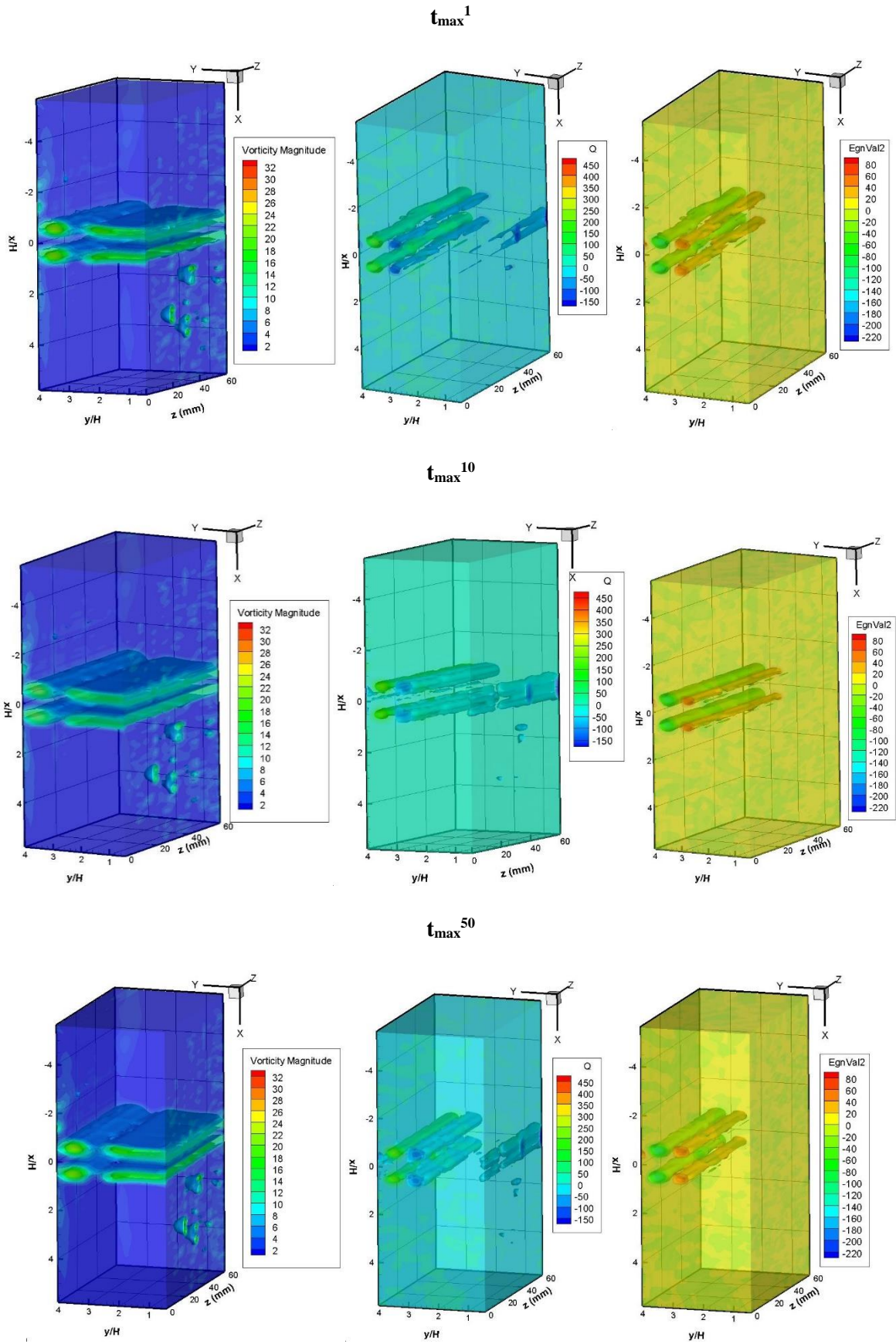


Figure V. 16 : Les iso-contours de vorticité (1^{ère} colonne), critère Q (2^{ème} colonne), critère λ_2 (3^{ème} colonne) des champs reconstruits instantanés du jet impactant (pour t_{max}^1 , t_{max}^{10} et t_{max}^{50})

Pour une analyse plus pratique de la dynamique des tourbillons, certaines techniques d'identification de tourbillon ont été appliquées en raison de leur capacité à localiser les régions où la rotation domine la pression dans l'écoulement. Les trois critères sont respectivement la vorticité, le critère Q et le critère λ_2 (définit dans le chapitre 1). Les contours de chacun de ces critères sont présentés sur la Figure V. 16 pour trois temps différents. Contrairement au cas plan en volume, les comparaisons des critères ne sont pas les mêmes. En fait, en analysant les contours de la norme de la vorticité on conclut que certainement ce n'est pas suffisant pour la détection tourbillonnaire. La norme de la vorticité donne des informations plutôt sur la trajectoire du cisaillement avec une information sur l'endroit de la création du rouleau tourbillonnaire comme le montre la première colonne de la Figure V. 16. En fait sur cette figure, de $y/H=0$ jusqu'à $y/H=2,7$ on n'a pas pu détecter que du cisaillement d  à l'entrainement mais à partir de $y/H=2,7$ ce n'est pas très clair où il semble qu'il y a une création d'un tourbillon. Cette discussion est bien corrélée avec celle faite dans le Chapitre III (section III.3.1), où dans le cas d'un plan on a eu la même ambiguïté. On passe maintenant au deuxième critère qui est le critère Q . En 2D, les deux critères Q et λ_2 sont équivalents. Le cas n'est pas le même pour le cas volumique où le critère Q nous a montré du cisaillement au niveau de $y/H=0$, c.- -d.   la sortie de l'écoulement.   l'exception du cisaillement détecté par le critère Q , les deux critères Q et λ_2 nous fournissent les mêmes informations sur les rouleaux tourbillonnaires.

On remarque que pour les trois instants étudiés les rouleaux sont dans leur état complètement développé. Cela est dû au fait qu'on a considéré les pics du signal de référence, et un pic signifie un passage tourbillonnaire. Pour étudier l'évolution temporelle de ces rouleaux, leurs trajectoires et les endroits où le rouleau est plus avancé il était nécessaire d'appliquer une méthode qui reconstruit l'évolution temporelle des champs cinématiques initialement mesurés ou bien les champs reconstruits.

V.4. Reconstruction volumique avec la moyenne de phase

V.4.1. Méthode

D'après (Forestier et al., 1998), la moyenne de phase est une méthode de traitement conditionnelle des mesures par vélocimétrie laser. Cette méthode s'appuie sur l'acquisition synchronisée des mesures laser avec la mesure d'un signal de contrôle, périodique, caractéristique de l'écoulement. Généralement, les moyennes de phase sont obtenues donc par un post-traitement de ces acquisitions.

D'autre part pour (Perrin, 2005), la présence des structures organisées dans l'écoulement conduit à faire une séparation entre le mouvement organisé et le mouvement aléatoire. En effet, les vitesses et la pression présentent toujours une composante quasi-périodique liée au passage tourbillonnaire résultat de l'instabilité de Kelvin Helmholtz. D'où l'importance de l'opérateur de moyenne de phase qui consiste à séparer la composante quasi-périodique du reste des fluctuations. L'opération consiste à recalcr temporellement les signaux temporels par rapport à une référence de phase.

En reprenant les notations de Reynolds et Hussain (Reynolds and Hussain, 1972), la décomposition triple de la vitesse instantanée U_i est ainsi écrite :

$$U_i = \bar{U}_i + \tilde{U}_i + u'_i \quad (\text{V.1})$$

où \bar{U}_i est la composante moyenne obtenue par la sommation sur le temps, \tilde{U}_i est la composante cyclique supposée périodique, u'_i est la composante aléatoire. De plus :

$$\tilde{U}_i = \tilde{U}(x, \varphi + 2\pi n) \quad (\text{V.2})$$

avec n un entier arbitraire et φ la phase du signal de référence.

En effet, la propriété périodique de la vitesse, due à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, permet l'application de la technique de moyenne de phase. Cette méthode conduit donc à représenter le mouvement d'écoulement cohérent décrit par la formation de tourbillon et le processus de cisaillement. Cette quantité est composée de la moyenne et de la composante périodique. En d'autres termes, tels que définis dans (Forestier et al., 1998), la moyenne de phase est la moyenne, pour chaque point de l'espace, d'une quantité U réalisée pour une valeur donnée φ du signal de référence. Par conséquent, connaissant φ la moyenne de phase peut être représentée sous la forme d'une moyenne conditionnelle, comme suit :

$$\langle U_i \rangle = \bar{U} + \tilde{U}_i = \lim_{N \rightarrow \infty} \frac{1}{N} \sum_{n=0}^N U^i(t) I_\varphi^i(t) \quad (\text{V.3})$$

où $I_\varphi^i(t)$ est égale à 1 si la phase de l'écoulement est φ à t , et 0 sinon.

L'application de la méthode de moyenne de phase, nécessite l'utilisation d'un signal de référence qui représente bien le phénomène à reconstruire. Le signal qui indique la phase est appelé signal pilote ou signal de référence. La reconstruction est faite en se référant à trois signaux : Le signal V_x pour le point P5, le signal acoustique et le premier coefficient temporel de la décomposition par POD. Les sections suivantes présenteront les résultats obtenus pour chaque reconstruction, on finira ensuite par une discussion des résultats.

V.4.2. Moyenne de phase à partir du signal V_x

Le calcul de moyenne de phase généré par un code Matlab se résume comme suite. En premier temps, le signal de vitesse est divisé en portions délimités par les repères temporels t_i et t_{i+1} déterminés en considérant les maximums du signal de référence. Les portions ainsi obtenues sont superposées après normalisation de leur intervalle de temps comme c'est présenté en vert sur la Figure V. 17. Dans notre cas, la période ainsi obtenue représente 100 classes temporelles de largeur 25 Snapshots en moyenne. Les vitesses sont ensuite moyennées suivant les pas de temps de $t/T=0,1$. En d'autres termes 10 pas de temps répartis sur une période sont définies. Les champs instantanés ainsi triés selon chaque classe sont moyennés (Figure V. 17 en noir). La Figure V. 17 montre un exemple d'un signal reconstruit par moyenne de phase en se basant sur le signal V_x comme signale de référence.

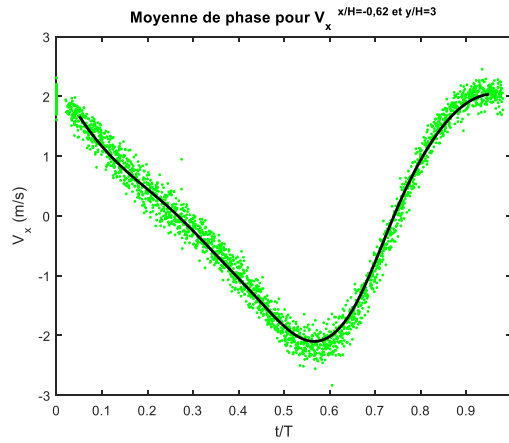


Figure V. 17: Exemple d'un signal reconstruit par moyenne de phase

V.4.2.1. Plan P₀ reconstruit

Dans un premier temps on a reconstruit le plan médian, une visualisation des deux composantes de vitesse pour l'instant $t/T=0$ est visualisée sur la Figure V. 18 où T est la période de l'écoulement et du signal acoustique $T = \frac{1}{F_s} = \frac{1}{5000} = 0,2 \text{ ms}$. Pour s'assurer que cette procédure reconstruit l'évolution temporelle de l'écoulement on a visualisé sur la Figure V. 19 les champs de la vitesse transversale pour huit pas de temps.

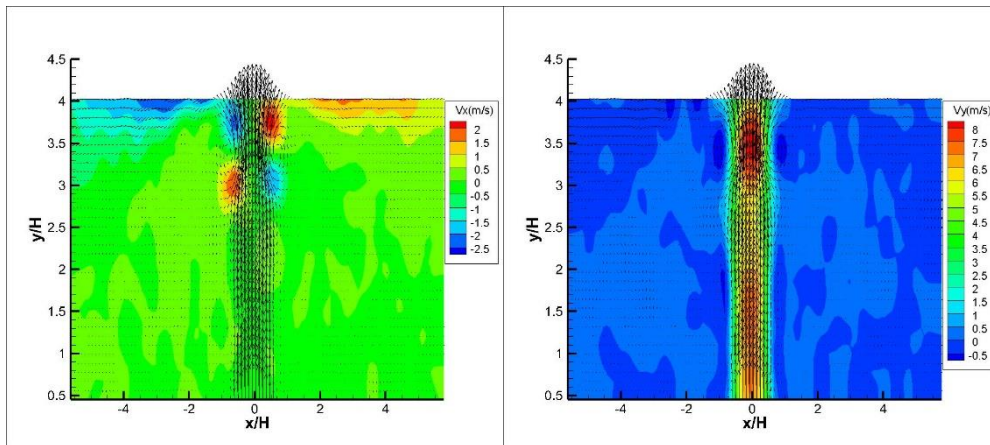
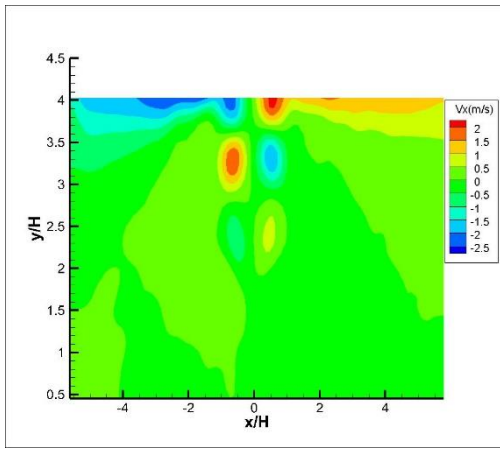
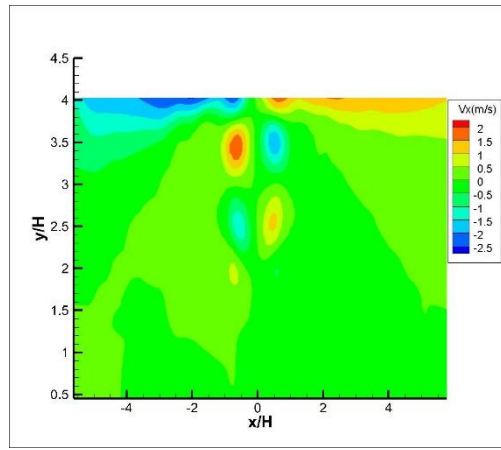


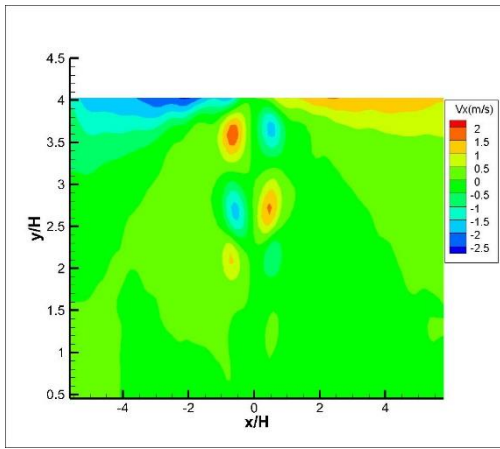
Figure V. 18 : Moyenne de phase pour $t/T=0$



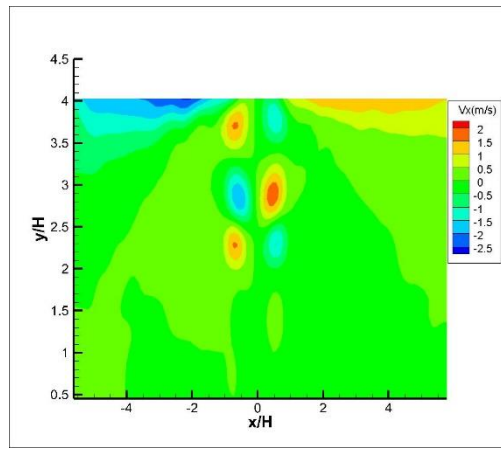
(a) $t/T=0,1$



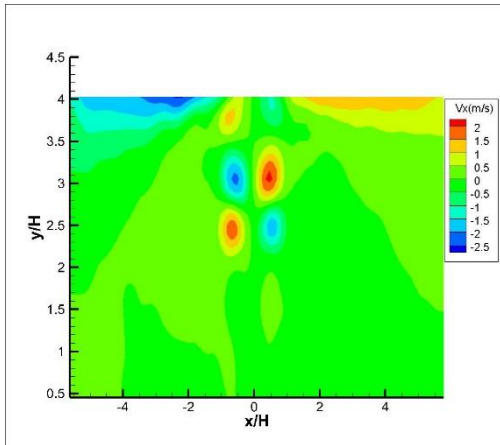
(b) $t/T=0,2$



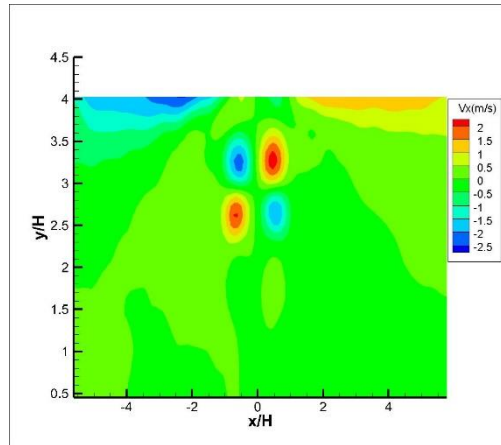
(c) $t/T=0,3$



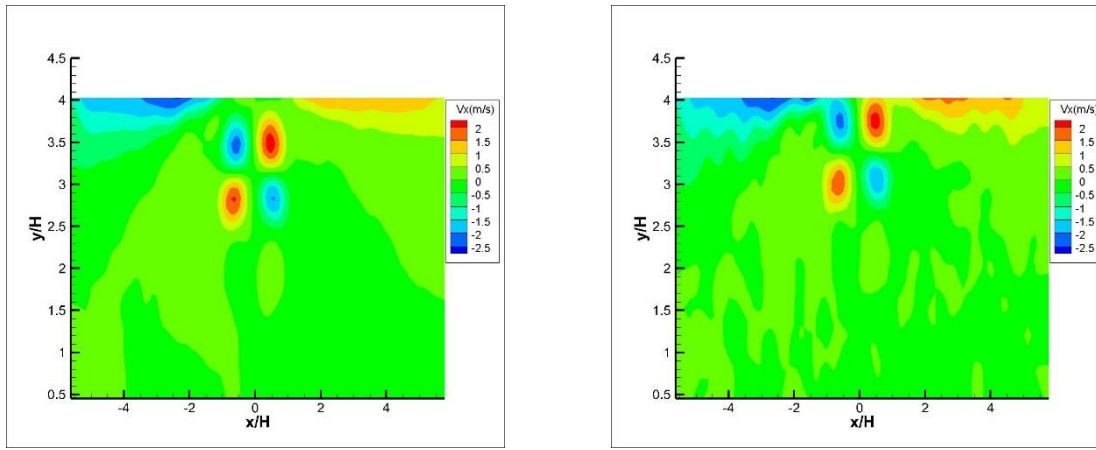
(d) $t/T=0,4$



(e) $t/T=0,5$



(f) $t/T=0,6$

(g) $t/T=0,7$ (h) $t/T=0,8$ *Figure V. 19 : Moyenne de phase du champ V_x*

V.4.2.2. Volume reconstruit avec les moyennes de phases

Dans cette section on a choisi le signal intérieur qui est le signal V_x expliqué dans la section V.2.1 pour la détermination des phases. Rappelons que ce signal est choisi pour un point de référence spatialement bien défini de sorte qu'il représente le passage tourbillonnaire. Les phases sont déterminées par la détection des maximas. Les différents plans sont ensuite interpolés. La Figure V. 20 représente le volume reconstruit par moyenne de phase à l'instant $t/T=0,01$. Cette figure présente les trois composantes de vitesses où on voit les champs de vitesse qui sont en couleurs et le champ des vecteurs de vitesses 3D. La composante de vitesse transversale V_x montre bien deux rouleaux tourbillonnaires qui s'étendent tout au long de la fente de part et d'autre de l'axe du jet. La composante longitudinale V_y montre de l'entraînement qui s'étend tout au long de l'axe du jet.

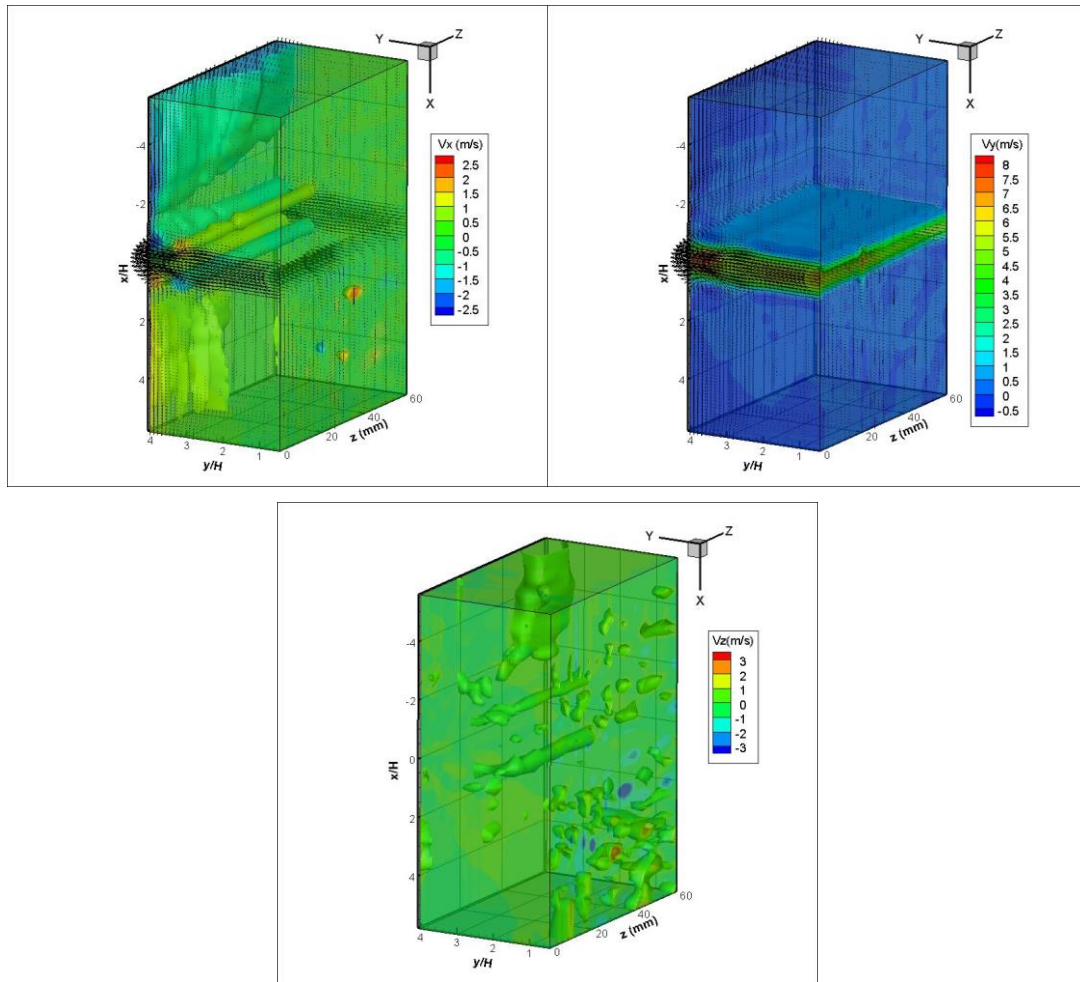


Figure V. 20 : Volume reconstruits par moyenne de phase

Pour mieux analyser les résultats on a appliqué les différents critères de détection des tourbillons au volume reconstruit. Les trois critères sont la vorticité, le critère Q et le critère λ_2 . Similairement aux résultats obtenus avec la POD, la vorticité décrit du cisaillement tout au long de l'axe du jet

Pour avoir plus de détail on a appliqué les critères Q et λ_2 de détection des tourbillons. La Figure V. 21 montre les résultats obtenus. Le critère λ_2 montre les structures tourbillonnaires tout au long de la fente allant du plans P_0 jusqu'au plan P_{60} . Le critère Q n'est pas le meilleur détecteur de tourbillons en 3D puisqu'il prend en compte des cisaillements au niveau de la sortie du jet. La Figure V. 21 montre des rouleaux tourbillonnaires tout au long de la fente de part et d'autre de l'axe du jet avec du cisaillement et de l'entraînement au niveau de la sortie du jet.

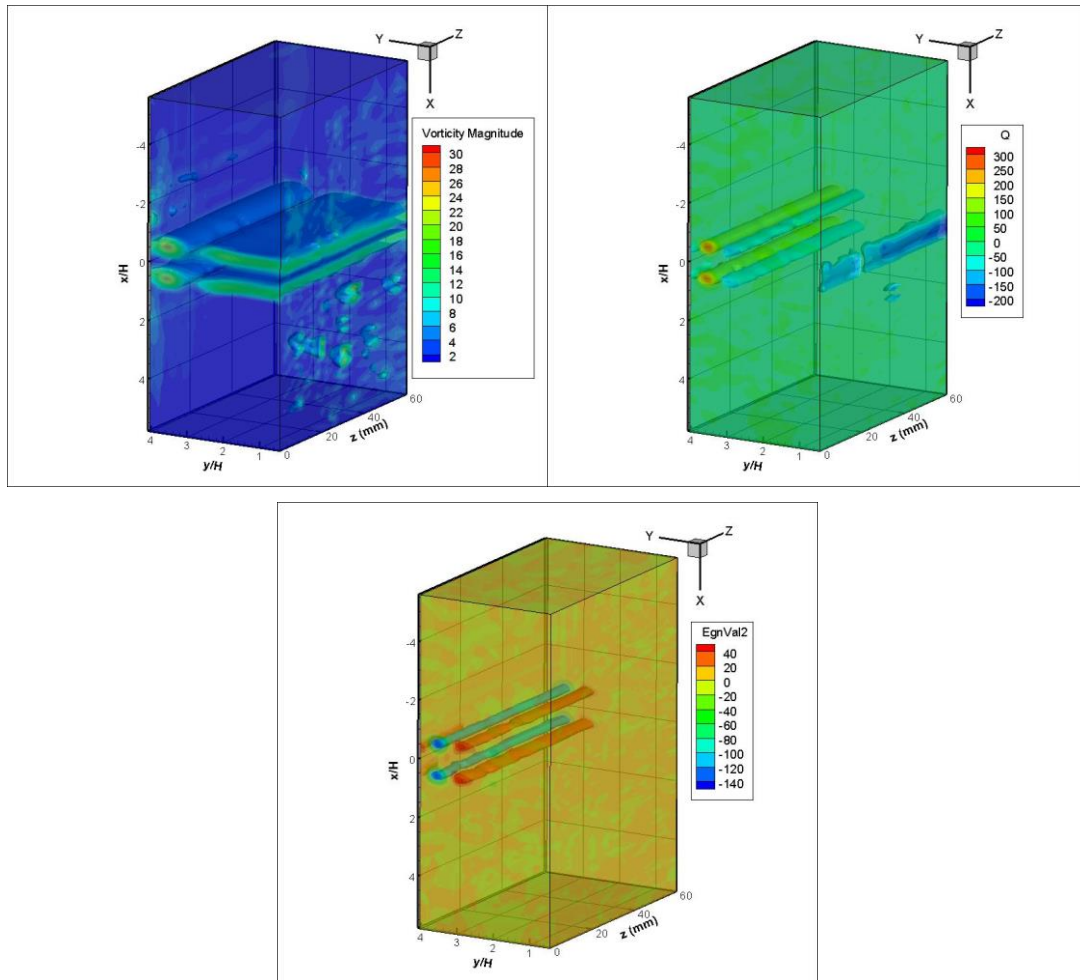
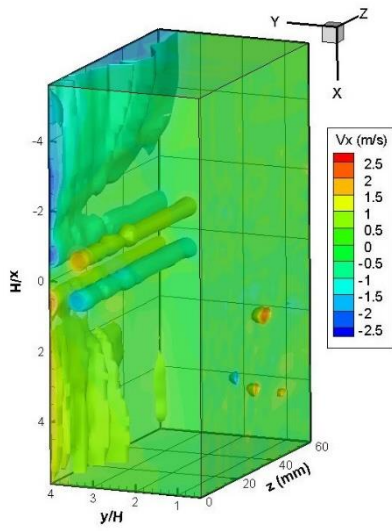
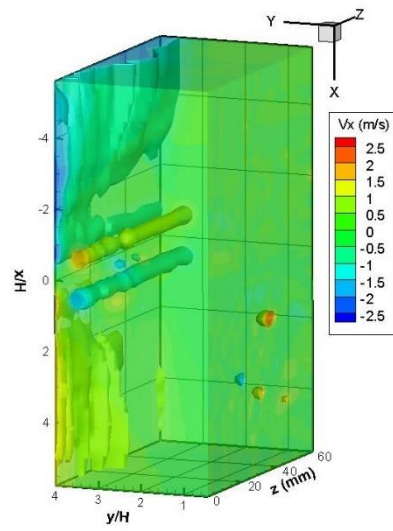


Figure V. 21 : Critère de détection pour le volume reconstruit

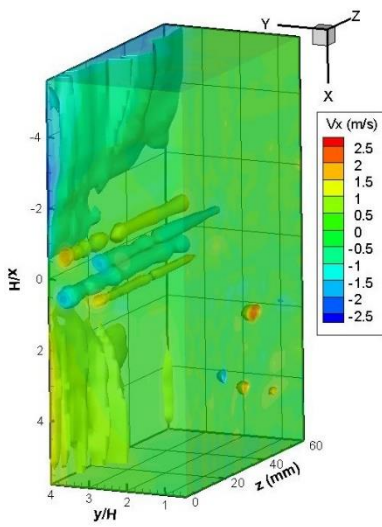
Comme la moyenne de phase reconstruit l'évolution temporelle de l'écoulement, il était nécessaire de visualiser le volume reconstruit pour plusieurs instants (ou phase...). La Figure V. 22 montre la vitesse transversale pour 8 pas de temps. Dans les premiers instants, on voit bien les rouleaux tourbillonnaires continus qui s'étendent tout au long de la fente. A partir de $t/T=0,3$ les rouleaux commencent à s'échapper à travers la fente.



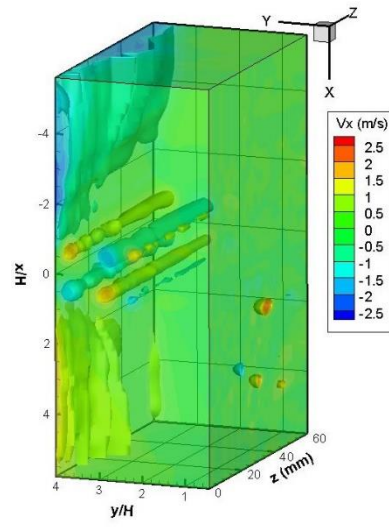
$t/T=0,1$



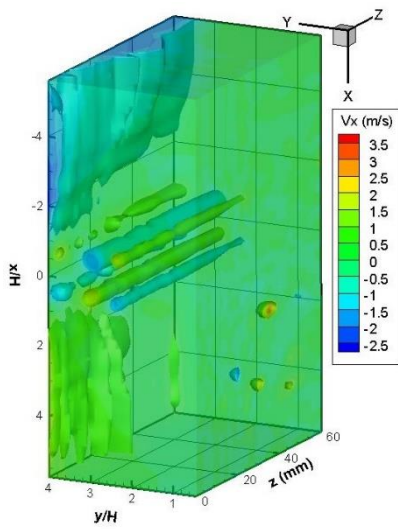
$t/T=0,2$



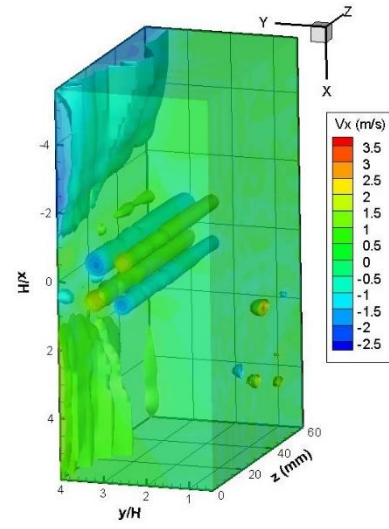
$t/T=0,3$



$t/T=0,4$



$t/T=0,5$



$t/T=0,6$

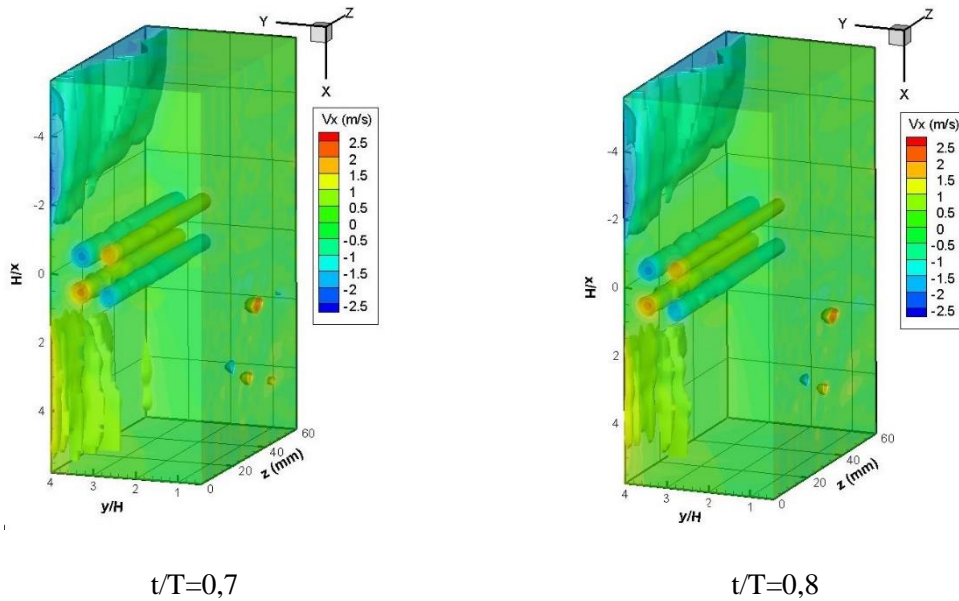
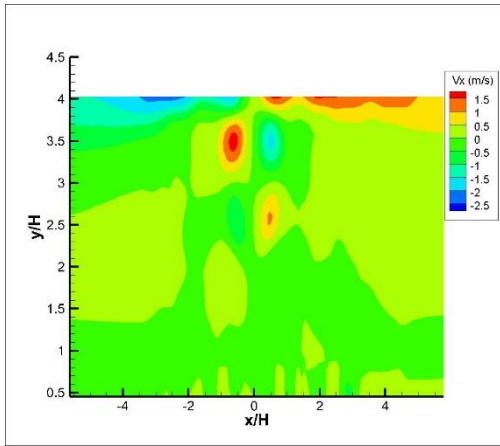


Figure V. 22 : Volume reconstruits pour différents phases

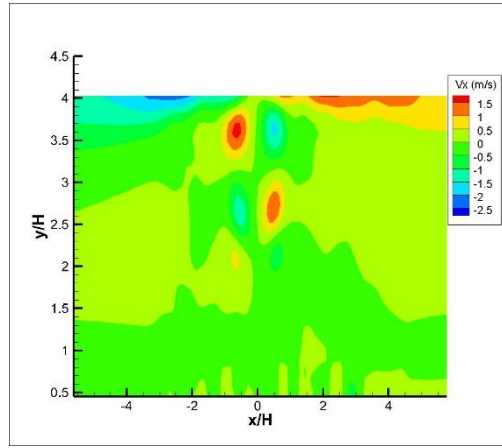
V.4.3. Moyenne de phase à partir du signal acoustique

On a utilisé deuxièmement le signal extérieur qui le signal acoustique enregistré simultanément avec les acquisitions PIV. Les acquisitions de champs PIV (à 5 kHz) et du signal de pression acoustique (à 5 kHz) sont enregistrés simultanément comme c'est expliqué dans le deuxième chapitre. En fait, un signal de trigger laser a été enregistré avec le signal acoustique sur la carte d'acquisition. Pour les deux signaux, l'enregistrement est fait sur 10s pour pouvoir déterminer le déclenchement de l'acquisition PIV. En premier lieu, et à travers le signal trigger laser la durée d'acquisition est détectée. Deuxièmement, le signal acoustique est considéré pour la durée détectée avec le signal laser. Ensuite, on a déterminé les phases de ce dernier à travers la méthode de détection des maximas expliquée dans la section V.2.3.

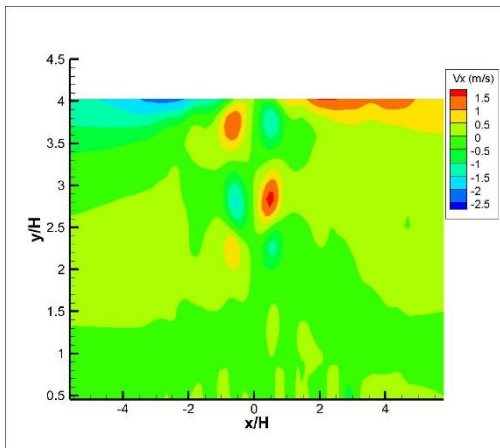
Les résultats de la reconstruction du plan médian sont présentés sur la Figure V. 23. Le passage tourbillonnaire est bien reconstruit, on voit bien la création du couple de tourbillons en même temps avec les tourbillons qui se dévient à gauche et à droite de la fente de la plaque. Malheureusement les résultats volumiques ne sont pas conformes avec les expectations. Le volume obtenu par interpolation des plans reconstruits pour la première phase est visualisé sur la Figure V. 24. Le volume montre le déphasage obtenu entre les différents plans.



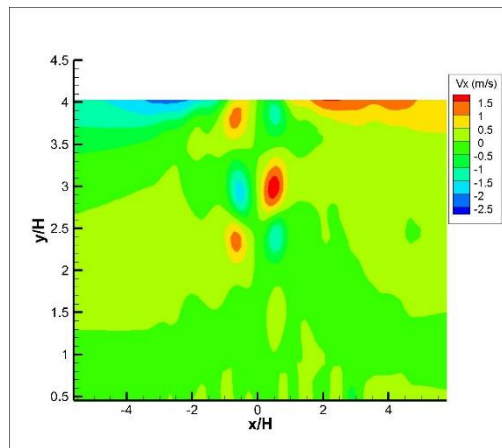
(a) $t/T=0,1$



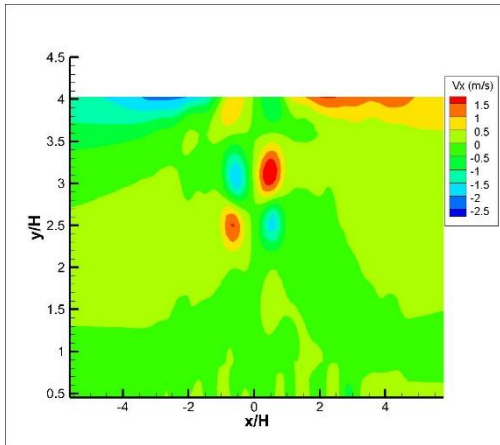
(b) $t/T = 0,2$



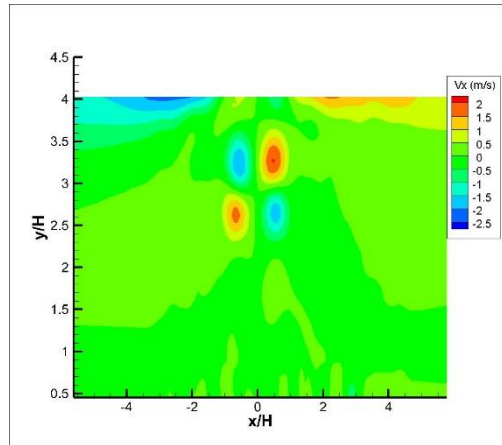
(c) $t/T = 0,3$



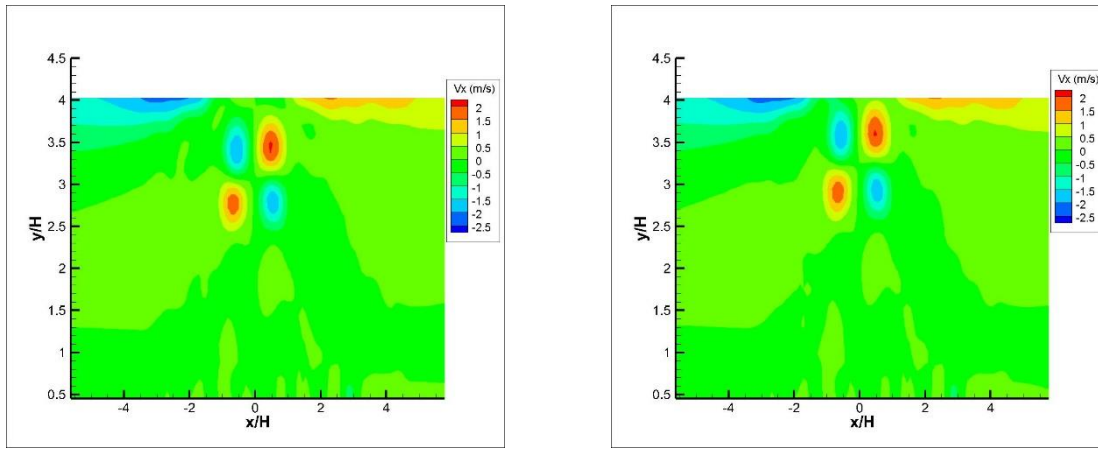
(d) $t/T=0,4$



(e) $t/T = 0,5$



(f) $t/T = 0,6$



(g) $t/T = 0,7$

(h) $t/T = 0,8$

Figure V. 23 : Moyenne de phase du plan P_0 à partir du signal acoustique

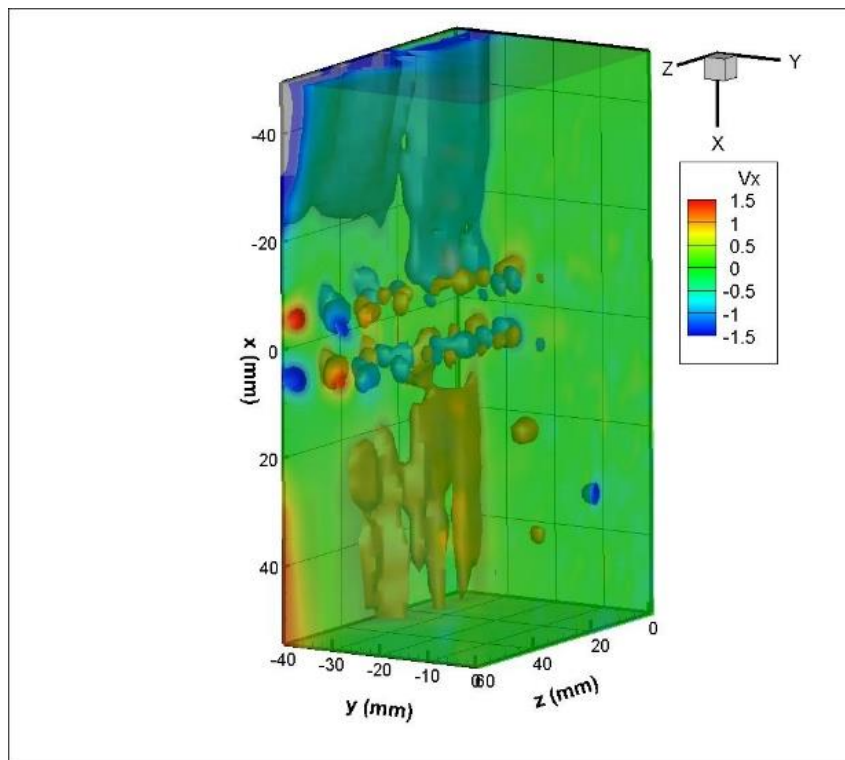


Figure V. 24 : Moyenne phase à partir du signal acoustique

V.4.4. Interprétation des résultats

Pour mieux comprendre le déphasage obtenu en reconstruisant les plans parallèles en se référant au signal acoustique, on a étudié le suivi fréquentiel des deux signaux acoustique et V_x par rapport au temps. Sur la Figure V. 25, on a présenté le suivi fréquentiel des signaux acoustiques enregistrés lors de l'acquisition des plans P_0 , P_{30} , P_{40} et P_{60} . D'autre part, le suivi fréquentiel (comme appliqué par (Rambault et al., n.d.)) est aussi discuté et tracé sur la Figure V. 26. Les résultats montrent que la fréquence fondamentale du signal acoustique qui devrait refléter le phénomène de passage tourbillonnaire n'est pas constante par rapport au temps. Cette fluctuation de la fréquence fondamentale n'est pas uniforme pour tous les plans. D'après la Figure

V. 25, par exemple pour le plan P_0 la fréquence fluctue entre 201 Hz et 204 Hz tandis que le plan P_{30} cette fréquence fluctue entre 200 Hz et 210 Hz. Cette fluctuation de fréquence fondamentale fait que le signal ne détecte pas seulement le passage tourbillonnaire mais il inclut d'autres phénomènes qui sont probablement liés la réverbération acoustique de la salle et à des interactions non linéaires entre les harmoniques ce qui mènent à un déphasage des plans parallèles.

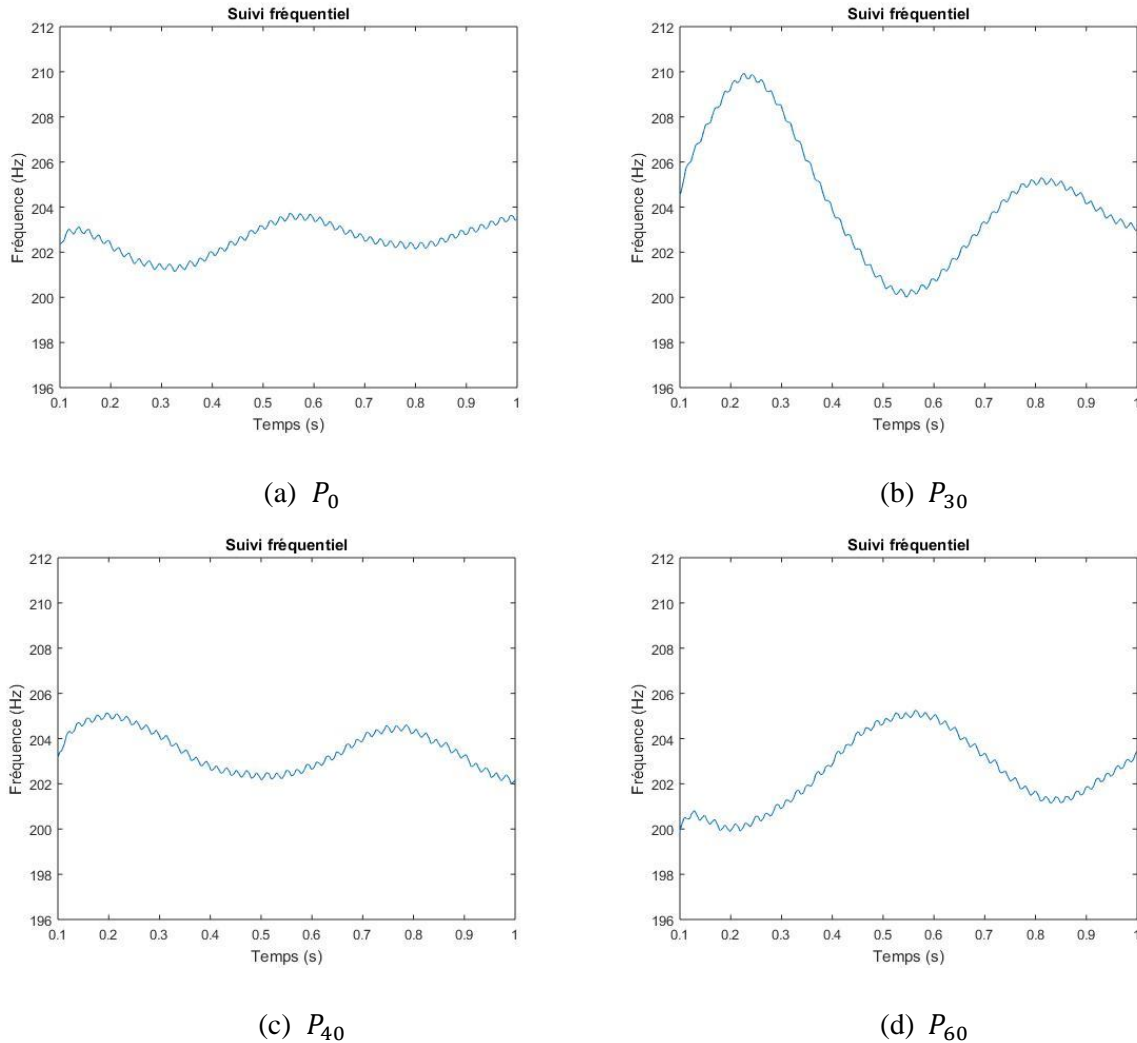


Figure V. 25 : Suivi fréquentiel des signaux acoustiques pour P_0 , P_{30} , P_{40} et P_{60}

En observant les résultats obtenus pour le signal V_x , on remarque que la fréquence fondamentale de ce dernier est quasi-constante de l'ordre de 204 Hz pour les quatre plans discutés. Cette uniformité de fréquence au cours de temps traduit la cohérence de phase des différents plans enregistrés.

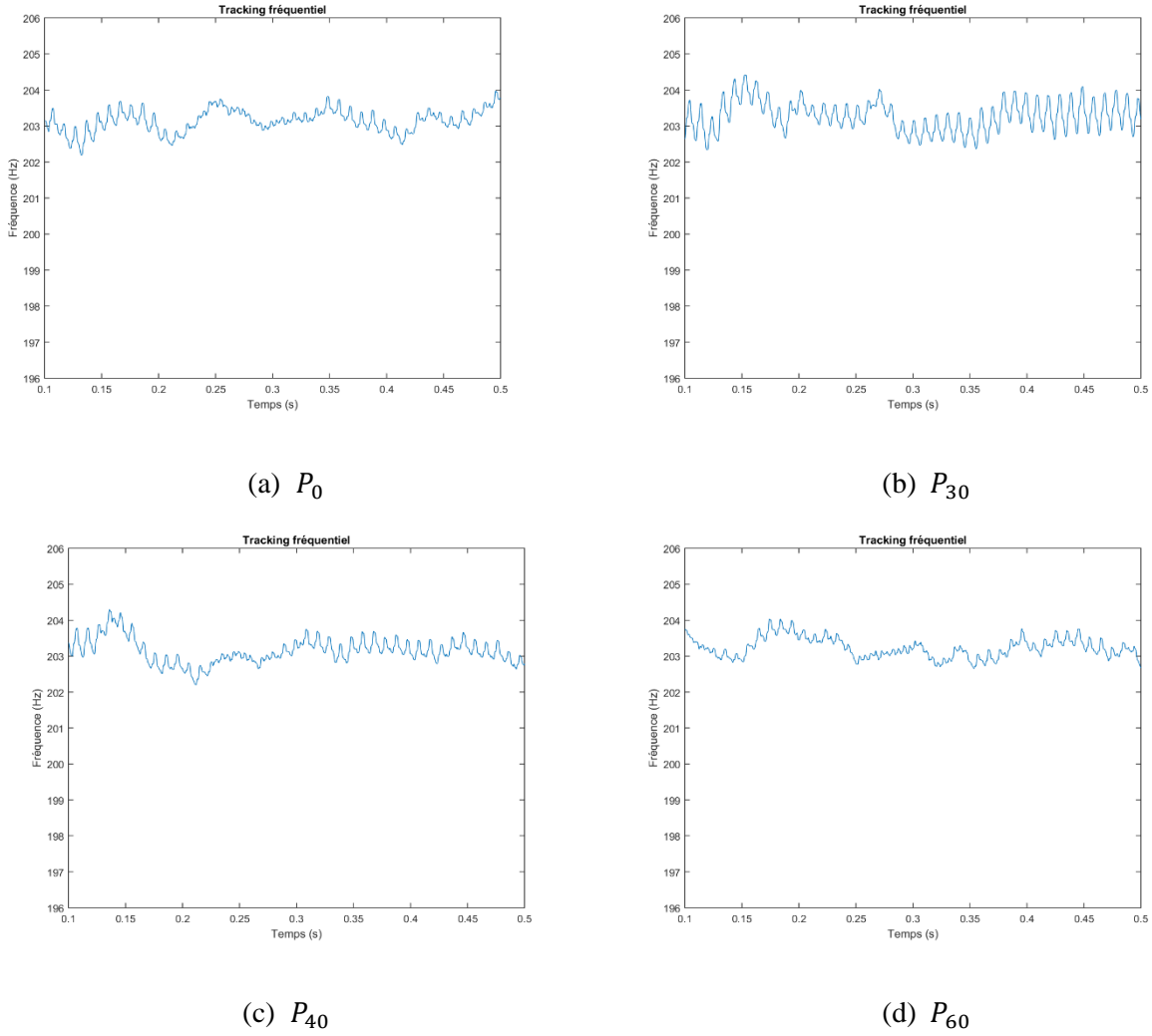


Figure V. 26 : Suivi fréquentiel du signal V_x pour le point P5 pour P_0, P_{30}, P_{40} et P_{60}

V.4.5. Coefficient POD

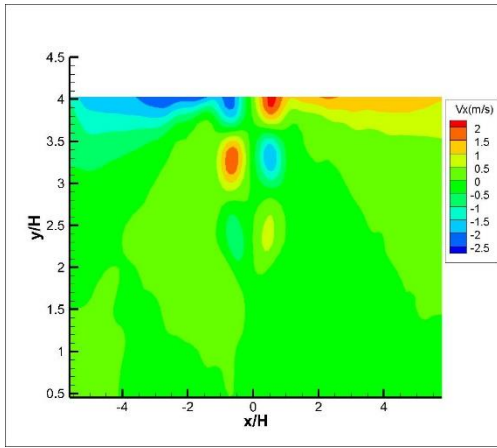
Un troisième choix de signal de référence était le premier coefficient POD du champ fluctuant discuté dans le chapitre 4. Comme c'est montré dans le chapitre précédent, ce signal est périodique sinusoïdale de fréquence fondamentale 204 Hz égale à la fréquence du passage tourbillonnaire. De plus, le mode associé représente le phénomène de passage tourbillonnaire. Pour cette raison, on a étudié la reconstruction par moyenne de phase en se référant sur les phases obtenues à partir de ce signal. En effet la détermination des phases à partir du ce signal est passé par une étape préliminaire. D'après (Oudheusden et al., 2005), la phase du passage tourbillonnaire est défini à partir du premier coefficient temporel $a_1(t)$ est défini comme suite :

$$a_1 = \sqrt{2\lambda_1} \sin(\varphi). \tag{V.4}$$

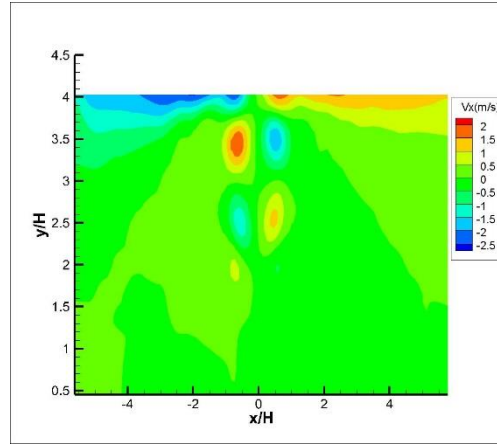
Avec a_1 le premier coefficient POD (champ fluctuant) et λ_1 première valeur propre. Donc d'après l'équation V. la phase est déterminée comme suite :

$$\varphi = \sin^{-1} \frac{a_1}{\sqrt{2\lambda_1}}. \tag{V.5}$$

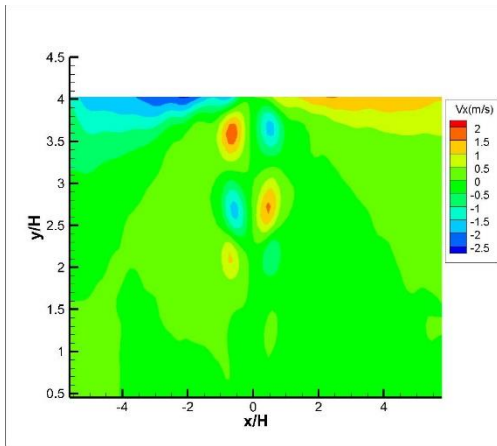
La reconstruction en se basant sur le premier coefficient temporel de la POD (champ fluctuant) est présentée sur la Figure V. 27. Le résultat du plan médian montre que l'évolution temporelle du passage tourbillonnaire est bien reconstruite en suivant les différentes phases. Ces résultats sont en cohérence avec ceux obtenus dans la section V.4.2 où la création et passage tourbillonnaire sont les mêmes pour les différentes phases dans les deux cas.



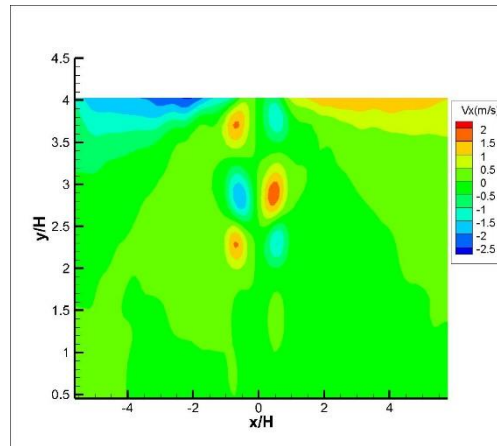
(b) $t/T=0,1$



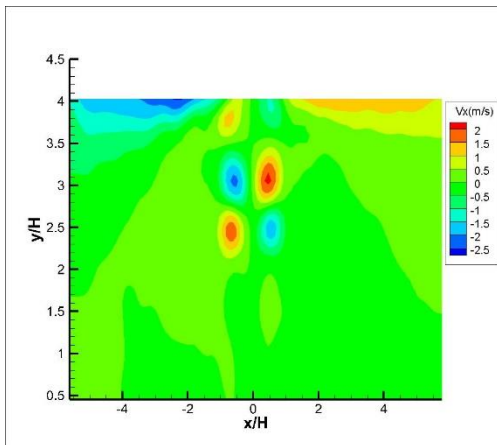
(b) $t/T = 0,2$



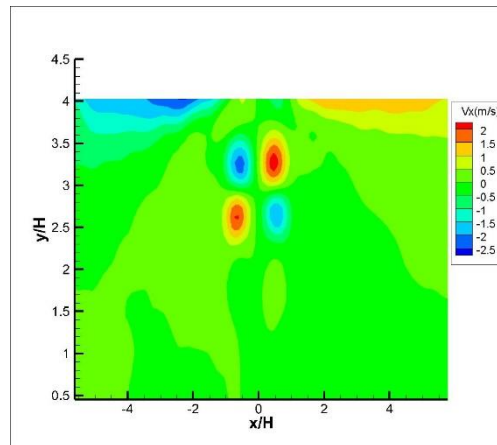
(c) $t/T = 0,3$



(d) $t/T=0,4$



(e) $t/T = 0,5$



(f) $t/T = 0,6$

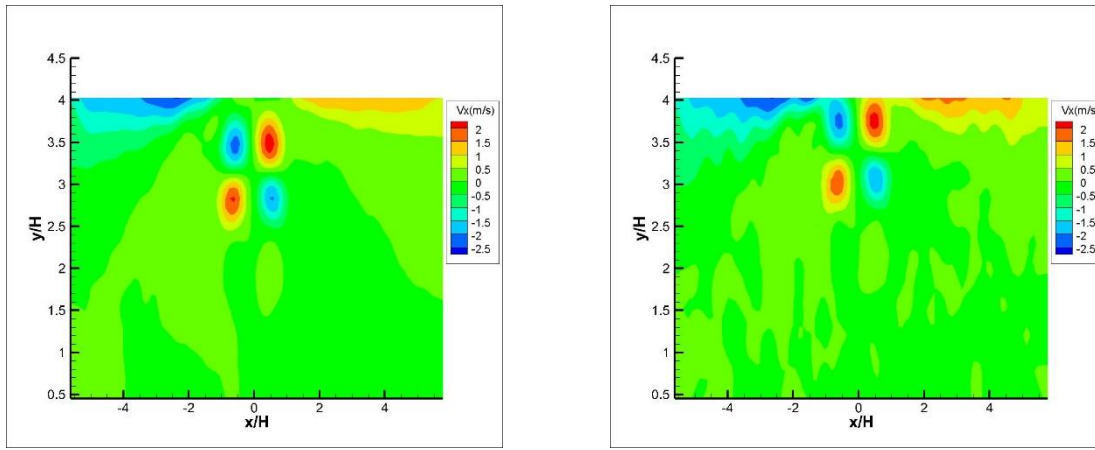
(g) $t/T = 0,7$ (h) $t/T = 0,8$

Figure V. 27 : Moyenne de phase à partir du premier coefficient POD

V.5. Conclusion

L'objectif fondamental de ce chapitre est la reconstruction volumique de l'écoulement. L'idée d'exploiter des résultats obtenus par des mesures S-PIV sur des plans parallèles afin d'obtenir le champ volumique. Plusieurs méthodes sont proposées pour la reconstruction, qui peuvent être divisées en deux parties : méthodes énergétiques ou statistiques. Pour les deux types de méthodes, il est nécessaire de choisir un signal de référence pour pouvoir trouver les phases qui lient les différents plans mesurés indépendamment. Pour cette raison, et dans une première partie du chapitre on a traité et étudié deux signaux de référence. Le premier signal est extérieur et indépendant des acquisitions PIV ; c'est le signal acoustique enregistré simultanément avec les acquisitions PIV. Tandis que le deuxième signal est un signal interne extrait des champs cinématiques ; c'est le signal V_x choisi pour un point de passage tourbillonnaire. Dans cette même partie on a présenté la méthode de détermination des phases à partir des signaux pilotes.

Après avoir déterminé les phases à partir des différents signaux de références, il était temps de reconstruire les champs 2D. On a commencé par reconstruire les différents plans par la méthode de Snapshot POD 2D-3C. Les plans sont reconstruits en considérant les trois premiers modes. Les différents plans reconstruits sont ensuite corrélés par les phases obtenues à partir du signal V_x . Les plans sont ensuite interpolés et les résultats ont montré des rouleaux tourbillonnaires qui s'étendent de $z = 0$ jusqu'à $z = 60 \text{ mm}$. La POD seul ne fournit pas une reconstruction de l'évolution temporelle. Les résultats obtenus par la POD multi-plan et pour toutes les phases considérées fournissent la présence des rouleaux tourbillonnaires. Cette méthode est performante pour reconstruire un très grand nombre de données avec seulement 3 modes qui assuraient 95% de l'énergie totale.

Une deuxième méthode : la moyenne de phase est mise en place pour reconstruire l'évolution temporelle de notre écoulement. Dans ce chapitre la méthode de moyenne de phase est appliquée en se référant à trois signaux de référence. Le premier choix était le choix du signal V_x pour un point pas très loin de la plaque. Les résultats montrent le passage des rouleaux tourbillonnaires à une position longitudinale de $y/H=2.5$ jusqu'à la plaque fendue, la disparition d'un couple est simultanément suivi avec une création d'un autre couple de rouleaux

tourbillonnaires. Le deuxième choix était le signal acoustique, un signal externe à l'écoulement. La reconstruction de chaque plan par ce signal est bonne. En revanche, en considérant ce signal pour la reconstruction du volume, les résultats n'étaient pas en bonne concordance avec les premiers résultats obtenus. Le volume fournit un rouleau détaché au niveau des différents plans. Ce détachement est dû au déphasage temporel qui est dû à une mauvaise détermination de phase à partir de ce signal. L'interprétation des premiers résultats à partir du suivi fréquentiel montre la cause de ce déphasage. Les différents plans n'ont pas le même suivi fréquentiel au cours du temps, et pour chaque plan ce suivi n'est pas constant ce qui est peut-être dû à la réverbération de la salle expérimentale. Finalement, un troisième choix basé sur les résultats de la décomposition par valeur propres est considéré. Le signal utilisé est le premier coefficient temporel de la POD 2D-2C du champ fluctuant. Des résultats primaires montrent que la reconstruction du plan médian en utilisant ce signal colle bien avec les résultats du signal V_x . Il reste à générer le code pour les autres plans et visualiser le volume qui peut être obtenu.

CHAPITRE.VI Mesures Tomographiques

Table des matières :

VI.1. Introduction	149
VI.2. Mesures tomographiques	149
VI.2.1. Système Tomo-PIV	149
VI.2.2. Ensemencement	150
VI.2.3. Etapes de la reconstruction	151
VI.2.3.1. Calibration	151
VI.2.3.2. Acquisitions et prétraitements	152
VI.2.3.3. Auto-calibration du volume	152
VI.2.3.4. Reconstruction du volume	152
VI.2.3.5. Calcul des pics de corrélation et post traitement des vecteurs	153
VI.2.4. Système de référence	154
VI.3. Extraction de résultats relatifs aux plans de référence	155
VI.3.1. Profils transversaux des vitesses moyennes	155
VI.3.2. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses	158
VI.4. Comparaison des résultats des reconstructions volumiques avec ceux obtenus par mesures tomographiques	160
VI.4.1. Champs de vitesses	160
VI.4.2. Critère de détection des tourbillons	162
VI.5. Conclusion	166

VI.1. Introduction

Dans les chapitres précédents, on a présenté une technique de reconstruction volumique à partir de mesures SPIV sur des plans parallèles. Cette reconstruction volumique a été faite de deux façons, l'une énergétique par POD est l'autre statistique par moyenne de phase. Afin de valider les résultats obtenus, des comparaisons avec des mesures expérimentales volumétriques doivent prendre place. Pour cette raison, une campagne de mesure est mise en évidence. Ainsi, des mesures volumiques 3D-3C, de champs cinématiques instantanées en utilisant la PIV tomographique ont été réalisées dans les mêmes conditions expérimentales que la campagne d PIV stéréoscopique.

Ce chapitre sera présenté en trois parties. Dans la première partie, on présentera le dispositif tomographique installé ainsi que les étapes de mise en œuvre. Dans la deuxième partie on procèdera à quelques comparaisons de grandeurs physiques de l'écoulement, mesurés en SPIV et présentées au Chapitre III puis extraites des mesures volumiques présentées dans ce même chapitre. La dernière partie sera consacrée à la validation des reconstructions volumiques faites aux chapitres précédents, en comparant quelques grandeurs obtenues par reconstruction puis mesurées par Tomo-PIV.

VI.2. Mesures tomographiques

VI.2.1. Système Tomo-PIV

Comme indiqué en introduction, pour valider les techniques de reconstruction volumique de l'écoulement considérées et présentées dans les chapitres précédents, on a du entreprendre des mesures en Tomo-PIV. Pour cette campagne de mesures, un dispositif PIV 3D-3C a été installé et expérimenté. Ce système est composé de trois caméras Phantom V711, d'un laser Nd : YLF LDY 300 Litron d'une énergie de 30 mJ par pulse muni d'un bras laser de 1800 mm. Le bras laser est muni d'un générateur de volume qui est formé par des lentilles divergentes qui génèrent un éclairage volumique. De plus, pour la présente étude on a fixé la taille du volume d'étude à 40x18x60 mm³ comme le montre la Figure VI. 1.

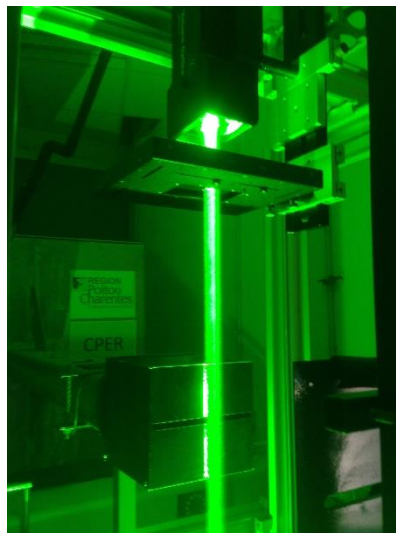


Figure VI. 1 : Volume de mesure

Les trois caméras sont positionnées comme suit : deux caméras sur la partie droite de la sortie du convergent l'une au-dessus de l'autre. La troisième caméra sur la gauche du jet au même niveau que la caméra 1 (voir Figure VI. 2). Ces trois caméras sont distantes de 40 cm du volume de mesure. Les caméras utilisées sont munies d'un angle θ par rapport à la normale du plan laser choisi pour optimiser la quantité de lumière reçue, et d'un arrangement de Scheimpflug permettant une optimisation de la netteté des particules.

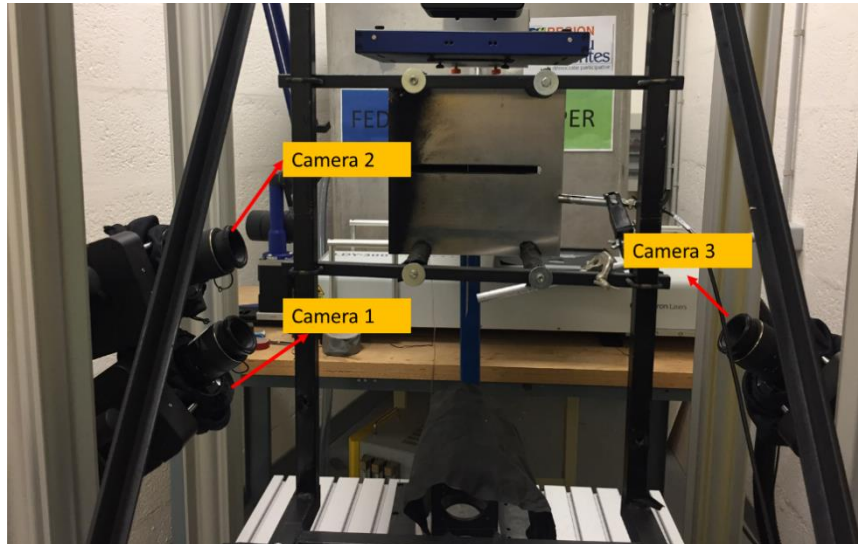


Figure VI. 2 : Disposition des caméras

Comme le laser et les caméras doivent être bien fixes pour éviter toute perturbation de la calibration, seule la plaque fendue est installée sur un système de déplacement isolée du reste dans cette campagne. Ce système assure un déplacement vers l'amont ou l'aval du convergent.

Des mesures acoustiques sont enregistrées à l'aide de trois microphones situés dans la salle avec une fréquence d'échantillonnage de 10 kHz sur une durée de 5s. Le signal qui nous servira dans nos mesures c'est le microphone placé derrière la plaque. Egalement, le signal des pulses des têtes laser était enregistré simultanément sur la carte d'acquisition pour une fréquence de 100 kHz.

VI.2.2. Ensemencement

Quant à l'ensemencement de l'écoulement deux défis se posaient en tomographie, le premier c'est que la taille des particules doit être assez grande pour pouvoir diffuser assez de lumière aux caméras. Le deuxième défi est la concentration d'ensemencement dans le volume d'étude qui devait être choisie de telle sorte à ne pas nuire à la qualité de la reconstruction. Ce deuxième défi est largement exploré en littérature puisque la concentration des traceurs est directement liée à la résolution spatiale de la technique PIV tomographique. (Elsinga et al. 2006), ont montré qu'une densité de particules accrue produit une plus grande quantité de particules fantômes, réduisant ainsi la qualité de la reconstruction et donc la mesure de la vitesse. En fin de compte, un compromis doit être atteint entre la résolution spatiale élevée et la précision de la technique. Pour cette raison, le générateur utilisé pour cette mesure est le générateur d'aérosols à condensation TOPAS SLG 270 qui assure une génération de particules de $4 \mu m$. Pour la présente mesure, la pression était fixée sur 4 bar,

la température du Saturator à 240°C et celle du reheater à 300°C. Notons que la taille des particules était mesurée à l'aide du granulomètre PAM 510.

VI.2.3. Etapes de la reconstruction

VI.2.3.1. Calibration

Comme en PIV stéréoscopique on calibre les caméras en effectuant des enregistrements en 'single frame' avec une fréquence de 0,1 kHz et un grand intervalle de temps. La mire de calibration utilisée est une mire tridimensionnelle. Cette mire est placée au milieu du volume de mesure comme le montre la Figure VI. 3. La calibration est faite à l'aide du logiciel Davis 8.3.0 de la société LaVISION.

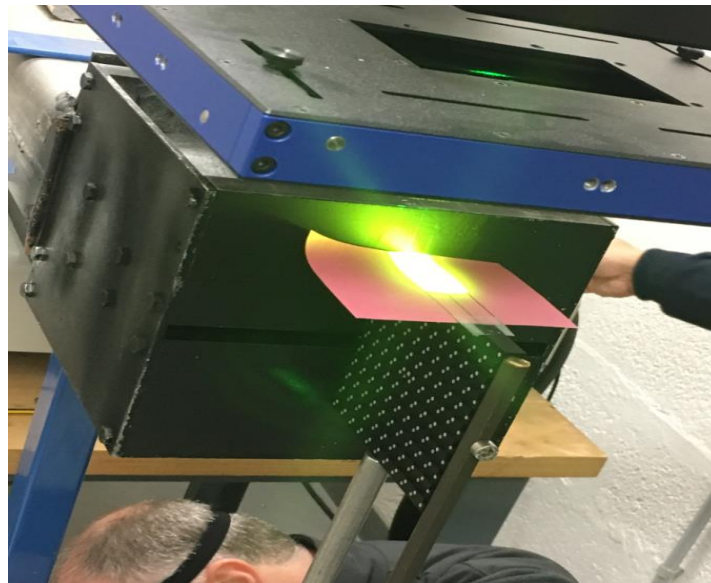


Figure VI. 3 : Réglage des dimensions du volume avec en dessous une mire tridimensionnelle

Après avoir ajusté les champs vus par les caméras et réglé le focus l'étape de la calibration se déroule afin de préciser le système de référence. A partir de Davis, on précise l'orientation du système à travers les annotations du triangle et carré trouvé sur les deux faces de la mire (voir Figure VI. 4). La calibration est ensuite faite pour une taille de fenêtre de 650×1378 pixels, et l'écart-type de la calibration est de 0.00878 pixel ce qui est acceptable.

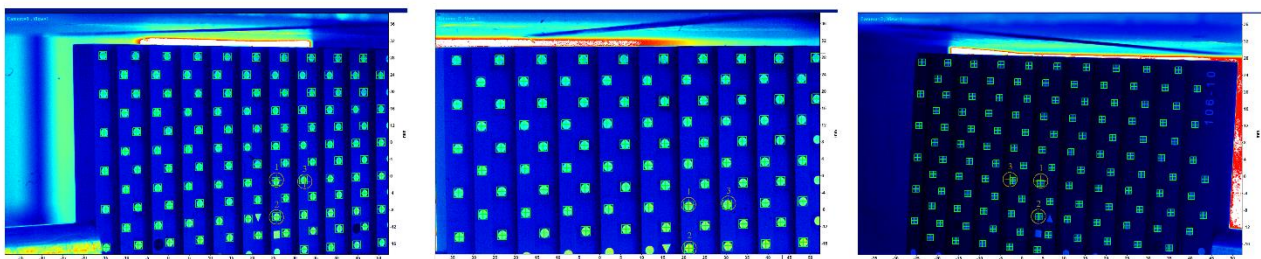


Figure VI. 4 : Calibration des caméras

VI.2.3.2. Acquisitions et prétraitements

Au cours de cette campagne de mesure les couples d'images PIV ont été acquises avec une fréquence d'échantillonnage de 2 KHz, c.-à-d., 2000 doublets d'images sont réalisés pour chaque caméra à chaque seconde. La densité particulaire est optimale, lorsque les particules sont répartis sur tout le volume éclairé, tout en assurant une vue de l'arrière-plan entre les particules dans les images de la caméra. Une fois la densité particulaire optimisée, l'intervalle de temps Δt entre la première et la deuxième exposition est ajusté de sorte que les particules se déplacent avec un maximum d'environ 7 à 10 pixels.

VI.2.3.3. Auto-calibration du volume

Tout d'abord, afin de faire l'auto-calibration du volume (appelée en anglais volume self-calibration) il était nécessaire d'enregistrer 100 images de particules avec une faible densité de particule. Avant de passer à la fréquence choisie pour les acquisitions.

Dans un premier temps, on a prétraité les images enregistrées. Le but du prétraitement de l'image est de supprimer le fond de la photo et le bruit de la caméra et ainsi de ne garder que des particules bien formées et une image avec un fond nul. En plus, on a utilisé un "masque géométrique" pour enlever les reflets ou le bruit à l'extérieur de la partie éclairée souhaitée. En deuxième temps, la self calibration du volume prend place. En fait, le but de l'auto-calibration du volume est d'éliminer les disparités de calibration résiduelles à l'aide d'images de particules enregistrées, l'auto-calibration du volume nécessite deux étapes : la première c'est le calcul de la carte vectorielle des disparités, et la deuxième corrige la calibration. Ces deux étapes doivent être répétées plusieurs fois jusqu'à ce que la disparité (erreur volumique) soit inférieure à 0,1 voxel dans tous les sous-volumes comme le montre la Figure VI. 5.

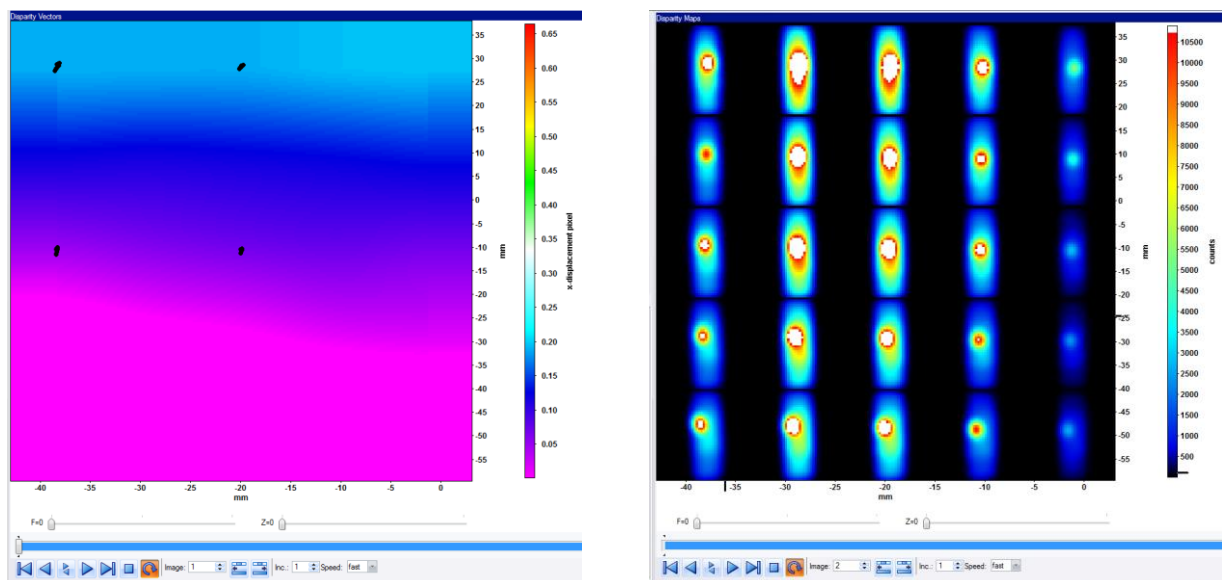


Figure VI. 5 : Carte des vecteurs de disparité (à gauche) et pic de corrélation (à droite)

VI.2.3.4. Reconstruction du volume

Avant de reconstruire le volume, le logiciel Davis nous fournit une option de projeter les volumes sur les différents plans (voir résultats sur Figure VI. 6). Cette étape est préliminaire pour pouvoir préciser les intervalles spatiaux pour faire la reconstruction.

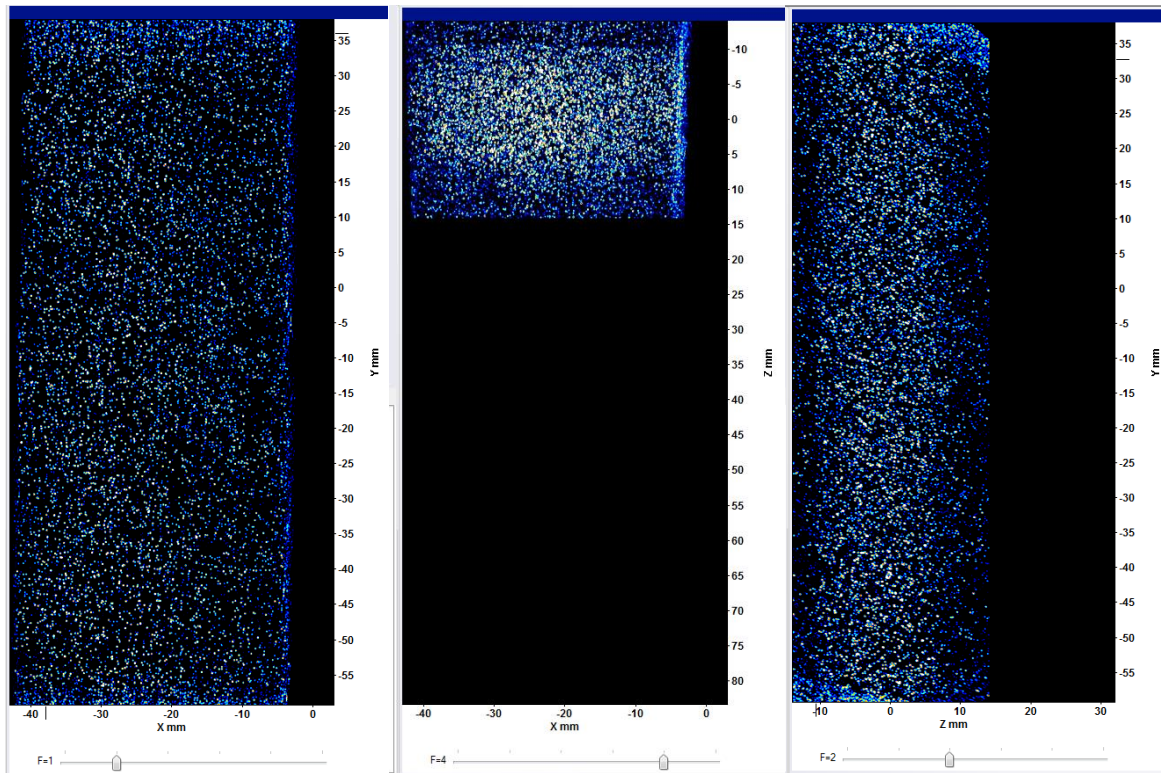


Figure VI. 6 : Projection du volume particulaire sur les différents plans

VI.2.3.5. Calcul des pics de corrélation et post traitement des vecteurs

L'opération "calcul des pics de corrélation " associé au module de " PIV tomographique " calcule le champ de vecteur vitesse à partir du volume reconstruit. On a utilisé quatre étapes avec 2 passes chacune. On a commencé par $8 \times 8 \times 8$ voxels dans la première étape, ensuite $4 \times 4 \times 4$ voxels dans la deuxième étape, $2 \times 2 \times 2$ voxels dans la troisième étape et sans voxels dans la quatrième étape. Finalement, on a utilisé l'opération du post traitement du groupe " PIV tomographique " pour réduire le bruit dans le champ vectoriel.

Quelques exemples des résultats obtenus sont présentés sur la Figure VI. 7 où on visualise les calculs PIV de la vitesse transversale pour trois positions en profondeur. Les résultats montrent bien les couples de tourbillons sur les différents positions de z qui se créent à 10 mm de la plaque heurtée.

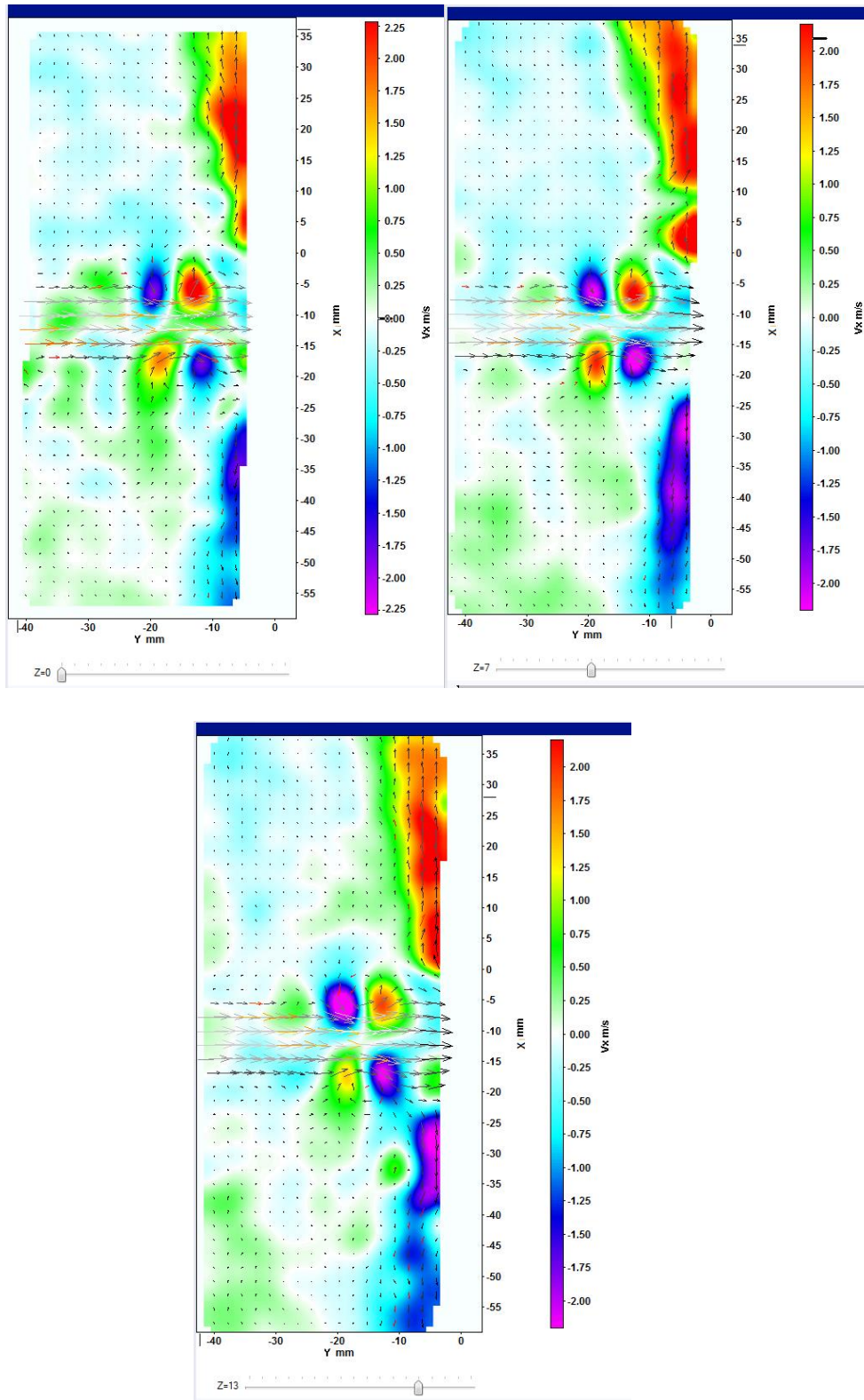


Figure VI. 7 : Volume reconstruit pour plusieurs plans (x, y) suivant z

VI.2.4. Système de référence

Pour la campagne de mesures de Tomo-PIV, les axes du système de référence sont les mêmes que ceux considérés pour les mesures de SPIV. Mais l'origine de ce repère n'est pas le même que celui des résultats obtenus en SPIV. L'origine du système de référence est toujours défini comme étant le centre de la bouche de soufflage mais avec une translation de 1,8 mm sur l'axes des x par rapport à l'origine du système de référence

de la première campagne. La nouvelle origine de référence est $(x_0, y_0) = (1 \text{ mm}, 0)$. Comme c'est indiqué dans le troisième chapitre l'axe y représente la direction de l'écoulement, l'axe x représente la direction verticale transverse à l'écoulement et l'axe z est l'axe horizontal transversal de l'écoulement. Respectivement les vitesses sont nommées suivant les axes V_x , V_y et V_z . La position $z = 0 \text{ mm}$ correspond au plan médian, plan milieu de la plaque fendue. Le volume traité dans cette campagne de mesure est de 18 mm avec z s'étendant de -10 mm jusqu'à 8 mm.

VI.3. Extraction de résultats relatifs aux plans de référence

Dans un premier temps, l'objectif est de comparer les mesures tomographiques avec des mesures issues des champs cinématiques instantanés réalisées en S-PIV sur des plans parallèles. Pour cette raison on a choisi de comparer les évolutions et profils des différents paramètres discutés dans le chapitre 4 tout en extrayant les profils correspondants de trois plans parallèles : P_0 , P_4 et P_8 .

V_x Désignera la vitesse transversale verticale, V_y la vitesse longitudinale et V_z la vitesse transversale horizontale. Les moyennes et les fluctuations sont définies de la même façon qu'en SPIV. De plus, tous les paramètres de vitesse sont rendus adimensionnels par une vitesse de référence correspondant à la vitesse de soufflage mesurée à la sortie du jet.

VI.3.1. Profils transversaux des vitesses moyennes

Comme en SPIV, on a commencé par l'étude des profils transversaux de la vitesse longitudinale. Ainsi, Les résultats de Tomo-PIV, pour les 3 plans de référence retenus, présentés sur la Figure VI. 8 valident bien les résultats obtenus en traitant les mesures S-PIV des plans parallèles séparément. Tout près de la sortie du jet et pour $y/H=1$, la vitesse longitudinale moyenne est maximale au niveau de l'axe du jet, et décroît progressivement de part et d'autre de ce dernier. Plus on s'éloigne de la sortie du convergent plus le profil de cette vitesse s'élargit à sa base avec une diminution légère de l'amplitude de cette vitesse au niveau de l'axe du jet.

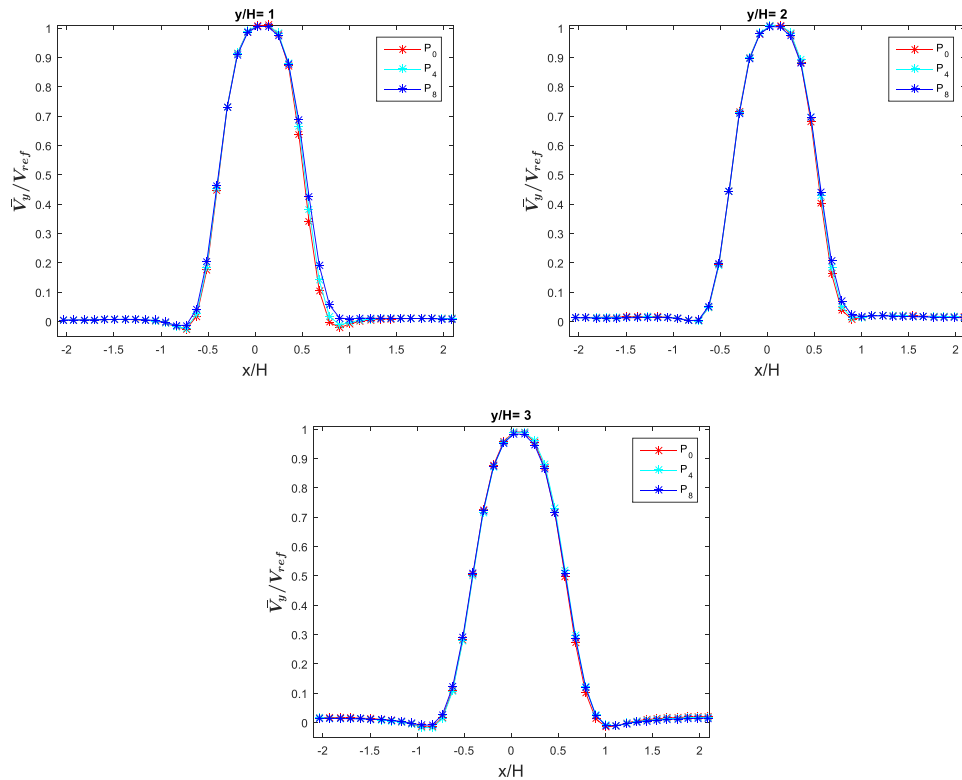


Figure VI. 8 : Profils transversaux adimensionnels de la vitesse moyenne longitudinale : $\bar{V}_y = f(x)$

Concernant la vitesse moyenne transversale, V_x , les profils extraits des mesures tomographiques sont également représentés sur la Figure VI. 9, de même, là aussi, les profils sont bien conformes avec ceux représentés à partir des champs cinématiques des mesures S-PIV sur des plans parallèles. Ce paramètre est de valeur minimale qui ne dépasse pas 5% de la vitesse de référence pour tous les éloignements de la sortie du convergent. Finalement les champs de vitesses moyennes normalisées par la vitesse de soufflage ont été présentés sur la Figure VI. 10. Et là aussi, Les résultats sont identiques à ceux mis en évidence à partir des champs cinématiques mesurés par S-PIV sur des plans parallèles.

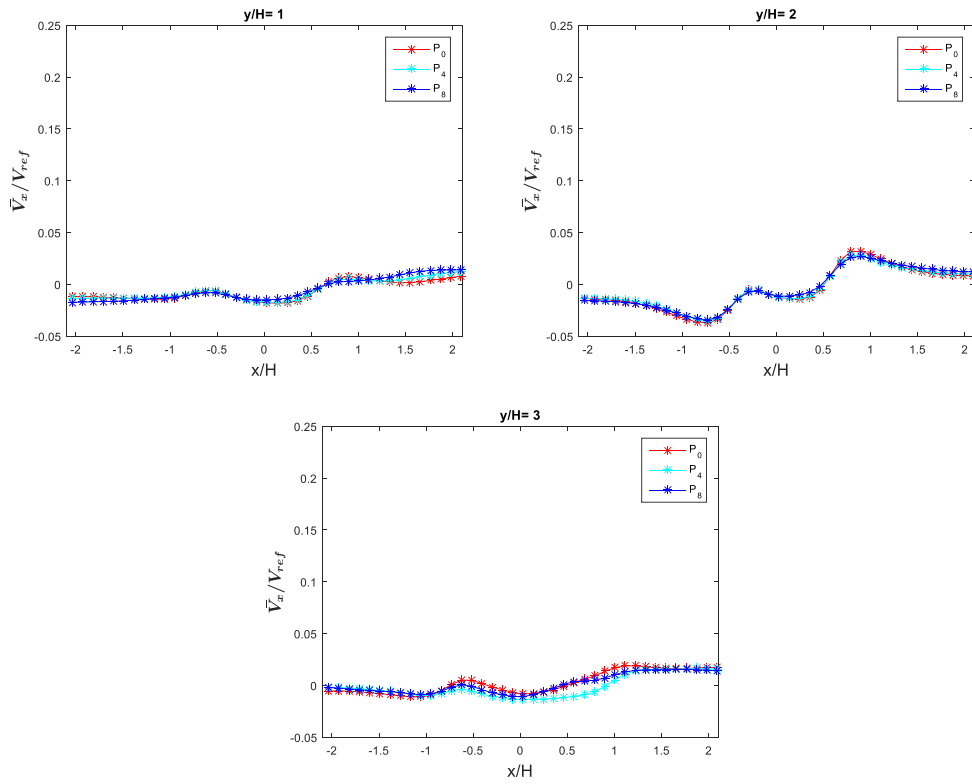


Figure VI. 9 : Profils transversaux de la vitesse moyenne transversale $\bar{V}_x = f(x)$

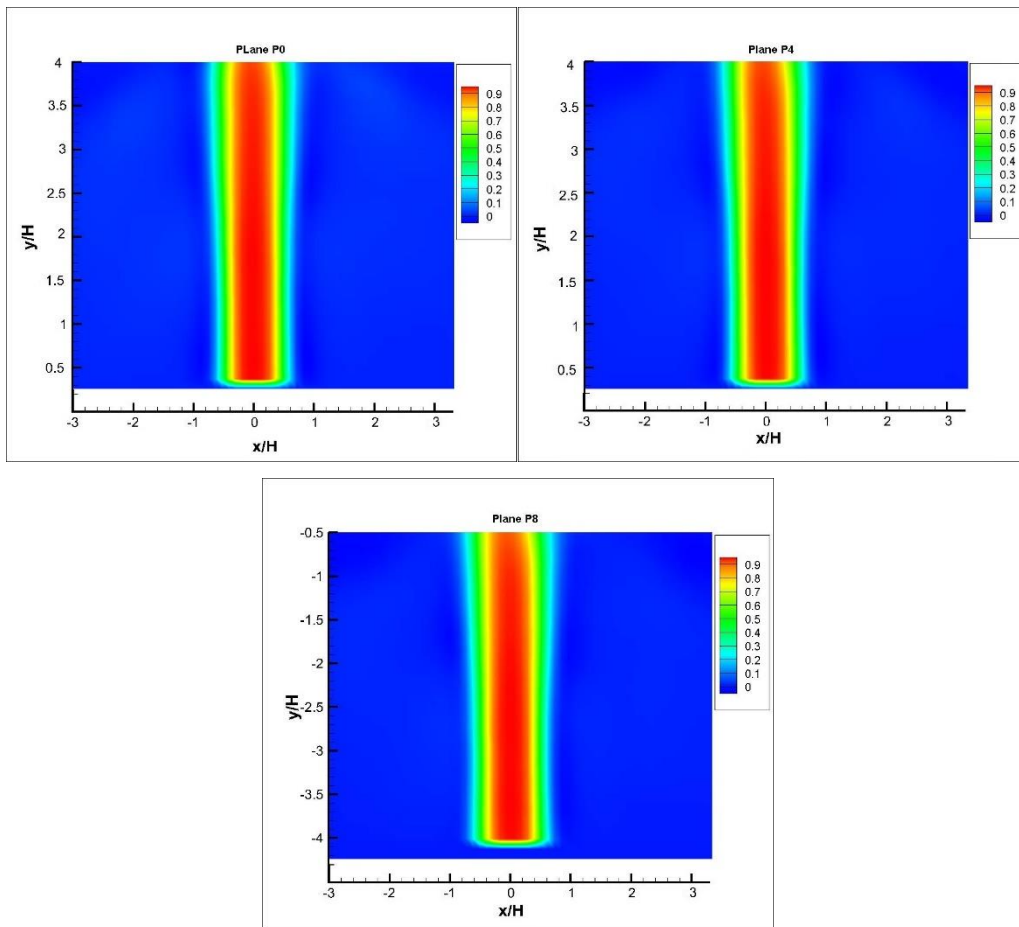


Figure VI. 10 : Champs normalisé de la vitesse moyenne $\frac{\sqrt{V_x^2 + V_y^2 + V_z^2}}{V_{ref}}$

VI.3.2. Profils transversaux des composantes fluctuantes des vitesses

Dans cette partie, on a représenté les profils transversaux des fluctuations (Figure VI. 11 et Figure VI. 12), pour les trois plans considérés et les trois positions de y retenues. Les profils obtenus par les mesures tomographiques sont les mêmes que ceux obtenus par les mesures S-PIV pour les deux composantes de vitesses. Les fluctuations transversales sont négligeables proche de la sortie du jet puis leurs amplitudes augmentent à fur et à mesure qu'on s'éloigne de la sortie du convergent formant deux pics latéraux sur $x/H = \pm 0,5$ (bords de la fente). Ces deux pics coïncident avec les zones de fort cisaillement.

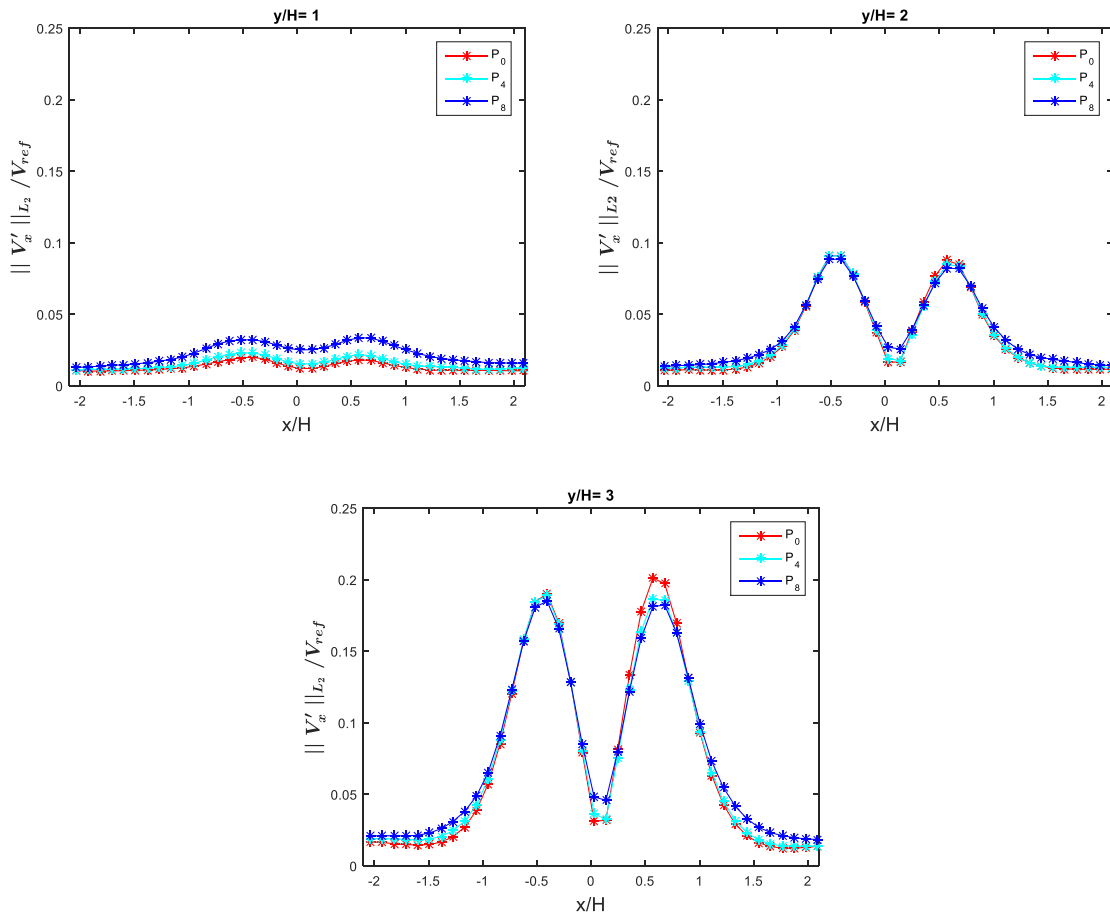


Figure VI. 11 : Profils transversaux des fluctuations transversales

De même pour la vitesse longitudinales, les profils sont similaires à ceux obtenus en SPIV mais avec une petite différence au niveau de $y/H=1$. La Figure VI. 12 montre que les fluctuations longitudinales présentent deux pics au niveau des bords de la plaque qui décroissent en s'approchant de la plaque fendue. Cette décroissance des deux pics s'effectue simultanément avec l'augmentation des fluctuations longitudinales sur l'axe du jet qui passe de 0% à $y/H=1$ jusqu'à 17 % pour $y/H=3$.

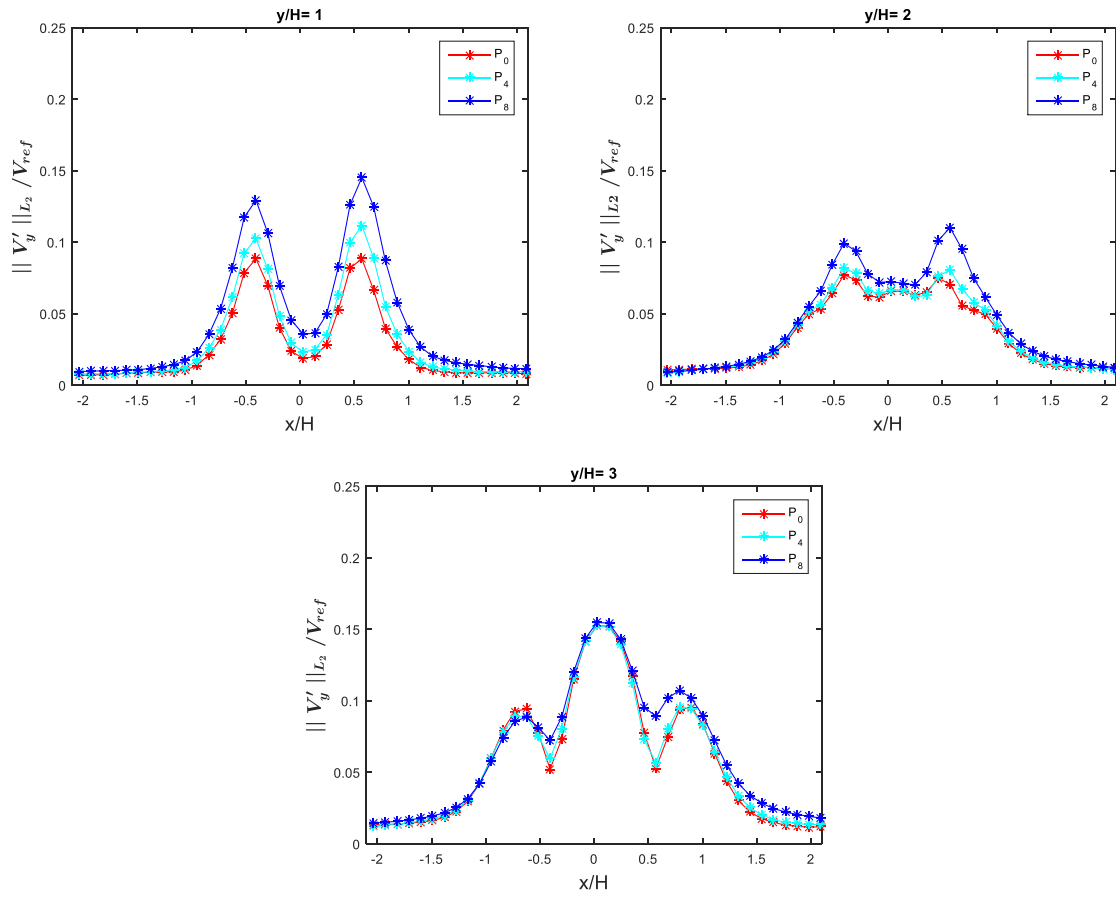


Figure VI. 12 : Profils transversaux des fluctuations longitudinales

Une comparaison plus généralisée sur les taux de turbulence est analysée par l'évolution des champs moyens de turbulence. Les trois plans possèdent des profils similaires qui sont bien cohérents avec les résultats obtenus avec l'étude des plans parallèles.

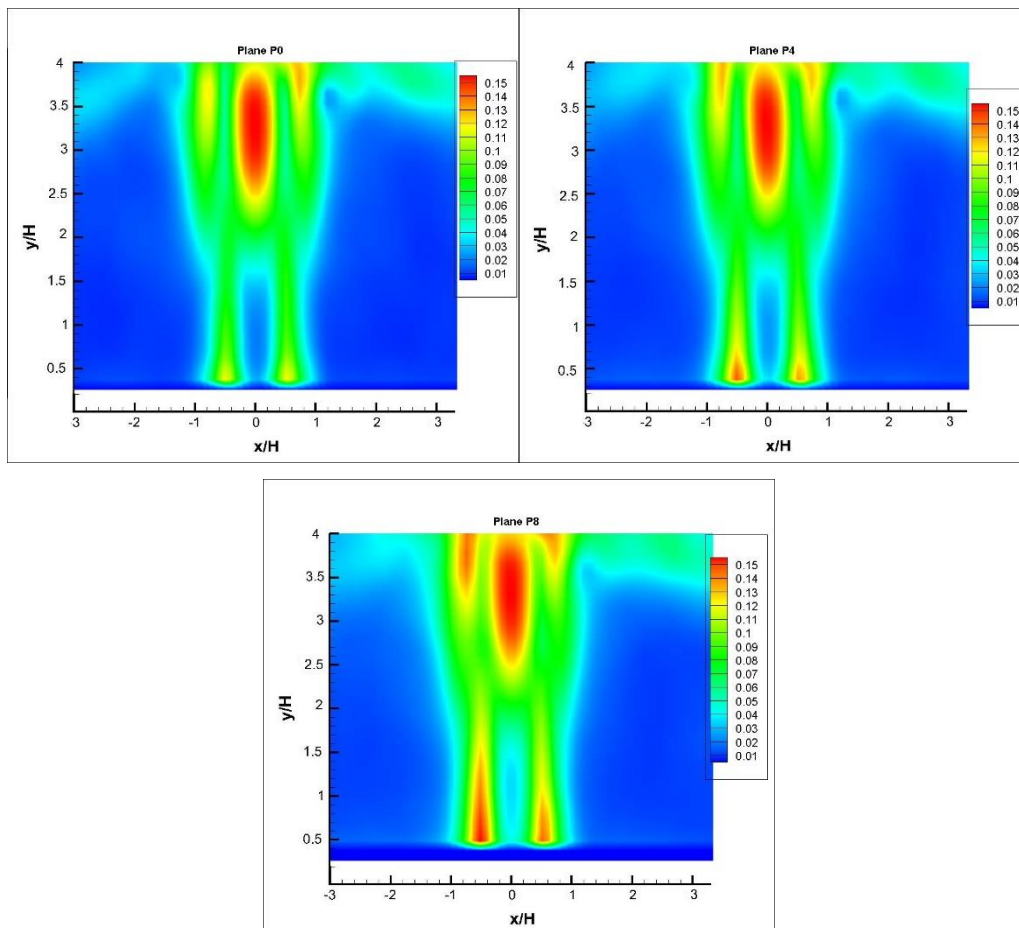


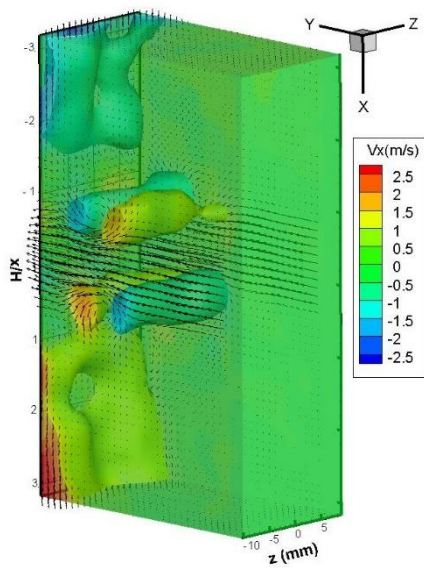
Figure VI. 13 : Champs moyens normalisés des taux de turbulence

VI.4. Comparaison des résultats des reconstructions volumiques avec ceux obtenus par mesures tomographiques

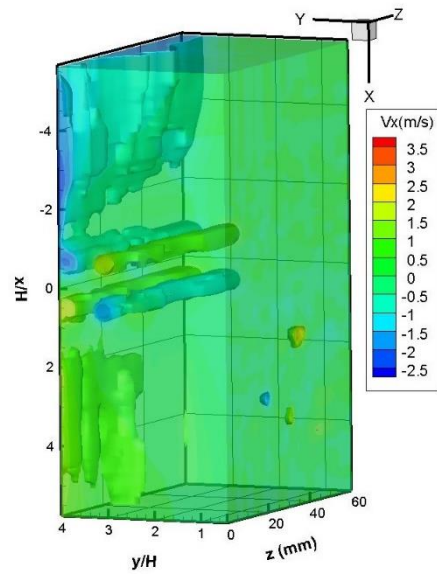
Les résultats obtenus par moyenne de phase et POD devaient être validés expérimentalement. Pour cette raison, une comparaison basée sur la visualisation des champs de vitesse sera faite dans cette section. Dans une première partie on visualisera les champs de vitesses longitudinales et transversales dans le volume. Ensuite et dans la deuxième partie on visualisera le critère λ_2 .

VI.4.1. Champs de vitesses

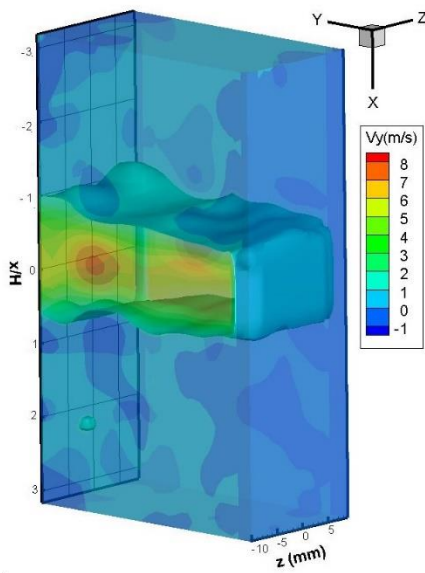
On a commencé par visualiser les résultats volumiques obtenus par les mesures tomographiques et les comparer avec les résultats volumiques obtenus par reconstruction par POD. La Figure VI. 14 montre les champs de vecteurs et d'intensité des trois composantes de la vitesse pour le volume de l'écoulement mesuré par Tomo-PIV ainsi que le volume de l'écoulement reconstruit par POD pour le premier pas de temps. Pour la configuration étudiée, correspondante à un confinement de $L/H=4$ et un nombre de Reynolds égale à 4458 nous pouvons constater que les champs de vecteurs vitesses ainsi que les intensités sont similaires qu'ils soient obtenus par Tomo-PIV ou par reconstruction avec la POD.



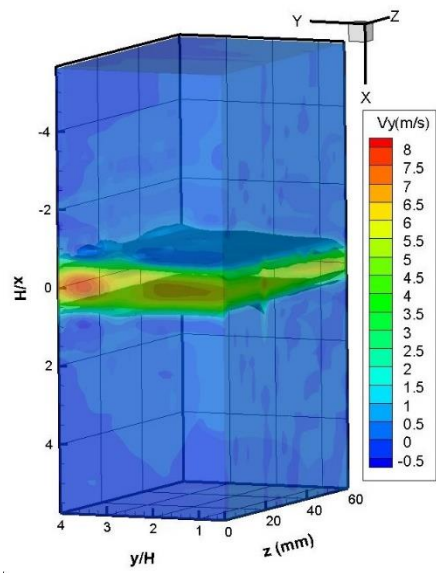
(a)



(d)



(b)



(e)

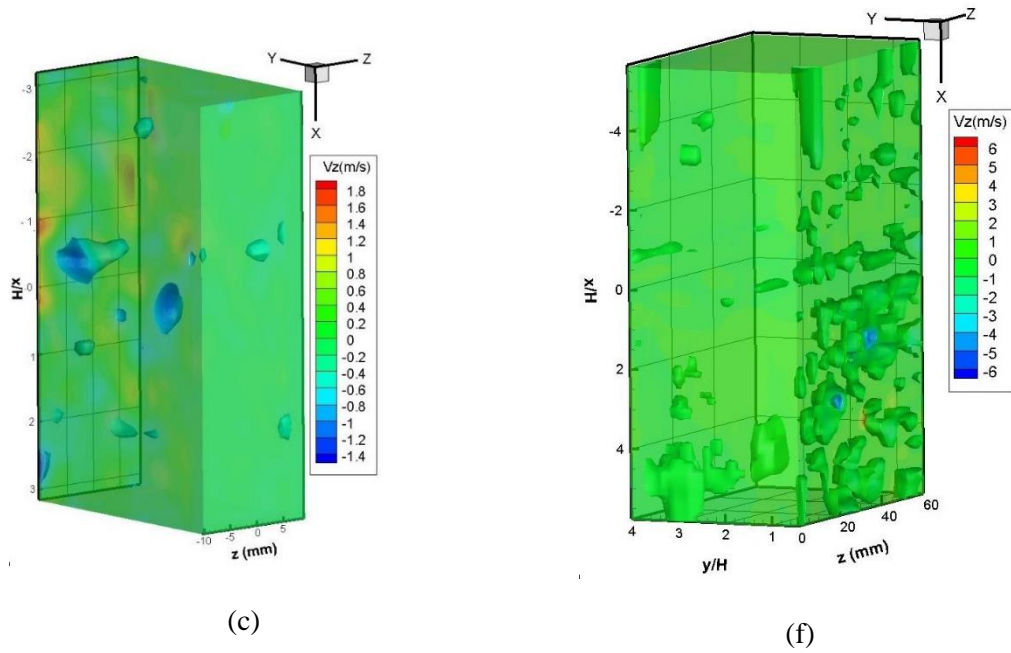
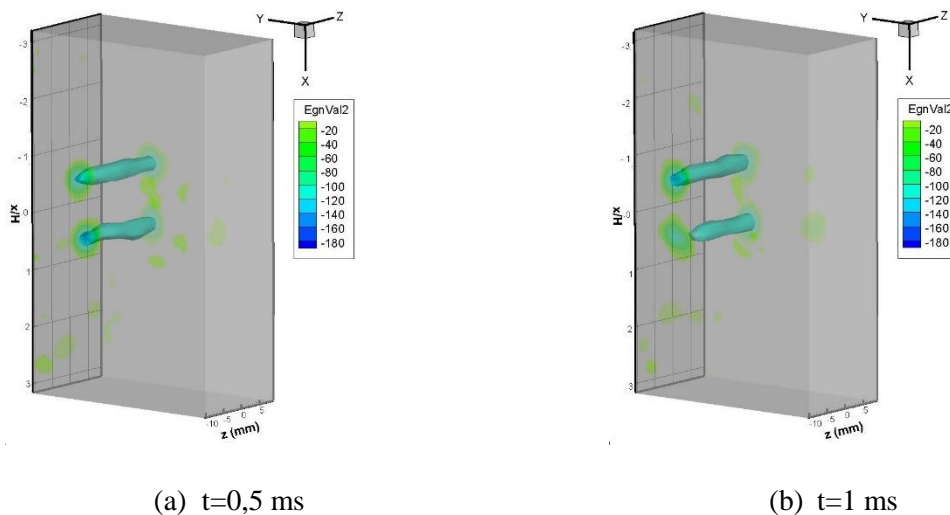


Figure VI. 14 : Champs des vitesses du volume : (a, b, c) mesuré par Tomo-PIV, (d, e, f) reconstruit par POD

VI.4.2. Critère de détection des tourbillons

Pour une comparaison plus précise avec les résultats obtenus par moyenne de phase il était nécessaire de visualiser plusieurs champs instantanés. On a choisi de montrer sur la Figure VI. 15 les vitesses de huit champs instantanés du critère λ_2 obtenus par les mesures Tomo-PIV. Puis sur la Figure VI. 16 les contours de λ_2 obtenus par les résultats de la moyenne de phase pour 8 pas de temps. Au cours du temps et pour les deux techniques on relève la même évolution : les couples de tourbillons naissent, au même endroit, évoluent de la même façon jusqu'à leur disparition et l'apparition du couple suivant, et ainsi de suite.



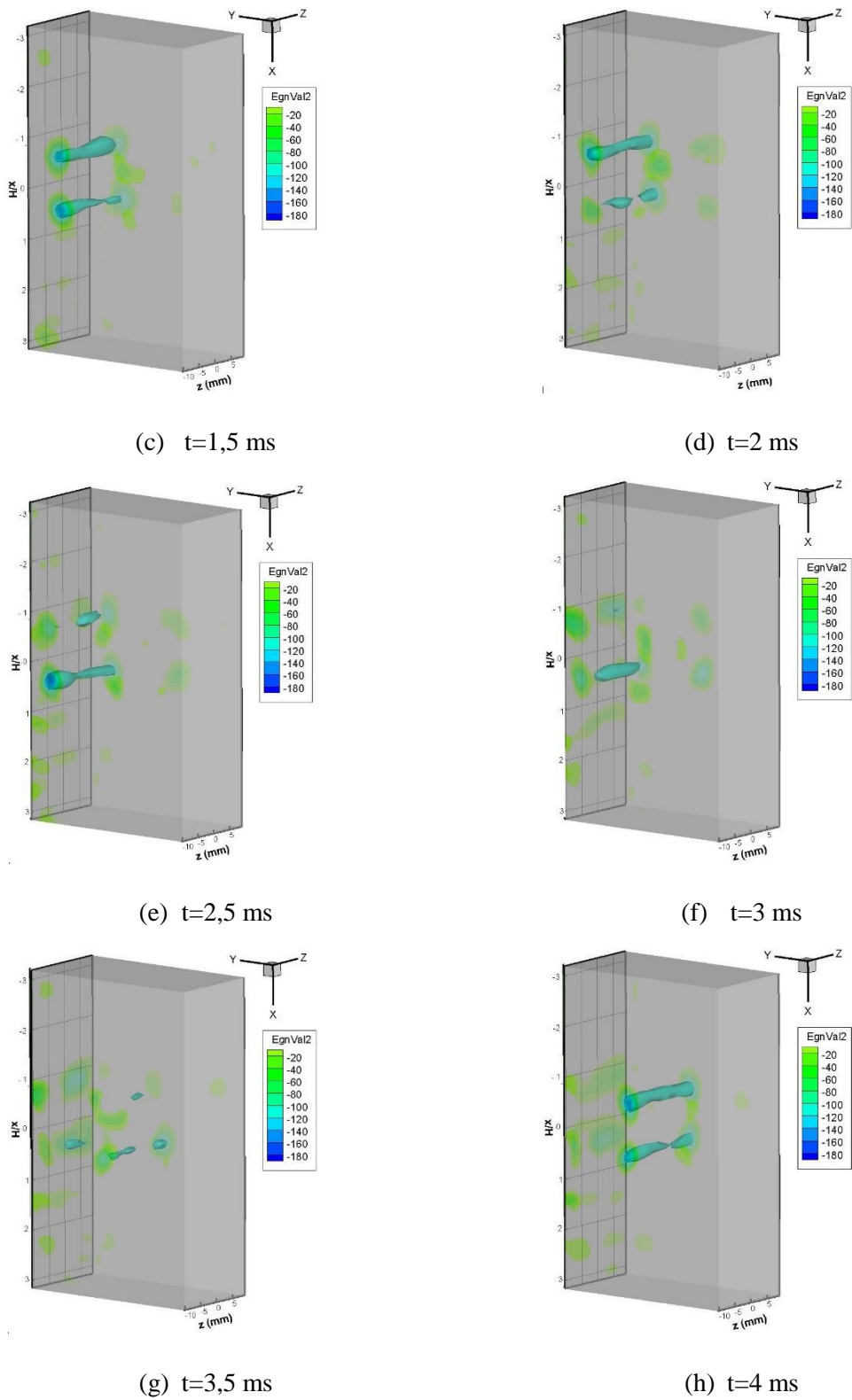
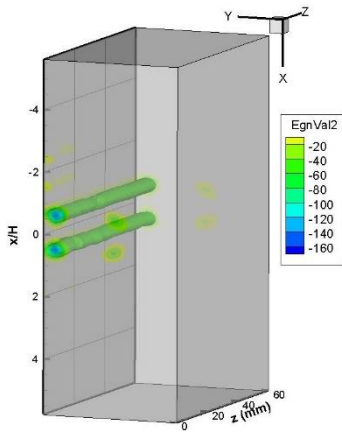
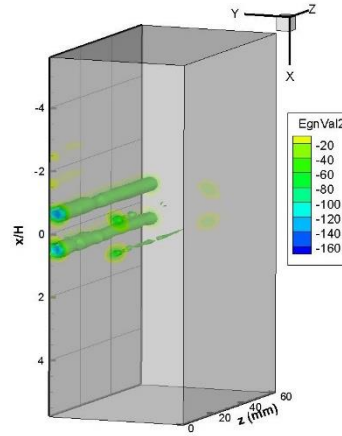


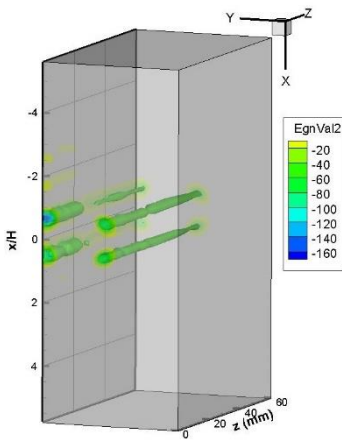
Figure VI. 15 : Contour de λ_2 pour 8 pas de temps par mesures Tomo-PIV



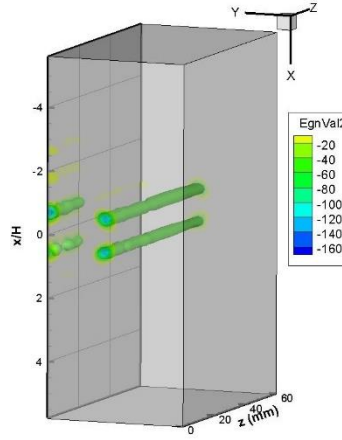
(a) $t/T=0,1$



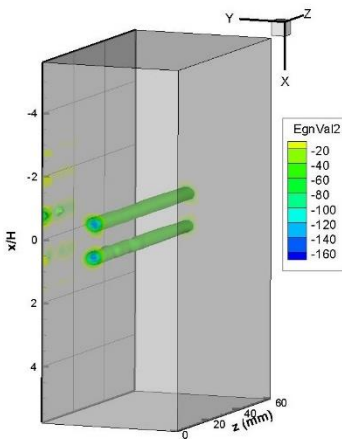
(b) $t/T=0,2$



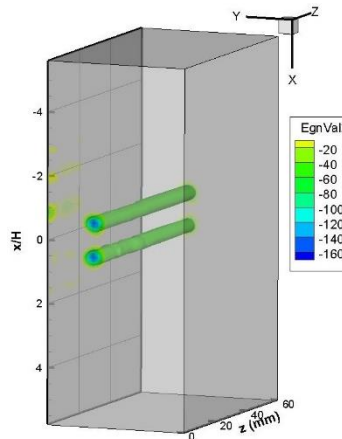
(c) $t/T=0,3$



(d) $t/T=0,4$



(e) $t/T=0,5$



(f) $t/T=0,6$

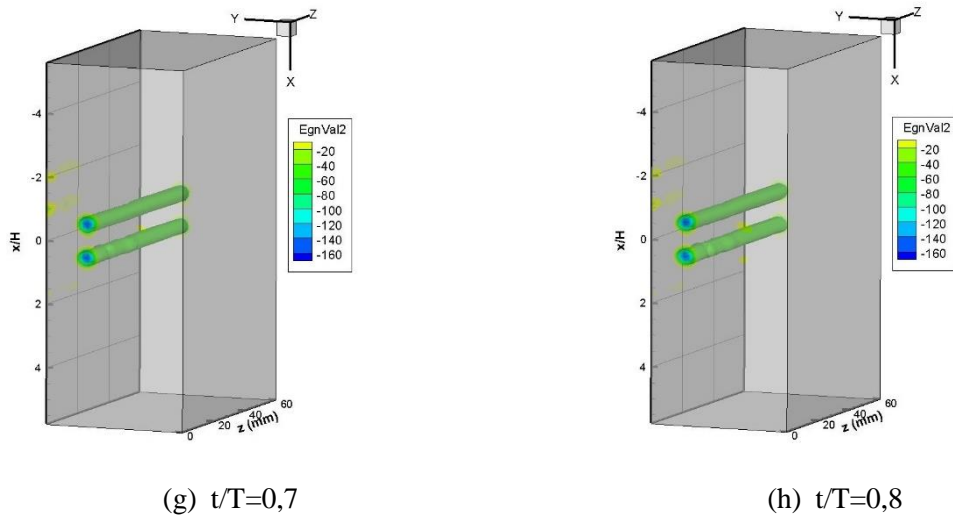


Figure VI. 16 : Contour de λ_2 pour 8 pas de temps sur le volume reconstruit par moyenne de phase

Pour plus d'appui sur les résultats de reconstruction obtenu on a comparé les trajectoires obtenus par la superposition des champs λ_2 obtenus par moyenne de phase et par la trajectoire des résultats tomographiques. La Figure VI. 17 montre que les résultats tomographiques valident les résultats obtenus par reconstruction par moyenne de phase. On peut détecter une trajectoire des rouleaux tourbillonnaires qui est parallèle à l'axe du jet. Les résultats expérimentales par Tomo-PIV montrent des rouleaux tourbillonnaires chahutés, tandis que les rouleaux reconstruits par moyenne de phase sont plus lisses vue le traitement basé sur une moyenne qui lisse les résultats.

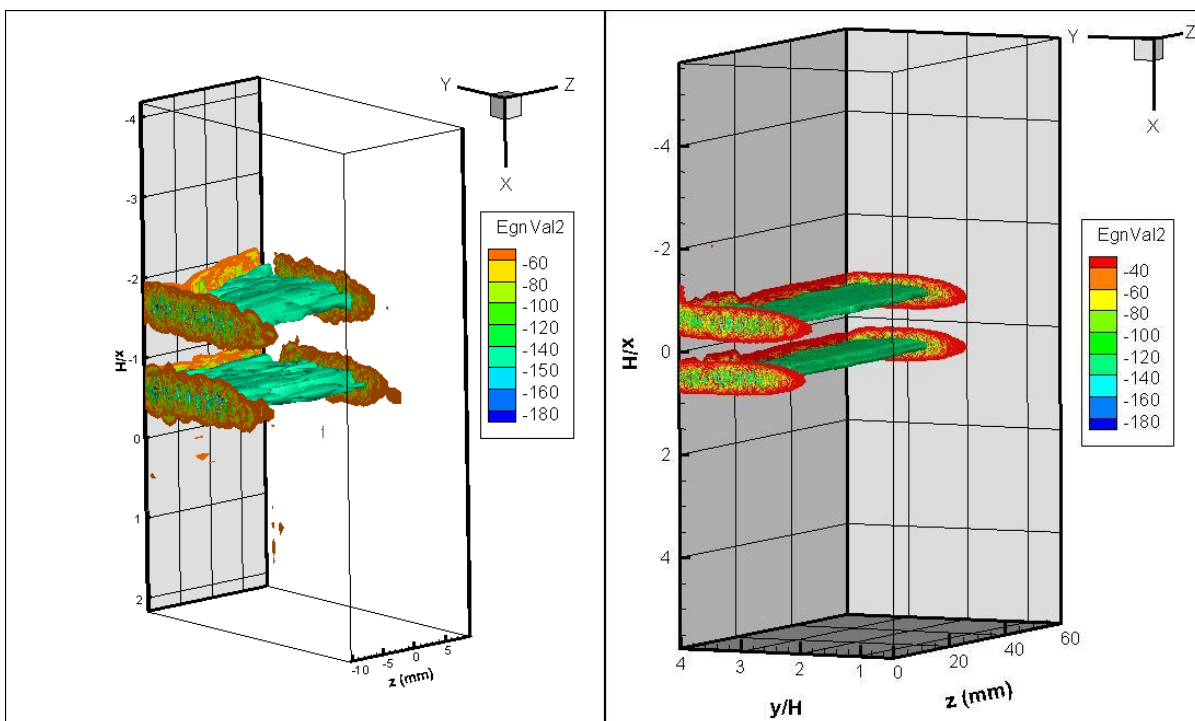


Figure VI. 17: Trajectoires des tourbillons (Mesures Tomo et Reconstruction par moyenne de phase)

VI.5. Conclusion

Pour valider les techniques de reconstruction volumique développées dans les chapitres III, IV et V, il était nécessaire de faire des mesures volumiques par Tomo-PIV, du même écoulement et dans les mêmes conditions afin de comparer l'évolution des phénomènes tourbillonnaires qui se développent. Pour cette raison, une campagne de mesure volumique par PIV 3D-3C ou Tomo-PIV a été effectuée. Afin d'obtenir un éclairage volumique, un générateur de volume était relié au bras laser assurant une génération d'un volume pouvant atteindre 40 mm d'épaisseur. La génération de volume baisse la densité lumineuse pour cette raison un compromis entre la taille de particulesensemencées et l'épaisseur du volume laser a eu lieu. En utilisant, des plaques rectangulaires le volume généré par le laser est coupé sur les différents bords pour d'une part assurer une forme rectangulaire et d'autre part couper toute partie du volume ayant une intensité plus faible que celle du milieu. En ajustant le volume de mesure on a obtenu un volume final de 18 mm d'épaisseur. D'autre part, on a utilisé un générateur de particules qui génère des particules de taille $4 \mu\text{m}$ assurant une bonne diffusion de lumière pour les caméras.

Les champs cinématiques mesurés par Tomo-PIV ont été ensuite analysés. Les différents profils transversaux de vitesse moyenne (longitudinale et transversale), le champ moyen, les profils des fluctuations ont été discutés et comparés pour trois tranches (x,y) correspondant aux plans P_0 , P_4 et P_8 . Les résultats ont été de même comparés avec ceux obtenus avec les mesures issues des champs instantanés de vitesses mesurés par Stéréo-PIV. Les résultats obtenus par Tomo-PIV sont en bonne concordance avec ceux relatifs aux champs cinématiques des plans parallèles. Ensuite, les champs volumiques obtenus par la tomographie ont été visualisés et comparés avec les champs de vitesses obtenus par reconstruction volumique avec la POD et la moyenne de phase à partir de la visualisation des champs des trois composantes de la vitesse. Et dans une dernière partie, on a comparé la reconstruction de l'évolution temporelle de l'écoulement par moyenne de phase avec les champs λ_2 pour plusieurs instants. En comparant les résultats volumiques expérimentaux et reconstruits obtenus on peut souligner deux constats :

- 1- la reconstruction par POD et par la moyenne de phase à partir des plans parallèles sont des méthodes performantes qui nous ont permis de visualiser les structures tourbillonnaires du volume à partir d'informations 2D-3C.
- 2- Les résultats obtenus par la Tomo-PIV sont difficiles à réaliser et nécessitent réglages très fins. En fait, la Tomo-PIV est assez compliquée à mettre en œuvre au niveau épaisseur du volume laser, taille des particules, ouverture des caméras, calibrations, ... Pour cela, lorsque les résultats attendus ne nécessitent pas de corrélations temporelles fines, une reconstruction volumique est plus simple et moins onéreuse.

Conclusions et perspectives

Les travaux présentés dans cette thèse concernent la reconstruction volumique, de l'écoulement généré par un jet impactant une plaque fendue, à partir de champs cinématiques instantanés, obtenus par S-PIV, sur des plans parallèles. Ces travaux s'insèrent dans une étude plus générale, qui concerne le confort dans les enceintes habitables, et le contrôle des écoulements engendrant des sons auto-entretenus, afin de supprimer les nuisances sonores qu'ils produisent. Donc, la connaissance des mécanismes qui régissent la dynamique tourbillonnaire ainsi que les paramètres qui optimisent les transferts entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique généré devient indispensable. Pour atteindre ces objectifs, il était nécessaire d'accéder à des grandeurs cinématiques sur le volume de l'écoulement.

De ce fait, on s'était proposé de réaliser une reconstruction volumique en passant par des mesures 2D, beaucoup moins coûteuses que des mesures 3D. Afin de poser les fondements de cette technique, de les tester, et de les valider expérimentalement, on a décidé de commencer par une configuration, simple, choisie à partir des travaux de (H. Assoum) sur ce même sujet. Il s'agit d'une configuration où le signal acoustique est périodique, et le confinement ainsi que le nombre de Reynolds assez bas, réduisant ainsi les effets tridimensionnels.

Aussi, des techniques de décomposition, en modes propres, ont été appliquées à la base de données des mesures expérimentales, afin de déterminer quels sont les modes qui représentent telles ou telles autres structures au sein de l'écoulement et quels sont leurs poids, pour des finalités liées au contrôles de ces écoulements dans leurs configurations bruyantes.

Ainsi, trente plans parallèles, du jet heurtant la plaque fendue, dans les conditions expérimentales choisies, ont été mesurés en utilisant la vélocimétrie stéréoscopique par images des particules (S-PIV). Cette campagne de mesures a permis d'accéder aux champs cinématiques instantanés de chacun de ces plans. Les comparaisons des profils de vitesses moyennes ou des fluctuations montrent que les résultats sont similaires sur les différents plans, mis à part ceux proches du bord du jet.

Une première analyse de l'écoulement par la décomposition en modes propres consistait à appliquer cette décomposition sur le champ fluctuant de la vitesse en ne considérant que les deux composantes V_x et V_y . L'analyse a été faite sur 3 plans situés dans la zone centrale du jet (P_0 , P_4 et P_8). Et les modes spatiaux ont été étudiés. Les résultats de cette analyse ont montré que les deux premiers modes sont les plus représentatifs du passage des grosses structures tourbillonnaires. Cette conclusion a été menée à partir de l'étude des modes spatiaux ainsi que des coefficients temporels associés à ces modes, et de la corrélation qui existent entre ces derniers.

L'analyse ne s'est pas limitée seulement aux deux premiers modes. L'étude des couples de modes spatiaux, des coefficients temporels associés, et de leurs énergies cinétiques, a été répétée pour plusieurs couples de modes qui semblaient représenter un phénomène tourbillonnaire.

Dans un second temps, en tenant compte de la tridimensionnalité de l'écoulement, on a étudié l'influence de la troisième composante de la vitesse sur la décomposition en modes propres. Les résultats ont montré que la troisième composante ralentit la convergence de l'énergie cinétique (ou des valeurs propres), et au niveau dynamique, cette composante n'apporte pas d'intérêt. Ces résultats étaient conformes avec ceux obtenus dans le troisième chapitre, où on a montré que la troisième composante possède des profils quasi-nuls et donc négligeables. Aussi, les tourbillons ont été caractérisés d'une façon spatio-temporelle à partir des modes spatiaux et des coefficients temporels.

En ce qui concerne la reconstruction volumique de l'écoulement, on a d'abord utilisé la méthode POD comme méthode de reconstruction. Les champs cinématiques des différents plans parallèles ont été reconstruits par POD en considérant les trois premiers modes les plus énergétiques. Ensuite et en utilisant un signal de référence, les différents champs reconstruits ont été mis en phase en se basant sur les instants correspondants aux maximums du signal de référence. Les résultats obtenus sont pertinents et montrent un couple de rouleaux tourbillonnaires qui s'étend parallèlement à la fente de soufflage.

Aussi, en appliquant la méthode des moyennes de phases, on a reconstruit l'évolution temporelle volumique de l'écoulement. Plusieurs signaux pilotes ont été testés. Les résultats de cette reconstruction, montrent bien une alternance entre la disparition des rouleaux tourbillonnaires simultanément avec l'apparition d'un autre couple.

Pour la validation des techniques de reconstruction mises en œuvre, une campagne de mesures tomographiques a été initiée, installée et réalisée. Les résultats des mesures tomographiques (Tomo-PIV), des champs cinématiques volumiques et instantanés, sont comparés avec ceux reconstruits par moyennes de phases et par POD. Ainsi, les mesures tomographiques ont bien validé les méthodes de reconstruction volumique appliquées.

Les perspectives à court et moyen terme, sont d'une part, la poursuite des investigations afin d'améliorer les reconstructions volumiques des écoulements étudiés en testant d'autres techniques (DMD, BOD, ...) et d'autres signaux de référence. D'autre part, d'appliquer ces techniques de reconstruction à des écoulements plus complexes : configurations bruyantes, rapports de confinement plus grands, nombres de Reynolds plus élevés, phénomène de battement, ... Aussi, et toujours dans le cadre des objectifs, figure l'allégement des bases de données pour réaliser le contrôle de ces écoulements dans leurs configurations bruyantes.

Références

- Adrian, R.J., 1991. Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 23, 261–304. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.23.010191.001401>
- Alfonsi, G., Restano, C., Primavera, L., 2003. Coherent structures of the flow around a surface-mounted cubic obstacle in turbulent channel flow. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 91, 495–511. [https://doi.org/10.1016/S0167-6105\(02\)00429-4](https://doi.org/10.1016/S0167-6105(02)00429-4)
- Arroyo, M.P., Greated, C.A., 1991. Stereoscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 2, 1181. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/2/12/012>
- Assoum, H., 2013. Etude expérimentale des couplages entre la dynamique d'un jet qui heurte une plaque fendue et l'émission sonore générée. Université de la rochelle, La rochelle.
- Assoum, H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., El Hassan, M., Ali, M., Sakout, A., 2016a. Correlation between the acoustic field and the transverse velocity in a plane impinging jet in the presence of self-sustaining tones. Presented at the ICOMÉ 2016, La Rochelle.
- Assoum, H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., El Hassan, M., Hammoud, A., Sakout, A., 2016b. Experimental investigation the turbulent kinetic energy and the acoustic field in a rectangular jet impinging a slotted plate. Presented at the ICOMÉ 2016.
- Assoum, H.H., El Hassan, M., Abed-Meraïm, K., Sakout, A., 2014. The vortex dynamics and the self sustained tones in a plane jet impinging on a slotted plate. *Eur. J. Mech. - BFluids* 48, 231–235. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2014.06.008>
- Assoum, H.H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., El Hassan, M., Ali, M., Sakout, A., 2017a. Correlation between the acoustic field and the transverse velocity in a plane impinging jet in the presence of self-sustaining tones. *Energy Procedia, Materials & Energy I* (2015) 139, 391–397. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.11.227>
- Assoum, H.H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., El Hassan, M., Hammoud, A., Sakout, A., 2017b. Experimental investigation the turbulent kinetic energy and the acoustic field in a rectangular jet impinging a slotted plate. *Energy Procedia, Materials & Energy I* (2015) 139, 398–403. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.11.228>
- Assoum, H.H., Hassan, M.E., Abed-Meraïm, K., Martinuzzi, R., Sakout, A., 2013. Experimental analysis of the aero-acoustic coupling in a plane impinging jet on a slotted plate. *Fluid Dyn. Res.* 45, 045503. <https://doi.org/10.1088/0169-5983/45/4/045503>
- Aubry, N., 1992. On The Hidden Beauty of the Proper Orthogonal Decomposition, in: *Studies in Turbulence*. Springer, New York, NY, pp. 264–265. https://doi.org/10.1007/978-1-4612-2792-2_19
- Ben Salah, R., 2015. Élaboration d'une méthode tomographique de reconstruction 3D en vélocimétrie par image de particules basée sur les processus ponctuels marqués. Poitiers.
- Ben-Salah, R., Alata, O., Tremblais, B., Thomas, L., David, L., 2015. Reconstruction de volume de particules basée sur un processus à la Tomo-PIV, in: *GRETSI 2015*. Lyon, France.
- Billon, A., 2003. Etude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue. La Rochelle.
- Billon, A., Valeau, V., Sakout, A., 2005. Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *J. Fluids Struct.* 21, 121–132. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.07.008>
- Billon, A., Valeau, V., Sakout, A., 2004. Instabilités de l'écoulement produisant le bruit de fente. *Comptes Rendus Mécanique* 332, 557–563. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2004.02.022>
- Bonnet, J.P., Cole, D.R., Delville, J., Glauser, M.N., Ukeiley, L.S., 1994. Stochastic estimation and proper orthogonal decomposition: Complementary techniques for identifying structure. *Exp. Fluids* 17, 307–314. <https://doi.org/10.1007/BF01874409>
- Boutier, A., n.d. Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides.
- Boutier, A., n.d. Visualisations et Mesures Optiques en Aerodynamique. Ed. Techniques Ingénieur.
- Braud, C., 2003. Etude de la dynamique d'un écoulement à cisaillements croisés : interaction couche de mélange - sillage (phdthesis). Université de Poitiers.
- Brücker, C., 1996. 3-D scanning-particle-image-velocimetry: Technique and application to a spherical cap wake flow. *Appl. Sci. Res.* 56, 157–179. <https://doi.org/10.1007/BF02249379>
- Calluau, D., David, L., 2004. Stereoscopic particle image velocimetry measurements of the flow around a surface-mounted block. *Exp. Fluids* 36, 53–61. <https://doi.org/10.1007/s00348-003-0628-7>

- Cantwell, B., Coles, D., 1983. An experimental study of entrainment and transport in the turbulent near wake of a circular cylinder. *J. Fluid Mech.* 136, 321–374. <https://doi.org/10.1017/S0022112083002189>
- Cantwell, B.J., 1981. Organized Motion in Turbulent Flow. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 13, 457–515. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.13.010181.002325>
- Cantwell, B.J., 1976. A flying hot wire study of the turbulent near wake of a circular cylinder at a Reynolds number of 140,000 (phd). California Institute of Technology.
- Chassaing, P., n.d. Turbulence en mécanique des fluides : analyse du phénomène en vue de sa modélisation à l'usage de l'ingénieur (Politech) [WWW Document]. Libr. Lavoisier. URL https://www.lavoisier.fr/livre/physique/turbulence-en-mecanique-des-fluides-analyse-du-phenomene-en-vue-de-sa-modelisation-a-l-usage-de-l-ingenieur-politech/chassaing/descriptif_2195185 (accessed 10.12.17).
- Chong, M.S., Perry, A.E., Cantwell, B.J., 1990. A General Classification of Three-Dimensional Flow Fields. *Phys. Fluids Fluid Dyn.* 2. <https://doi.org/10.1063/1.857730>
- D'Adamo, J., Artana, G., Desideri, J.-A., 2004. Incompressible Turbulent Flow Reconstruction by the POD technique (Research Report No. RR-5278). INRIA.
- Danlos, A., 2009. Dynamique des jets contrôlés : Application à l'étude du mélange dans des écoulements de jets annulaires à très grand rapport de diamètres. Rouen.
- Delville, J., 1994. Characterization of the organization in shear layers via the Proper Orthogonal Decomposition. *Appl. Sci. Res.* 53, 263–281. <https://doi.org/10.1007/BF00849104>
- Druault, P., Chaillou, C., 2007. Use of Proper Orthogonal Decomposition for reconstructing the 3D in-cylinder mean-flow field from PIV data. *Comptes Rendus Mécanique* 335, 42–47. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2006.11.004>
- Druault, P., Guibert, P., Alizon, F., 2005. Use of proper orthogonal decomposition for time interpolation from PIV data. *Exp. Fluids* 39, 1009–1023. <https://doi.org/10.1007/s00348-005-0035-3>
- Elsinga, G.E., Scarano, F., Wieneke, B., Oudheusden, B.W. van, 2006. Tomographic particle image velocimetry. *Exp. Fluids* 41, 933–947. <https://doi.org/10.1007/s00348-006-0212-z>
- Faure, T., 2009. Méthodes expérimentales instationnaires et leurs applications en mécanique des fluides (thesis). Université Pierre et Marie Curie - Paris VI.
- Forestier, N., Geffroy, P., Jacquin, L., 1998. Evaluation de moyennes de phase dans un écoulement au-dessus d'une cavité résonante = Phase-averaged LDV flowfield evaluation over a deep cavity. Tiré À Part - Off. Natl. Détudes Rech. Aerosp.
- G Berkooz, P Holmes, Lumley, and J.L., 1993. The Proper Orthogonal Decomposition in the Analysis of Turbulent Flows. *Annu. Rev. Fluid Mech.* 25, 539–575. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.25.010193.002543>
- Glesser, M., 2006. Sons auto-entretenus produits par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue : étude expérimentale et modélisation du couplage avec un résonateur. La Rochelle.
- Glesser, M., Billon, A., Valeau, V., Sakout, A., 2005. Influence of the resonator damping on its coupling with a jet-slot oscillator, in: ICSV 12. France, p. n.a.
- Glesser, M., Billon, A., Valeau, V., Sakout, A., n.d. Coupling of a Jet-Slot Oscillator With the Flow-Supply Duct: Flow-Acoustic Interaction Modeling, in: 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (27th AIAA Aeroacoustics Conference). American Institute of Aeronautics and Astronautics. <https://doi.org/10.2514/6.2006-2430>
- Glesser, M., Valeau, V., Sakout, A., 2008. Vortex sound in unconfined flows: Application to the coupling of a jet-slot oscillator with a resonator. *J. Sound Vib.* 314, 635–649. <https://doi.org/10.1016/j.jsv.2008.01.012>
- Graftieaux, L., Michard, M., Grosjean, N., 2001. Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Meas. Sci. Technol.* 12, 1422. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/9/307>
- Gutmark, E., Wolfshein, M., Wygnanski, I., 1978. The plane turbulent impinging jet. *J. Fluid Mech.* 88, 737–756. <https://doi.org/10.1017/S0022112078002360>
- Hamdi, J., Assoum, H., Abed-Meraïm, K., Sakout, A., 2017. Volume reconstruction of an impinging jet obtained from stereoscopic-PIV data using POD. *Eur. J. Mech. - BFluids.* <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2017.09.001>
- Hamdi, J., Assoum, H., Abed-Meraïm, K., Sakout, A., 2016. Volume reconstruction of a plane jet impinging on a slotted plate using the phase averaging method. Presented at the ICOME 2016, La Rochelle.

- Hassan, M.E., Assoum, H.H., Martinuzzi, R., Sobolik, V., Abed-Meraim, K., Sakout, A., 2013. Experimental investigation of the wall shear stress in a circular impinging jet. *Phys. Fluids 1994-Present* 25, 077101. <https://doi.org/10.1063/1.4811172>
- Hassan, M.E., Assoum, H.H., Sobolik, V., Vétel, J., Abed-Meraim, K., Garon, A., Sakout, A., 2012. Experimental investigation of the wall shear stress and the vortex dynamics in a circular impinging jet. *Exp. Fluids* 52, 1475–1489. <https://doi.org/10.1007/s00348-012-1269-5>
- Hémon, P., Santi, F., 2007. Simulation of a spatially correlated turbulent velocity field using biorthogonal decomposition. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.* 95, 21–29. <https://doi.org/10.1016/j.jweia.2006.04.003>
- Herzog, S., 1986. The large scale structure in the near-wall region of turbulent pipe flow. Cornell University, Jan.
- Hinsch, K.D., 2002. Holographic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 13, R61. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/13/7/201>
- Hoarau, Y., 2002. Analyse physique par simulation numérique et modélisation des écoulements décollés instationnaires autour de surfaces portantes. Toulouse, INPT.
- Howe, M.S., 1975. Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *J. Fluid Mech.* 71, 625–673. <https://doi.org/10.1017/S0022112075002777>
- Hunt, J.C.R., Wray, A.A., Moin, P., 1988. Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows. Presented at the Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2.
- Jeong, J., Hussain, F., 1995. On the identification of a vortex. *J. Fluid Mech.* 285, 69–94. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>
- Kähler, C.J., Kompenhans, J., n.d. Fundamentals of multiple plane stereo particle image velocimetry. *Exp. Fluids* 29, S070–S077. <https://doi.org/10.1007/s003480070009>
- Koched, A., 2011. Analyse expérimentale multi-échelles des interactions entre un écoulement et une paroi par PIV et polarographie : application à un jet plan immergé et confiné en impact. Nantes.
- Lasota, A., n.d. Chaos, Fractals, and Noise - Stochastic Aspects of Dynamics || Springer.
- Laufer, J., Monkewitz, P., 1980. On turbulent jet flows - A new perspective. Presented at the American Institute of Aeronautics and Astronautics Conference.
- Liberzon, A., Gurka, R., Hetsroni, G., 2003. XPIV–Multi-plane stereoscopic particle image velocimetry. *Exp. Fluids* 36, 355–362. <https://doi.org/10.1007/s00348-003-0731-9>
- Looney, M.K., Walsh, J.J., 1984. Mean-flow and turbulent characteristics of free and impinging jet flows. *J. Fluid Mech.* 147, 397–429. <https://doi.org/10.1017/S0022112084002147>
- Lourenco, L., Subramanian, S., Ding, Z., 1997. Time series velocity field reconstruction from PIV data. *Meas. Sci. Technol.* 8, 1533. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/12/016>
- Lumley, J.L., 1967. The structure of inhomogeneous turbulent flows. *Atmospheric Turbul. Radio Wave Propag.* 166–178.
- Maas, H.G., Gruen, A., Papantoniou, D., n.d. Particle tracking velocimetry in three-dimensional flows. *Exp. Fluids* 15, 133–146. <https://doi.org/10.1007/BF00190953>
- Marwan SALEH, 2015. Étude mathématique et numérique des méthodes de réduction dimensionnelle de type POD et PGD. La rochelle.
- Mattern, P., Gabi, M., Kriegseis, J., n.d. A plane-to-plane comparison of Common Averaged vs. POD patterns of Time-Resolved Stereo-PIV data within a pump. *Eur. J. Mech. - BFluids.* <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2016.09.011>
- Meyer, K.E., Pedersen, J.M., Özcan, O., 2007. A turbulent jet in crossflow analysed with proper orthogonal decomposition. *J. Fluid Mech.* 583, 199–227. <https://doi.org/10.1017/S0022112007006143>
- Mezić, I., 2005. Spectral Properties of Dynamical Systems, Model Reduction and Decompositions. *Nonlinear Dyn.* 41, 309–325. <https://doi.org/10.1007/s11071-005-2824-x>
- Michalke, A., 1965. On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J. Fluid Mech.* 23, 521–544. <https://doi.org/10.1017/S0022112065001520>
- Noack, B.R., Afanasiev, K., Morzyński, M., Tadmor, G., Thiele, F., 2003. A hierarchy of low-dimensional models for the transient and post-transient cylinder wake. *J. Fluid Mech.* 497, 335–363. <https://doi.org/10.1017/S0022112003006694>
- Noack, B.R., Schlegel, M., Ahlborn, B., Mutschke, G., Morzyński, M., Comte, P., 2008. A Finite-Time Thermodynamics of Unsteady Fluid Flows. *J. Non-Equilib. Thermodyn.* 33, 103–148. <https://doi.org/10.1515/JNETDY.2008.006>
- Nobach, H., Tropea, C., Cordier, L., Bonnet, J.-P., Delville, J., Lewalle, J., Farge, M., Schneider, K., Adrian, R., 2007. Review of Some Fundamentals of Data Processing, in: Springer Handbook of Experimental

- Fluid Mechanics. Springer Berlin Heidelberg, pp. 1337–1398. https://doi.org/10.1007/978-3-540-30299-5_22
- Oudheusden, B.W. van, Scarano, F., Hinsberg, N.P. van, Watt, D.W., 2005. Phase-resolved characterization of vortex shedding in the near wake of a square-section cylinder at incidence. *Exp. Fluids* 39, 86–98. <https://doi.org/10.1007/s00348-005-0985-5>
- Perrin, R., 2005. Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds (PhD Thesis).
- Perrin, R., Cid, E., Cazin, S., Sevrain, A., Braza, M., Moradei, F., Harran, G., 2006. Phase-averaged measurements of the turbulence properties in the near wake of a circular cylinder at high Reynolds number by 2C-PIV and 3C-PIV. *Exp. Fluids* 42, 93–109. <https://doi.org/10.1007/s00348-006-0223-9>
- Podvin, B., Fraigneau, Y., Lusseyran, F., Gougat, P., 2005. A Reconstruction Method for the Flow Past an Open Cavity. *J. Fluids Eng.* 128, 531–540. <https://doi.org/10.1115/1.2175159>
- Podvin, B., Sergent, A., 2012. Proper orthogonal decomposition investigation of turbulent Rayleigh-Bénard convection in a rectangular cavity. *Phys. Fluids* 24, 105106. <https://doi.org/10.1063/1.4757663>
- Prasad, A.K., 2000. Stereoscopic particle image velocimetry. *Exp. Fluids* 29, 103–116. <https://doi.org/10.1007/s003480000143>
- Prasad, A.K., Adrian, R.J., Landreth, C.C., Offutt, P.W., n.d. Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Exp. Fluids* 13, 105–116. <https://doi.org/10.1007/BF00218156>
- R. PERRIN, 2005. Analyse physique et modélisation d'écoulements incompressibles instationnaires turbulents autour d'un cylindre circulaire à grand nombre de Reynolds (Thèse). Université de Toulouse.
- Rajaratnam, N., n.d. Turbulent Jets, Volume 5 - 1st Edition [WWW Document]. URL https://www.elsevier.com/books/turbulent-jets/rajaratnam/978-0-444-41372-7?start_rank=1&producttype=books&sortby=sortByRelevance&q=turbulent%20jets (accessed 9.4.17).
- Rambault, L., Sakout, A., Etien, E., Doget, T., Abed-Meraim, K., Hamdi, J., Cauet, S., n.d. Real-time estimation of frequencies emitted by a low-speed unstable flow. *IEEE Sens. J.*
- Reynolds, W.C., Hussain, A.K.M.F., 1972. The mechanics of an organized wave in turbulent shear flow. Part 3. Theoretical models and comparisons with experiments. *J. Fluid Mech.* 54, 263–288. <https://doi.org/10.1017/S0022112072000679>
- Rowley, C.W., Mezić, I., Bagheri, S., Schlatter, P., Henningson, D.S., 2009. Spectral analysis of nonlinear flows. *J. Fluid Mech.* 641, 115–127. <https://doi.org/10.1017/S0022112009992059>
- Sakakibara, J., Hishida, K., Phillips, W.R.C., 2001. On the vortical structure in a plane impinging jet. *J. Fluid Mech.* 434, 273–300.
- Scarano, F., Poelma, C., 2009. Three-dimensional vorticity patterns of cylinder wakes. *Exp. Fluids* 47, 69. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0629-2>
- Schmid, P., 2010. Dynamic mode decomposition of numerical and experimental data. *J. Fluid Mech.* 656, 5–28. <https://doi.org/10.1017/s0022112010001217>
- Sirovich, L., 1987. Turbulence and Dynamics of Coherent Structures Part I: Coherent Structures. *Q. Appl. Math.* 45, 561–571.
- Soloff, S.M., Adrian, R.J., Liu, Z.-C., 1997. Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Meas. Sci. Technol.* 8, 1441. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/12/008>
- Sung, J., Yoo, J.Y., 2001. Three-dimensional phase averaging of time-resolved PIV measurement data. *Meas. Sci. Technol.* 12, 655. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/6/301>
- Vejrazka, J., 2002. Experimental study of a pulsating round impinging jet. Grenoble INPG.
- Vernet, R., 2010. Etude expérimentale d'un jet pulsé dans un écoulement transverse à faible nombre de Reynolds : influence de l'excitation sur le mélange et sur la dynamique tourbillonnaire. Poitiers.
- Vernet, R., Thomas, L., David, L., 2009. Analysis and reconstruction of a pulsed jet in crossflow by multi-plane snapshot POD. *Exp. Fluids* 47, 707. <https://doi.org/10.1007/s00348-009-0730-6>
- Watanabe, R., Gono, T., Yamagata, T., Fujisawa, N., 2015. Three-dimensional flow structure in highly buoyant jet by scanning stereo PIV combined with POD analysis. *Int. J. Heat Fluid Flow* 52, 98–110. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2014.12.003>
- Wieneke, B., 2008. Volume self-calibration for 3D particle image velocimetry. *Exp. Fluids* 45, 549–556. <https://doi.org/10.1007/s00348-008-0521-5>
- Wlezien, R.W., Way, J.L., 1979. Techniques for the Experimental Investigation of the Near Wake of a Circular Cylinder. *AIAA J.* 17, 563–570. <https://doi.org/10.2514/3.61178>

