



Étude expérimentale des couplages entre la dynamique d'un jet qui heurte une plaque fendue et l'émission sonore générée

Hassan Assoum

► To cite this version:

Hassan Assoum. Étude expérimentale des couplages entre la dynamique d'un jet qui heurte une plaque fendue et l'émission sonore générée. Génie civil. Université de La Rochelle, 2013. Français. ⟨NNT : 2013LAROS420⟩. ⟨tel-01140147⟩

HAL Id: tel-01140147

<https://theses.hal.science/tel-01140147v1>

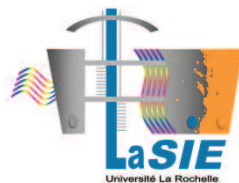
Submitted on 7 Apr 2015

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.



HAL Authorization



UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

École doctorale SI-MMEA
Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement

THÈSE

Présentée pour l'obtention du grade de
Docteur de l'Université de La Rochelle

Discipline : Génie Civil

par

HASSAN ASSOUM

Étude expérimentale des couplages entre la dynamique d'un jet
qui heurte une plaque fendue et l'émission sonore générée

Soutenance de thèse prévue le 11 Décembre 2013

Devant le jury composé de :

M. ALOUI FETHI	Professeur, Université de Valenciennes	Examineur
M ^{me} ALIA AHLEM	MCF, Université de Lille	Examineur
M. MARTINUZZI ROBERT	Professeur, Université de Calgary (Canada)	Rapporteur
M. ROGER MICHEL	Professeur, École centrale de Lyon	Rapporteur
M. SAKOUT ANAS	Professeur, Université de La Rochelle	Directeur de thèse
M. ABED-MERAÏM KAMEL	MCF, Université de La Rochelle	Co-directeur de thèse

À ma mère

À mon père

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DES COUPLAGES ENTRE LA DYNAMIQUE D'UN JET QUI HEURTE UNE PLAQUE FENDUE ET L'ÉMISSION SONORE GÉNÉRÉE

RÉSUMÉ

Un jet heurtant une plaque fendue peut générer dans certaines configurations des nuisances sonores. En effet, l'interaction de l'écoulement et de l'obstacle au niveau de la fente, sous certaines conditions, donne naissance à une perturbation remontant l'écoulement et pouvant contrôler son détachement à sa naissance. La perturbation ainsi produite par cette boucle de rétroaction optimise le transfert d'énergie du champ aérodynamique du jet vers le champ acoustique rayonné. Afin d'appréhender la dynamique tourbillonnaire, d'analyser les couplages entre cette dernière et les émissions sonores générées et de mieux comprendre les phénomènes responsables de ces nuisances, un dispositif expérimental basé sur de la métrologie laser a été réalisé. Ce système permet d'une part la génération de l'écoulement et la maîtrise de ses paramètres (confinement, vitesse, forme,...) et d'autre part la réalisation de plans lasers et de mesures par imagerie de particules (PIV). Ainsi le travail présenté dans ce manuscrit concerne les couplages qui existent entre la dynamique de l'écoulement heurtant une plaque fendue et les champs acoustiques générés.

Les mesures de champs cinématiques d'un jet plan heurtant une plaque fendue par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) sont réalisées simultanément avec des mesures de champs acoustiques. Après avoir caractérisé les écoulements étudiés, on présente par des graphes spatio-temporels les corrélations entre les signaux acoustiques et les vitesses de l'écoulement depuis la sortie du jet jusqu'à son arrivée à la plaque fendue. Ces corrélations sont calculées de deux manières : à partir de signaux bruts dans un premier temps, puis, dans un second temps, avec une méthode de pré-blanchiment (terme anglo-saxon : "pre-whitening"). Cette méthode vise à mettre en exergue l'existence d'une instabilité globale du jet qui existe dans les signaux analysés. Cette instabilité est importante pour la boucle de rétroaction des sons auto-entretenus, mais quasiment masquée devant les phénomènes principaux dominants (tourbillons primaires) dans le calcul des inter-corrélations.

Mots-clefs : Sons auto-entretenus, Jet plan, Jet heurtant, Aéroacoustique, Dynamique tourbillonnaire, Mesures PIV, Champ acoustique.

EXPERIMENTAL STUDY OF COUPLING BETWEEN THE DYNAMICS OF A JET IMPINGING A SLOTTED PLATE AND THE NOISE GENERATED

ABSTRACT

Self-sustaining sounds related to aero-acoustic coupling occurs in impinging jets when a feedback loop is present between the jet exit and a slotted plate: the downstream-convected coherent structures and upstream-propagating pressure waves generated by the impingement of the coherent structures on the plate are phase locked at the nozzle exit. The upstream-propagating waves excite the thin shear layer near the nozzle lip and result in periodic coherent structures. The period is determined by the convection speed of the coherent structures and the distance between the nozzle and the plate.

Simultaneous measurements of the velocity fields and the acoustic waves in a plane jet impinging a slotted plate were performed using time-resolved particle image velocimetry (PIV) and a microphone. A better understanding of the flow physics and the aero-acoustic coupling are obtained thanks to spatio-temporal cross-correlations between the transverse velocity and the acoustic signals. Cross-correlations are calculated using two different methods : classical analysis of the original signals and by developing a pre-whitening technique. The latter method is useful for analyzing small random signals superimposed on a high amplitude pure tone.

Key words : Self-sustaining sounds, Plane jet, Impinging jets, Aeroacoustics, vortex dynamics, PIV measurements, acoustic field.

REMERCIEMENTS

Mes remerciements vont tout d'abord à mon directeur de thèse M. Anas Sakout et à mon co-directeur de thèse M. Kamel Abed-Meraïm pour tous les efforts qu'ils ont engagés pour me mettre dans de bonnes conditions de travail et d'encadrement scientifique. Je leur adresse mes plus vifs sentiments de gratitude pour leurs confiance, soutien et précieux conseils.

Je remercie M. Robert Martinuzzi et M. Michel Roger, d'avoir accepté d'être les rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également M. Fethi Aloui et Mme Ahlem Alia, membres du jury, d'avoir examiné mon travail.

Je remercie très fortement M. Mouhammad El Hassan, qui m'a toujours encadré avec sympathie. Je le remercie pour les techniques de mesures expérimentales ou de calculs numériques qu'il m'a appris.

Je tiens à remercier M. Rafik Belarbi, pour sa gentillesse et de m'avoir intégré dans un groupe pédagogique pour faire les enseignements avec M. Cyrille Allery que je remercie également pour sa sympathie.

Ma thèse s'est déroulée au sein du Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE). Je remercie son directeur, M. Abdelkrim Aït-Mokhtar, pour son accueil et son écoute. Je remercie également l'ensemble du personnel au LaSIE. Je remercie aussi tous les doctorants que j'ai côtoyés.

Je remercie mon père et ma mère qui ont toujours été près de moi et disponibles pour m'écouter. Si je suis aujourd'hui à ce stade, c'est grâce à mes parents qui ont consacré toute leur vie pour moi. Je tiens à remercier très chaleureusement Jinane pour son soutien durant ma thèse.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I. SYNTHÈSE BIBLIOGRAPHIQUE	5
I.1 Introduction	6
I.2 Les jets plans confinés	9
I.2.1 Structure des jets plans confinés transversalement	9
I.3 Les jets heurtant une surface rigide	14
I.3.1 Régions et zones du jet heurtant une surface rigide.....	15
I.4 Bruits d'écoulements.....	23
I.4.1 Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus.....	24
I.4.2 Sons auto-entretenus en présence de résonateurs	29
I.4.3 Le bruit de fente.....	30
I.4.4 La puissance acoustique.....	32
I.4.5 Modélisation des sons auto-entretenus	33
I.5 Détection, caractérisation et suivi des structures tourbillonnaires	33
I.5.1 Critères eulériens.....	34
I.5.2 Méthodes Lagrangiennes	36
CHAPITRE II. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL ET MÉTROLOGIES.....	39
II.1 Introduction	40
II.2 Dispositif expérimental aéroacoustique.....	40
II.3 Métrologie	42
II.3.1 Mesures par vélocimétrie Laser.....	42
II.3.2 Mesures du champ acoustique	51
II.4 Traitement des mesures expérimentales	52
II.5 Bilan.....	53
CHAPITRE III. CARACTÉRISATION DES ÉCOULEMENTS ÉTUDIÉS	55
III.1 Introduction	56
III.2 Les paramètres d'influence	56
III.3 Convergence statistique.....	58
III.4 Classement et propriétés des écoulements étudiés.....	62
III.4.1 Décroissance de la vitesse axiale	62
III.4.2 Conditions initiales.....	64
III.5 Bilan.....	69
CHAPITRE IV. DYNAMIQUE DE L'ÉCOULEMENT ET DES STRUCTURES TOURBILLONNAIRES ENTRE LA BOUCHE DE SOUFFLAGE ET LA PLAQUE FENDUE	71
IV.1 Introduction	72
IV.2 La vitesse axiale	72

IV.3	Évolution des grandeurs relatives à la couche de mélange	76
IV.3.1	Épaisseurs de la couche de mélange $B(x)$ et de $Y_{0.5}$	77
IV.3.2	Épaisseur de la quantité de mouvement $\theta(x)$	81
IV.3.3	Débit de quantité de mouvement $M(x)$	83
IV.3.4	Débit massique $Q(x)$	85
IV.4	Évolution des vitesses moyennes	86
IV.4.1	Influence du nombre de Reynolds	86
IV.4.2	Influence du confinement	98
IV.4.3	Champs moyens u et v	102
IV.5	Évolution des fluctuations des vitesses	104
IV.5.1	Influence du nombre de Reynolds	104
IV.5.2	Influence du confinement	109
IV.5.3	Champs moyens $urms$ et $vrms$	112
IV.6	Structures tourbillonnaires	115
IV.6.1	Critères de détection et suivi des structures tourbillonnaires	115
IV.6.2	Modes aérodynamiques	116
IV.6.3	Trajectoires et dimensions des tourbillons	118
IV.7	Bilan	120
CHAPITRE V. COUPLAGES AÉROACOUSTIQUES		123
V.1	Introduction	124
V.2	Fréquences des sons auto-entretenus	125
V.3	Corrélations entre la dynamique tourbillonnaire et les sons auto-entretenus	131
V.3.1	Analyse des trajectoires des tourbillons en fonction du niveau acoustique	131
V.4	Analyse de la position et des dimensions des tourbillons	134
V.4.1	Position des centres des tourbillons	134
V.4.2	Dimensions des tourbillons	136
V.5	Analyse de phases entre structures tourbillonnaires et signaux acoustiques	140
V.5.1	Suivi temporel	140
V.5.2	Méthodes de moyennes de phase appliqué sur le signal acoustique et celui de la vitesse transversale de l'écoulement v	146
V.6	Analyse des corrélations entre l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle (ECT) et niveaux acoustiques	148
V.7	Corrélations entre vitesses transversales et signaux acoustiques	151
V.7.1	Corrélations croisées entre vitesses transversales et signaux acoustiques	151
V.7.2	Application des troncatures spectrales pour l'étude de corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale	159
V.8	Bilan	163
CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES		165
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES		169
LISTE DES ILLUSTRATIONS		

Figure I.1 : (a) : Jet heurtant une surface rigide non confiné. (b) : Jet heurtant une surface rigide confiné. (Vejrazka (2002)).	7
Figure I.2 : Système d'axes utilisé pour le jet plan	7
Figure I.3 : Différents types de bouches de soufflage pour un jet confiné. (a) : orifice confinée à arêtes vives, (b) : tube confiné (régime laminaire), (c) : convergent confiné (régime turbulent)	8
Figure I.4: Jet libre plan confiné (Rajaratnam (1976))	9
Figure I.5 : Passage continu du mode antisymétrique au mode symétrique (Maurel (1994)).	10
Figure I.6: Instabilités de Kelvin-Helmholtz en fonction du temps (Rivière (2008)).	11
Figure I.7 : Structure du jet plan confiné (Rivière (2008))	12
Figure I.8 : Profils adimensionnels transversaux de la vitesse longitudinale en fonction de la position longitudinale z/d (Fukushima et al. (2000))	14
Figure I.9 : Différentes zones du jet en présence d'une surface rigide.	15
Figure I.10 : Filaments tourbillonnaires entourant les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans les couches de mélanges planes (Bernal et Roshko (1986)).	17
Figure I.11 : (a) contact au niveau du noyau potentiel ; (b) contact au niveau du jet transitionnel. (Rivière (2008))	19
Figure I.12 : Évolution de la vitesse sur l'axe du jet pour différentes distances à l'obstacle (Maurel et Sollic (2001))	20
Figure I.13 : Tourbillon primaire et formation du contre tourbillon (tourbillon secondaire)	23
Figure I.14 : Vortex sound	24
Figure I.15 : Boucle de rétroaction (Vejrazka (2002)).	25
Figure I.16 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus (Blake et Powell (1986)).	26
Figure I.17 : Cascade sous harmonique dans une couche de mélange. Distribution de l'énergie des instabilités en fonction de la distance par rapport à la sortie du convergent	28
Figure I.18 : Chemin de la boucle de rétroaction (Glessner (2006)).	30
Figure I.19 : Géométries pouvant produire des sons auto-entretenus en présence d'un résonateur par rétroaction indirecte (Blake et Powell (1986)).	30
Figure I.20 : Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5\text{ mm}$, $U_0=7,7\text{ m/s}$; (Matta, 1973).	31
Figure I.21 : Exemple de trajectoires de particules au voisinage d'une structure lagrangienne cohérente LCS (Lagrangian Coherent Structure) qui met également en évidence l'éloignement de deux particules initialement séparées d'une certaine distance (Shadden et al. (2005))	37
Figure II.1 : dispositif expérimental	40
Figure II.2 : Schéma du dispositif expérimental	41

Figure II.3 : Système d'axes utilisé	42
Figure II.4 : Appareils de mesures utilisés. (microphones, tête laser, caméra,...)	43
Figure II.5 : Nappe laser.....	43
Figure II.6 : Principe de la PIV	44
Figure II.7 : Évaluation des mesures PIV par calcul d'inter-corrélations	44
Figure II.8 : Principe d'acquisition haute cadence. (Lecordier et Trinité (2005)).....	47
Figure II.9 : Principe du contrôleur.....	47
Figure II.10 : Mesures du champ acoustique (microphone).....	51
Figure II.11 : Centrale d'acquisition NI.....	51
Figure II.12 : Exemple d'une chaîne de traitement : (1)-Champ brut, (2)-Champ moyen, (3)- Champ brut duquel il est soustrait le champ moyen, (4)-Champ des vecteurs vitesses, (5)-Champ de vorticité, (6)- Vitesse longitudinale	53
Figure III.1 : Niveau de pression acoustique en fonction du confinement LH et du nombre de Reynolds Re. (Glessner (2006)).....	57
Figure III.2 : Images PIV pour LH = 4. Re=4415 : mode symétrique des tourbillons. Re=6253 : mode antisymétrique des tourbillons.	58
Figure III.3 : Mesure PIV. P1, P2 et P3 : points de vérification de la convergence statistique.	59
Figure III.4 : Convergence statistique aux points P1, P2 et P3. LH = 4 et Re=12142	60
Figure III.5 : Convergence statistique aux points P1, P2 et P3. L/H=4 et Re=19675	61
Figure III.6 : Décroissance de la vitesse axiale. Positionnement du jet qui heurte une plaque fendue par rapport au jet libre et au jet qui heurte une plaque pleine.	63
Figure III.7 : Décroissance de la vitesse axiale pour un jet heurtant une plaque fendue pour différents confinements et un jet libre. Re= 8590.....	63
Figure III.8 : Profils de vitesses u/U_0 et v/U_0 � $X/H = 0.5$	65
Figure III.9 : Champs moyens de la vitesse longitudinale : �volution transversale des profils de vitesses pour différentes distances entre la buse et la plaque.	66
Figure III.10 : Profils des taux de fluctuations $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ � $X/H = 0.5$	68
Figure III.11 : Taux de turbulence moyen en fonction du nombre de Reynolds pour LH = 4	69
Figure IV.1 : Décroissance de la vitesse moyenne axiale pour le jet plan en interaction avec une plaque fendue pour différents confinements.	74
Figure IV.2 : Décroissance de la vitesse axiale dans la région d'écoulement développé.	75
Figure IV.3 : �paisseur de la couche de mélange $B(x)$	76
Figure IV.4 : �paississement de la couche de mélange avec le confinement.....	78
Figure IV.5 : �volution de l'épaisseur adimensionnelle de la couche de mélange BH en fonction du nombre de Reynolds.....	79

Figure IV.6 : Profil de vitesse moyenne longitudinale à la sortie du jet.....	79
Figure IV.7 : Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange BH en fonction du rapport de confinement : LH	80
Figure IV.8 : Évolution de la demi-épaisseur dynamique $Y_{0.5}$	81
Figure IV.9 : Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement normalisée θH en fonction du nombre de Reynolds pour trois rapports de confinement.....	82
Figure IV.10 : Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement θH en fonction du rapport de confinement	83
Figure IV.11 : Profils transversaux de $u(y)U_0$ pour $XH = 4.5, LH = 6$ et $Re = 1948$ à trois instants différent.	83
Figure IV.12 : Vérification du débit de la quantité de mouvement MM_0 en fonction du nombre de Reynolds.	84
Figure IV.13 : Vérification du débit de la quantité de mouvement MM_0 pour différents Reynolds et confinements.	84
Figure IV.14 : Évolution du débit massique QQ_0 en fonction du nombre de Reynolds.....	85
Figure IV.15 : Évolution du débit massique QQ_0 en fonction du rapport de confinement : LH	86
Figure IV.16 : Notations utilisées	86
Figure IV.17 : Évolutions des profils transversaux des vitesses moyennes normalisées uU_0 et vU_0 pour $LH = 2$	87
Figure IV.18 : Évolution des vitesses moyennes normalisées uU_0 et vU_0 pour $LH = 4$	89
Figure IV.19 : Évolution de vU_0 aux bords de la fente et à $Xp^* = 1$ pour $Re=1948$ et $LH = 4$	90
Figure IV.20 : Images successives de l'écoulement. $LH = 4$ et $Re = 1948$	91
Figure IV.21 : Champ de vitesses pour $Re=1948$ à l'instant t_2 de la Figure IV.20.	91
Figure IV.22 : Évolution des vitesses moyennes normalisées uU_0 et vU_0 à différents éloignements de la plaque pour $LH = 6$	93
Figure IV.23 : Évolution temporelle de vU_0 aux bords de la fente Pour $Re=1948$ et $LH = 6$	94
Figure IV.24 : Images successives de l'écoulement pour $LH = 6$ et $Re = 1948$	95
Figure IV.25 : Profils transversaux de v à $Xp^* = 0.5$ à différents instants pour $LH = 6$ et $Re = 1948$	96
Figure IV.26 : Champ de vitesse pour $Re=1948$ à l'instant t_5 de la Figure IV.24 où le jet heurte le bord de la fente à $YH = -0.5$	97
Figure IV.27 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées uU_0 et vU_0 en fonction du confinement à $Xp^* = 0.1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	99
Figure IV.28 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées uU_0 et vU_0 en fonction du confinement à $Xp^* = 1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	100

Figure IV.29 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées u/U_0 et v/U_0 en fonction du confinement à $Xp^* = 2$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	101
Figure IV.30 : Champs des vitesses moyennes normalisées $u^2 + v^2/U_0$	103
Figure IV.31 : Évolution des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ pour le rapport de confinement $LH = 2$	104
Figure IV.32 : Évolution des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ pour le rapport de confinement $LH = 4$	106
Figure IV.33 : Évolution des profils transversaux des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ pour le rapport de confinement $LH = 6$	108
Figure IV.34 : Évolutions des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ en fonction du confinement à $Xp^* = 0.1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	110
Figure IV.35 : Évolutions des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ en fonction du confinement à $Xp^* = 1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	111
Figure IV.36 : Évolutions des taux de turbulence $urms/U_0$ et $vrms/U_0$ en fonction du confinement à $Xp^* = 2$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$	112
Figure IV.37 : Champs des taux de turbulence $urms^2 + vrms^2/U_0$	114
Figure IV.38 : Champ de vortacité ω et de λ_2 . Rapport de confinement $LH = 6$ et $Re = 3610$	115
Figure IV.39 : Structures tourbillonnaires pour trois nombres de Reynolds et confinements. Critère de détection : λ_2	117
Figure IV.40 : Trajectoire des tourbillons à l'aide du critère λ_2 . $LH = 2$	118
Figure IV.41 : Trajectoires des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2 . $LH = 4$ et 6	119
Figure V.1 : Niveaux de pression acoustique obtenus en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de confinement (Glessner (2006)).	125
Figure V.2 : Évolution des fréquences obtenues avec le modèle de Rossiter ($\alpha = 0, n = 1$) et des fréquences des sons auto-entretenus en fonction du nombre de Reynolds pour $LH = 4$	127
Figure V.3 : Spectres des signaux acoustiques pour $Re=5435$ et $LH = 4$	128
Figure V.4 : Fréquences des sons auto-entretenus (f_0) en fonction du nombre de Reynolds pour $LH = 3, 4$ et 6	129
Figure V.5 : Fréquences des sons auto-entretenus f_0 en fonction du nombre de Reynolds pour $LH = 3$ et 4	130
Figure V.6 : Champs de vortacité ω_{xy} pour $Re = 3207$ (gauche) et $Re = 3610$ (droite). $LH = 4$..	131
Figure V.7 : Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds. $LH = 4$	132
Figure V.8 : Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y>0$) pour deux nombres de Reynolds $Re=3207$ et $Re=3610$	133

Figure V.9 : Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y>0$) pour deux nombres de Reynolds, $Re=4415$ et $Re=5435$	134
Figure V.10 : C1 : Centre du tourbillon repéré grâce au calcul de λ_2 . C2 : Centre du tourbillon repéré grâce au champ de vecteurs. (a) : champ original. (b) : champ après soustraction de la vitesse moyenne d'entraînement. $Re=2824$	135
Figure V.11 : Suivi des centres des tourbillons pour un Reynolds bruyant, $Re=5435$ et un Reynolds moins bruyant, $Re=4415$. T1 : Trajectoire des tourbillons qui s'écartent de l'axe du jet, T2 : Trajectoire des tourbillons qui s'échappent par la fente de la plaque fendue.	136
Figure V.12 : Détermination du diamètre du tourbillon en utilisant la composante transversale de la vitesse relative V	137
Figure V.13 : détermination du rayon des tourbillons en utilisant l'intensité de circulation.	138
Figure V.14 : diamètres des tourbillons selon les deux trajectoires T1 (Tourbillons déviés) et T2 (tourbillons s'échappent par la fente de la plaque).	139
Figure V.15 : diamètres des tourbillons pour différents nombre de Reynolds. T1 (Tourbillons déviés) et T2 (tourbillon qui s'échappe par la fente de la plaque fendue)	140
Figure V.16 : le signal acoustique et la vitesse transversale v . Tous les signaux sont acquis simultanément et sont normés par rapport à leur amplitude maximale.	141
Figure V.17 : Champs des vitesses et du critère λ_2 pour : (a) : $t_1 = 2.86$ ms, (b): $t_2 = 3.53$ ms et (c): $t_3 = 5.8$ ms. $Re=4415$	142
Figure V.18 : Signal acoustique. $Re=5435$ et $LH = 4$	143
Figure V.19 : Tourbillons identifiés grâce au critère λ_2 . $Re=5435$ et $LH = 4$	145
Figure V.20 : Moyennes de phase du signal acoustique et de la vitesse transversale v pour $LH = 4$ et $Re=4415$	147
Figure V.21 : Moyennes de phase du signal acoustique et de la vitesse transversale v pour $LH = 4$ et $Re=5435$	148
Figure V.22 : Amplitudes normalisées par leurs valeurs maximales du signal acoustique et de l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle par unité de surface pour $LH = 4$ et $Re= 5435$...	150
Figure V.23 : Évolution du niveau acoustique et de l'Énergie Cinétique Turbulente (ECT) bidimensionnelle adimensionnée par cycle acoustique. $LH = 4$	151
Figure V.24 : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2 pour $Re = 4045$ et $LH = 4$	152
Figure V.25 : (a) : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de $YH = 0.6$, (b) : Signal acoustique et la vitesse transversale v à $YH = 0.6$ et $XH = 3.9$. Pour $Re = 4045$ et $LH = 4$	153

<i>Figure V.26 : (a) : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2. (b) : corrélations entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de l'axe $Y = 6\text{mm}$. Pour $Re=4415$ et $LH = 4$.</i>	154
<i>Figure V.27 : (a) : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2. (b) : corrélations entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de l'axe $Y = 6\text{mm}$ pour $Re=5435$ et $LH = 4$.</i>	156
<i>Figure V.28 : Corrélations croisées entre le signaux acoustiques et les vitesse transversales (v) à $YH = 1.2$ pour $Re = 4415, Re = 5435$ et $LH = 4$.</i>	157
<i>Figure V.29 : Corrélations croisées entre le signaux acoustiques et les vitesse transversales (v) à $YH = 2$ pour $Re = 4415, Re = 5435$ et $LH = 4$.</i>	158
<i>Figure V.30 : Champ de vorticité ω_{xy} et de vecteurs vitesses pour $Re = 5435$ et $LH = 4$.</i>	159
<i>Figure V.31 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) pour $YH = 0.6$ et 2 et $Re=4415$ après pré-blanchiment.</i>	161
<i>Figure V.32 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) pour $YH = 0.6$ et 2 et $Re=5435$ après pré-blanchiment.</i>	162
<i>Figure V.33 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) à $YH = 2$ et $Re=4045$ après pré-blanchiment.</i>	163

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les jets confinés qui heurtent des surfaces fendues sont utilisés dans l'industrie, le transport, l'habitat et bien d'autres domaines. Dans les applications relatives au bâtiment ces jets peuvent être utilisés dans les systèmes de ventilation pour améliorer le mélange et la diffusion des flux d'air ; ceci permet d'assurer le renouvellement d'air nécessaire au confort dans les enceintes habitables tout en évitant les zones de stagnation et en minimisant la consommation d'énergie.

Ces jets peuvent dans certains cas devenir des sources de nuisances sonores par l'apparition de sons auto-entretenus qu'ils peuvent générer. Ces derniers sont présents dans diverses configurations industrielles ou de loisir, depuis l'écoulement qui traverse le toit ouvrant d'une automobile jusqu'aux baies des trains d'atterrissage des avions, en passant par les instruments de musique comme la flûte ou l'orgue. Ces sons auto-entretenus se produisent quand l'écoulement interagit avec un obstacle muni de trous ou de fentes placé sur sa trajectoire ; ils sont recherchés dans le cas des instruments de musique, mais sont considérés comme source de gêne auditive dans la plupart des applications techniques.

Les sons auto-entretenus se produisent quand une boucle de rétroaction s'installe entre la zone de contact d'un jet avec une surface fendue et la bouche de soufflage. Le mécanisme de production de ces sons résulte de l'interaction d'une couche de cisaillement de l'écoulement avec les singularités que présente l'obstacle. Ainsi, une onde acoustique est générée dans la zone où les structures tourbillonnaires du jet heurtent la plaque fendue, se propage vers l'amont et produit une modulation de la couche de cisaillement près de la sortie du jet et une amplification des instabilités. La fréquence d'excitation des instabilités dépend des dimensions du jet, du nombre de Reynolds et de la distance entre la sortie du jet et la plaque. Cette boucle de rétroaction maximise le transfert d'énergie du champ aérodynamique vers le champ acoustique et crée une source de bruit aéroacoustique qui peut atteindre des niveaux sonores élevés que les industriels cherchent à réduire ou à supprimer. Malgré son apparente simplicité, ce phénomène reste encore mal compris et donc difficile à contrôler. L'un des objectifs de cette étude vise à une meilleure compréhension du phénomène de couplage aéro-acoustique en vue d'élaborer des stratégies de contrôle efficaces.

Pour mettre en place de telles procédures de contrôle, il faut comprendre les mécanismes aérodynamiques et acoustiques mis en jeu ainsi que les corrélations qui peuvent exister entre la

dynamique du jet et le champ acoustique rayonné. Ainsi, les champs de vitesse moyens et fluctuants sont obtenus par des mesures de vélocimétrie par image de particules (PIV). Des mesures simultanées de PIV résolue dans le temps et du champ acoustique ont permis de suivre l'évolution spatio-temporelle des structures tourbillonnaires le long du jet et d'analyser leurs corrélations avec le signal acoustique dans un jet plan heurtant une plaque fendue.

Ainsi, on a entrepris une étude expérimentale afin d'étudier les configurations bruyantes et pour différentes valeurs du confinement et du nombre de Reynolds. Sur la *Figure 1*, extraite de Billon (2003), est présenté le niveau acoustique généré par l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds (axe horizontal) et du rapport de confinement $\frac{L}{H}$ (axe vertical), où L est la distance entre la sortie de la bouche de soufflage et la plaque fendue heurtée par le jet et H est la hauteur de la fente. Sur cette cartographie, on voit bien que les niveaux acoustiques les plus élevés se produisent pour des rapports de confinement entre 2 et 6. Dans le présent travail, plusieurs rapports de confinement dans cette gamme seront considérés afin d'analyser l'évolution des modes aérodynamiques du jet dans des configurations très bruyantes et dans d'autres configurations qui le sont moins.

On s'est également particulièrement attaché à mettre en évidence les corrélations qui existent entre les structures cohérentes des écoulements étudiés et les bruits auto-entretenus générés par ces mêmes écoulements.

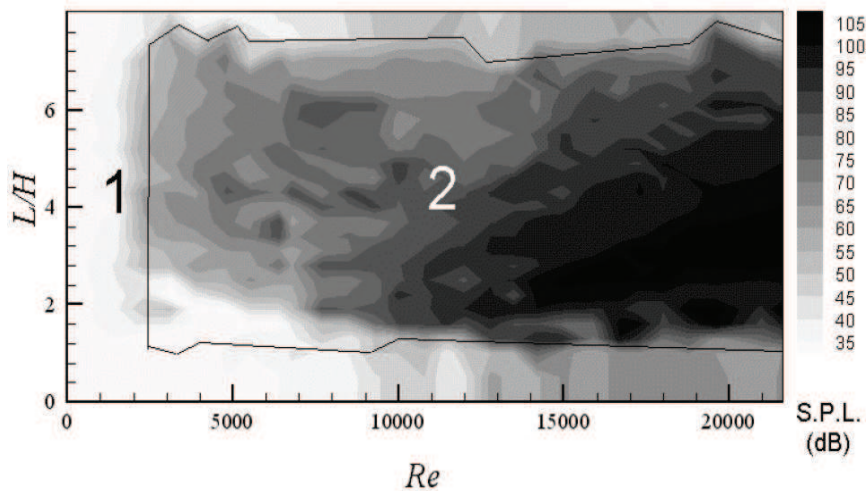


Figure 1: Jet plan : Niveau de pression acoustique (dB) en fonction du rapport de confinement $\frac{L}{H}$ et le nombre de Reynolds (Billon (2003)).

Le premier chapitre de ce manuscrit consiste en une synthèse bibliographique. Elle couvrira les domaines liés à cette étude, en particulier les jets plans libres, ou heurtant une paroi rigide ainsi que leur dynamique tourbillonnaire. Elle abordera également les instabilités des jets plans, la production de sons d'origine aérodynamique, les sons auto-entretenus et leur couplage avec des résonateurs. Au besoin, un complément bibliographique approprié est indiqué dans certains chapitres.

Le second chapitre est consacré à la présentation du dispositif expérimental utilisé pour générer, régler et simuler les écoulements auxquels on s'intéresse, ainsi qu'aux équipements métrologiques utilisés pour réaliser les mesures.

Dans le troisième chapitre, les paramètres qui influent sur les écoulements considérés seront définis et ces derniers seront caractérisés en référence aux jets libres et heurtant une surface rigide. Les conditions initiales du jet (profils de vitesses et de fluctuations,...) à la sortie de la bouche de soufflage obtenues avec le dispositif expérimental utilisé sont également abordées dans ce chapitre.

Dans le quatrième chapitre, les paramètres relatifs à la dynamique de l'écoulement (vitesses, épaisseur de la couche de mélange, débits...) seront présentés et analysés en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de confinement. La dynamique tourbillonnaire sera également étudiée dans ce chapitre (évolution des tourbillons en fonction du nombre de Reynolds et du confinement).

Le dernier chapitre sera consacré à l'étude des interactions entre la dynamique de l'écoulement et la production du champ sonore générée. Des corrélations entre les mesures de champ dynamique et le champ acoustique seront présentées, elles nous renseigneront sur les mécanismes mis en jeu.

En conclusion, un bilan général est dressé et des perspectives à cette étude sont proposées.

Chapitre I.

Synthèse bibliographique

I.1	Introduction	6
I.2	Les jets plans confinés	9
I.2.1	Structure des jets plans confinés transversalement	9
I.2.1.1	<i>Zones caractéristiques du jet plan confiné</i>	11
I.3	Les jets heurtant une surface rigide	14
I.3.1	Régions et zones du jet heurtant une surface rigide	15
I.3.1.1	<i>Région du jet Libre ou pseudo-libre</i>	16
I.3.1.2	<i>Région d'interaction ou de déflexion</i>	17
I.3.1.3	<i>Zone de paroi</i>	18
I.3.1.4	<i>Les jets confinés heurtant une surface rigide</i>	19
a-	Contacts au niveau du cœur potentiel ou du jet transitionnel	19
b-	Contacts au niveau du jet développé	20
I.3.1.5	<i>Dynamique tourbillonnaire des jets heurtant une surface rigide</i>	20
I.4	Bruits d'écoulements	23
I.4.1	Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus	24
I.4.2	Sons auto-entretenus en présence de résonateurs	29
I.4.3	Le bruit de fente	30
I.4.4	La puissance acoustique	32
I.4.5	Modélisation des sons auto-entretenus	33
I.5	Détection, caractérisation et suivi des structures tourbillonnaires	33
I.5.1	Critères eulériens	34
I.5.2	Méthodes Lagrangiennes	36

I.1 Introduction

Les jets font partie des écoulements les plus étudiés du fait de leurs nombreuses applications industrielles. Parmi les paramètres qui les distinguent, on peut citer leurs formes (jets bidimensionnels, axisymétriques, elliptiques, lobés, etc...), leurs régimes (laminaire, transitoire, turbulent), leurs confinements (latéral, transversal, etc...), la forme du dispositif de soufflage (buse, orifice, tube, convergent, etc...), la température et la nature du fluide (densité, compressibilité)...

Dans cette synthèse bibliographique, les études qui seront abordées sont celles qui ont plus d'attrait à notre étude, c'est-à-dire les jets plans, isothermes, confinés, de même nature que le fluide environnant, qui débouchent dans une ambiance au repos et viennent heurter une plaque fendue.

C'est pourquoi est présenté dans un premier temps le jet plan confiné dans le plan qui contient la bouche de soufflage ainsi que ses zones dynamiques. Dans un deuxième temps sont détaillées la description d'un jet plan confiné qui frappe une surface rigide et la configuration spatiale de sa dynamique entre la bouche de soufflage et l'obstacle. Dans une troisième partie, les sons auto-entretenus générés dans les jets plans en présence d'un obstacle ainsi que leur domaine d'existence sont abordés. Enfin on explicite plusieurs critères eulériens et lagrangiens destinés à identifier et suivre les tourbillons directement impliqués dans la génération sonore par interaction de l'écoulement avec une plaque fendue.

Les premières expériences sur les jets turbulents plans ont été menées par Förthmann (1936). Pour les jets circulaires, les premières mesures des caractéristiques de la turbulence sont ceux de Corrsin (1943). Plus tard, les études des jets libres ont été poursuivies par d'autres chercheurs comme Rajaratnam (1976), Wygnanski et Fiedler (1969).

Contrairement aux jets libres qui se développent sans être gênés ou influencés par des parois ou des obstacles, le développement des jets confinés est limité ou influencé par la présence de parois, qu'il s'agisse de la paroi transversale contenant la bouche de soufflage (limitation de l'entraînement et des zones de recirculation) ou des parois longitudinales ou latérales parallèles à l'axe du jet (limitation du développement du jet). En effet, le confinement va limiter l'entraînement, réduire la circulation et bloquer l'expansion du jet.

Les jets heurtant sont des jets dont le développement longitudinal est limité par la surface de

l'obstacle qu'ils viennent frapper. Cette dernière va freiner le développement longitudinal du jet puis le dévier transversalement. Sur la *Figure I.1* deux configurations d'un jet heurtant une surface rigide avec et sans confinement sont présentées. Dans certaines applications industrielles on peut rencontrer une matrice de jets multiples qui est utilisée.

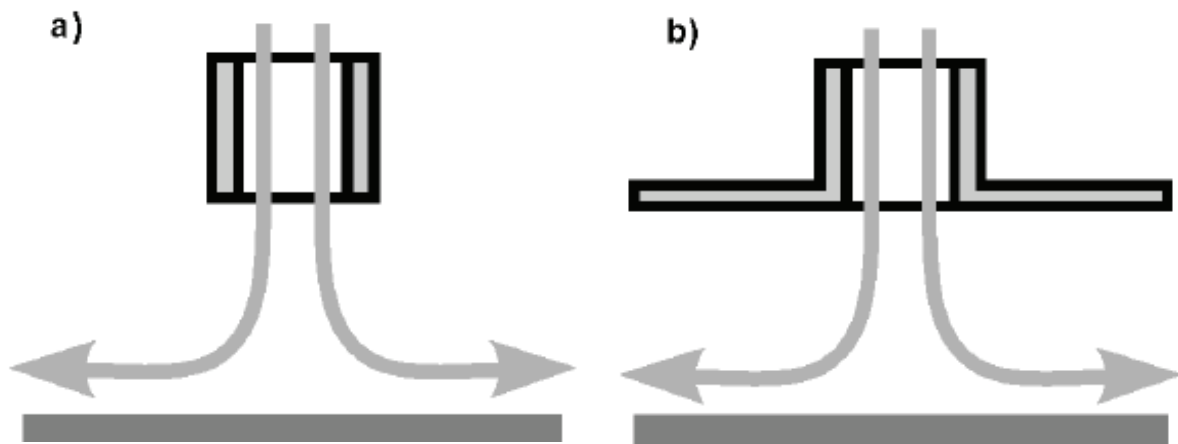


Figure I.1 : (a) : Jet heurtant une surface rigide non confiné. (b) : Jet heurtant une surface rigide confiné.

(Vejrazka (2002)).

Les jets se distinguent par le dispositif de soufflage qui peut varier d'une application à une autre. Deux géométries sont souvent utilisées pour les jets : le jet axisymétrique issu d'un conduit à axe de révolution et le jet plan (bidimensionnel) issu d'une fente rectangulaire allongée. Un jet est supposé plan quand le rapport d'aspect, c'est à dire le rapport entre sa largeur L_z et sa hauteur H (*Figure I.2*) est supérieur à 20 (Rajaratnam (1976)).

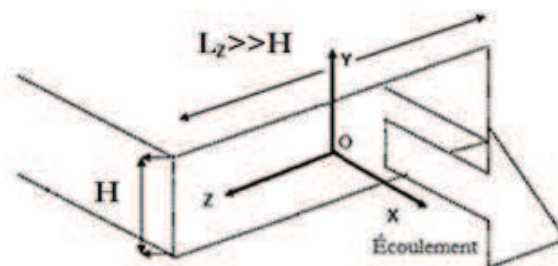


Figure I.2 : Système d'axes utilisé pour le jet plan

La dynamique dans les deux cas n'est pas similaire : les jets ronds présentent des anneaux tourbillonnaires axisymétriques, qui sont étirés durant leur convection jusqu'à la surface de

l'impact. Dans les jets plans, les tourbillons sont formés de filaments parallèles à la largeur de la sortie du jet. Ils sont créés sur les deux côtés du jet, soit en mode symétrique, soit en mode antisymétrique (*Figure I.5*).

D'autres géométries sont également utilisées. En effet, la forme de la bouche de soufflage a un effet très déterminant sur la turbulence et les conditions initiales du jet (le profil de la vitesse en sortie par exemple). Plusieurs catégories de bouches de sorties de jets peuvent être rencontrées dans les applications des jets : les géométries à fentes (Ichimiya et Hosaka (1992)), les bouches à convergent (Huber et Viskanta (1994)), les formes elliptiques (Arjocu et Liburdy (1999)) et bien d'autres types.

Quelques exemples du profil de la vitesse moyenne de sortie sont montrés sur la *Figure I.3* pour différents types de bouches de soufflage à différents nombres de Reynolds. Les jets sortent d'un orifice formé par perforation dans une plaque mince. Le diamètre effectif du flux d'air qui sort de cette buse est plus petit que le diamètre de l'orifice à cause de l'effet de « vena contracta ». L'écoulement sortant des orifices est également très sensible aux singularités (arêtes vives, biseaux,...). Les deux autres types de buses sont moins fréquents dans les applications industrielles, mais sont utilisés dans les travaux de recherche parce qu'ils offrent des profils de vitesse bien maîtrisés et des taux de turbulence minimisés du fait de la présence du convergent.

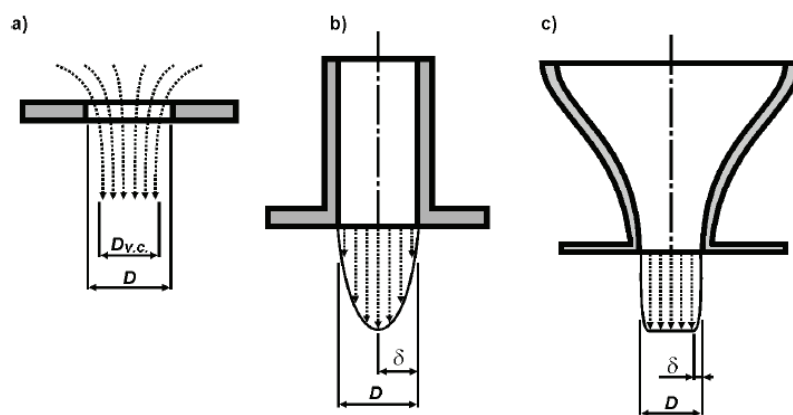


Figure I.3 : Différents types de bouches de soufflage pour un jet confiné. (a) : orifice confinée à arêtes vives, (b) : tube confiné (régime laminaire), (c) : convergent confiné (régime turbulent)

Les sorties tubulaires possèdent un profil de vitesse développé qui, en fonction du nombre de Reynolds (laminaire ou turbulent), est parabolique ou droit. L'épaisseur de la couche de cisaillement à la sortie du tube varie ainsi en fonction du nombre de Reynolds. Les convergents

produisent un profil de vitesse qui dépend du nombre de Reynolds avec une couche limite mince près de la sortie du jet. L'écoulement dans le cœur du jet est généralement laminaire même à des nombres de Reynolds élevés. L'épaisseur de la couche de cisaillement est beaucoup plus petite que la dimension du jet à sa sortie.

I.2 Les jets plans confinés

On obtient un jet plan confiné quand un fluide est éjecté dans un volume contenant un autre fluide via un dispositif de soufflage à fente rectangulaire avec un rapport de forme élevé ($\frac{L_z}{H} \geq 20$). L'écoulement cisailé ainsi obtenu est à l'origine de structures tourbillonnaires et le processus de mélange avec le fluide environnant crée de la turbulence, ce qui augmente la largeur du jet jusqu'à ce qu'il se dissipe complètement.

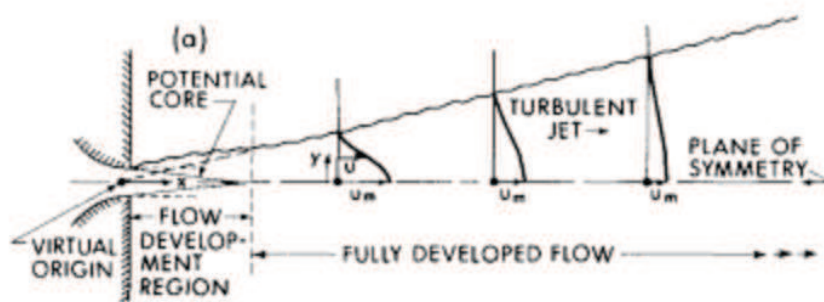


Figure I.4: Jet libre plan confiné (Rajaratnam (1976))

I.2.1 Structure des jets plans confinés transversalement

La morphologie d'un jet plan créé par un convergent rectangulaire se caractérise à sa sortie par deux zones :

- Le cœur potentiel (Figure I.4) où l'écoulement est laminaire et irrotationnel avec un profil de vitesse qui présente un plateau constant et égal à la vitesse U_0 , définie comme la vitesse moyenne du jet à la sortie de la bouche de soufflage.
- Les couches de cisaillement qui se situent de part et d'autre du cône potentiel.

En fonction du nombre de Reynolds, le jet peut osciller d'une manière antisymétrique pour les faibles Reynolds ou de manière symétrique pour les Reynolds les plus élevés (Figure I.5). On constate que lorsque le nombre de Reynolds augmente, le mode symétrique devient dominant

(Hussain (1983)). Le mode établi dans l'écoulement est très sensible aux perturbations extérieures surtout dans la cas du mode antisymétrique, beaucoup plus instable que le mode symétrique (Sato et Sakao (1964)).

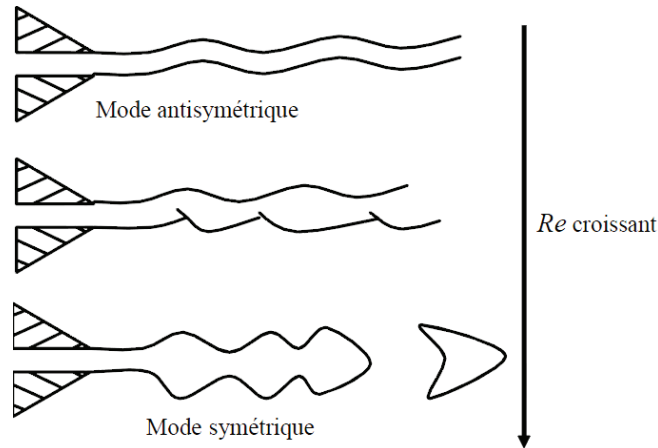


Figure I.5 : Passage continu du mode antisymétrique au mode symétrique (Maurel (1994)).

En s'éloignant de la sortie du jet, la vitesse axiale décroît, le jet s'épaissit et les tourbillons primaires commencent à se développer. En effet, la couche de mélange, soumise à de forts gradients de vitesse, se caractérise par son accroissement transversal (largeur du jet) du fait de la diffusion visqueuse et du phénomène d'entraînement. Les structures cohérentes, notion introduite par Liepmann (1952), favorisent l'entraînement du fluide ambiant à l'intérieur de la couche cisailée (Brown et Roshko (1974)).

Ces structures tourbillonnaires cohérentes sont appelées aussi les structures de Kelvin-Helmholtz : elles résultent de petites instabilités qui prennent naissance près de la sortie du jet pour conduire à une ondulation puis un enroulement sur la frontière entre les deux fluides (au repos et en déplacement), jusqu'à la formation de tourbillons et d'une couche de mélange comme illustré sur la Figure I.6.

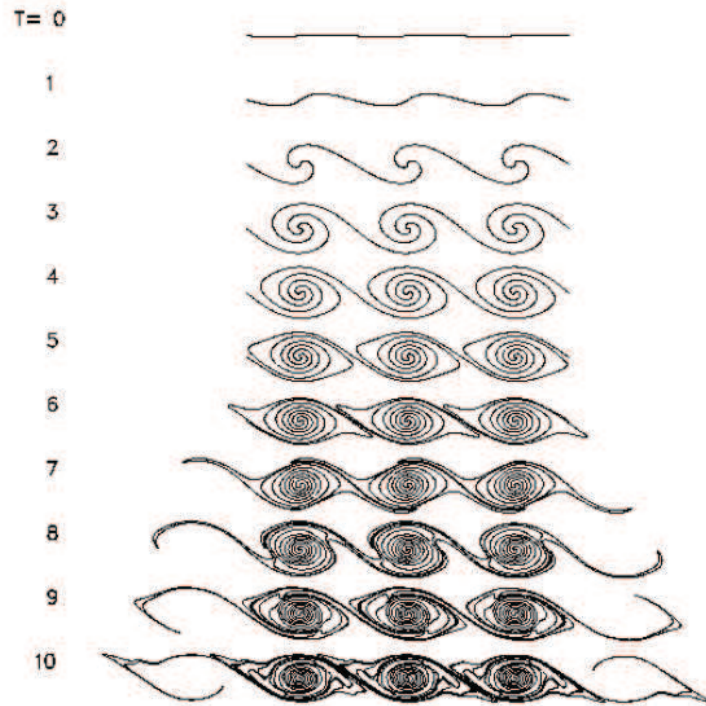


Figure I.6: *Instabilités de Kelvin-Helmholtz en fonction du temps (Rivière (2008)).*

Dans la zone où la vitesse est complètement développée (ou de l'écoulement établi), le jet perd la mémoire du type d'injection pour adopter un comportement auto-similaire où les profils transversaux de vitesse suivent une distribution gaussienne. La décroissance de la vitesse axiale suit une loi inversement proportionnelle à la distance suivant la direction longitudinale (Rajaratnam (1976)).

I.2.1.1 Zones caractéristiques du jet plan confiné

En général, le champ d'écoulement d'un jet plan confiné peut être décomposé en trois zones :

- une zone du cône ou du noyau potentiel
- une zone de développement ou de transition
- une zone d'écoulement établi ou auto-similaire

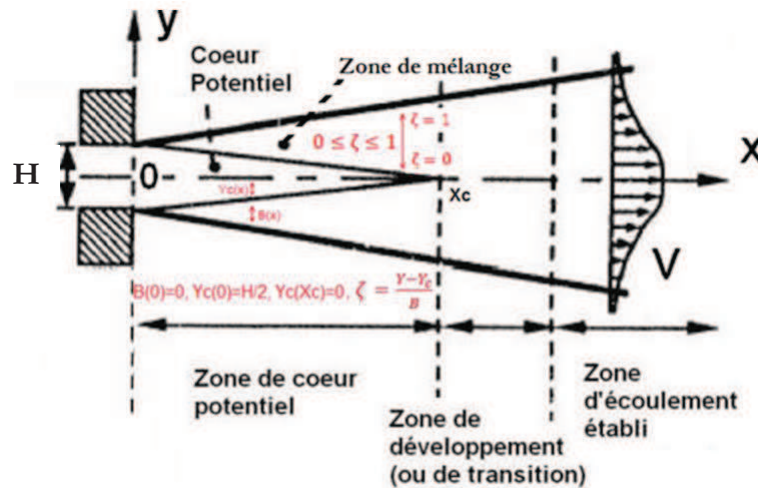


Figure I.7 : Structure du jet plan confiné (Rivière (2008))

La zone du noyau potentiel des jets subsoniques (définie par $0 \leq X \leq X_c$) se partage latéralement en deux parties :

- Le noyau potentiel, qui est défini théoriquement par une vitesse constante et supérieure à 99% de la vitesse d'éjection (U_0), a une largeur notée Y_c . Ainsi dans le cône potentiel $-Y_c \leq Y \leq Y_c$. La largeur du cône potentiel Y_c diminue lorsque X augmente ($Y_c(0) = \frac{H}{2}, Y_c(X_c) = 0$) où H est la hauteur du convergent.

Ce noyau est caractérisé par l'absence de cisaillement : il en résulte qu'aucun mélange ne se produit dans cette partie du jet. Il est entouré par une région de mélange entre le fluide éjecté et le fluide environnant. Cette zone prend fin quand les couches de mélange se rejoignent sur l'axe du jet ($X = X_c$). Comme la longueur du noyau potentiel (X_c) dépend fortement des conditions initiales (profil initial de vitesse, turbulence en entrée, type d'injection), on trouve des valeurs très diverses dans la littérature. En fonction des conditions d'injection, cette zone peut s'étendre de $3 \cdot H$ à $7 \cdot H$ (Chassaing (2000) et Rajaratnam (1976)).

- La zone de mélange qui entoure le noyau potentiel est définie par : $0 \leq \zeta \leq 1$ avec $\zeta = \frac{Y-Y_c}{B}$ où B représente sa largeur et augmente linéairement avec X (théoriquement, en absence de couche limite, $B(0)=0$) ; on a ainsi $\zeta = 0$ sur le bord du cône potentiel et $\zeta = 1$ sur la limite avec le milieu au repos.

Dans cette zone de mélange : $Y_c \leq Y \leq Y_c + B$ on a $\frac{U_0}{100} \leq U(Y) \leq 0.99 * U_0$
où théoriquement :

$$\frac{U(Y)}{U_0} = \begin{cases} 1 & \text{si } \zeta < 0 \\ (1 - \zeta^n)^2 & \text{si } 0 \leq \zeta \leq 1, \text{ 'n' à déterminer expérimentalement (souvent } \approx \frac{3}{2} \text{)} \\ 0 & \text{si } \zeta > 1 \end{cases}$$

Dans la zone de développement, appelée également zone de transition, on observe la décroissance de la vitesse axiale et le jet commence à s'épaissir. Les grandes tensions de cisaillement à la frontière du jet génèrent également de la turbulence et permettent l'entraînement du fluide ambiant et par conséquent le mélange. C'est dans cette zone que les tourbillons primaires de Kelvin-Helmholtz évoluent, et que les effets tridimensionnels de l'écoulement commencent à apparaître.

Dans la zone d'écoulement établi, le profil de vitesse est totalement développé et l'écoulement contient un spectre continu d'échelles tourbillonnaires où les grands tourbillons côtoient les petites structures. Des caractéristiques comme le taux d'expansion ou la forme de la décroissance de la vitesse sur l'axe du jet se révèlent pratiquement indépendantes du nombre de Reynolds. Certaines études ont montré la tendance de l'écoulement à perdre la mémoire des conditions d'émission (vitesse et type d'injection). À une distance suffisante de l'orifice, sur des profils normés par des échelles locales, le type d'injection n'a plus d'influence ; l'écoulement atteint un comportement auto-similaire. Les profils transversaux de vitesse suivent alors une distribution gaussienne. La décroissance de vitesse axiale suit une loi inversement proportionnelle à la position X (Rajaratnam (1976)).

Le comportement en zone auto-similaire peut être défini au moyen de deux paramètres : la décroissance longitudinale et l'évolution transversale du jet. Dans la zone auto-similaire, la décroissance de la vitesse sur l'axe central (U_c) du jet libre est inversement proportionnelle à la distance X de la sortie du jet (Hussein et al. (1994)) :

$$U_c = U_0 \cdot B_u \frac{H}{X - X_{01}}$$

où B_u est le coefficient de décroissance de la vitesse (axiale), X est la distance depuis la sortie du jet, et X_{01} une origine virtuelle ou « pôle » de l'écoulement qui ne coïncide pas nécessairement avec l'origine des coordonnées géométriques. Les travaux de Chassaing (2000) ont permis de

mesurer le coefficient de décroissance de la vitesse (B_u) qui est de l'ordre de 5.9 pour des mesures dans l'air .

Le profil transversal de la composante axiale de la vitesse est de type gaussien en zone auto-similaire. Il est présenté sur la *Figure I.8* pour un jet axisymétrique. Le profil moyen présente un extremum dont le lieu géométrique définit l'axe du jet.

$$U = U_c \cdot \exp\left(-\frac{\ln(2) \cdot Y^2}{Y_{u1/2}^2}\right) \text{ donné par Hussein, et al. (1994).}$$

où $Y_{u1/2}$ est la position transversale pour laquelle la vitesse longitudinale vaut la moitié de sa valeur sur l'axe du jet.

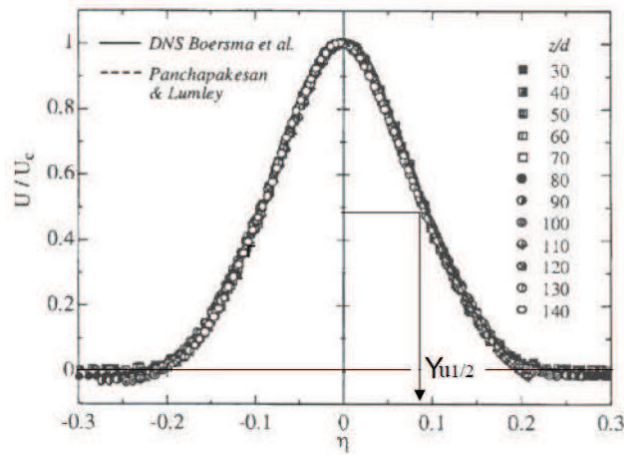


Figure I.8 : Profils adimensionnels transversaux de la vitesse longitudinale en fonction de la position longitudinale z/d (Fukushima et al. (2000))

On obtient dans le cas des jets plans des profils qui ont des évolutions similaires mais avec des coefficients différents.

I.3 Les jets heurtant une surface rigide

Un jet heurtant une surface rigide est caractérisé par un écoulement issue d'un trou ou d'une fente qui vient heurter une surface (souvent rigide et plane) dotée ou non d'un trou ou d'une fente.

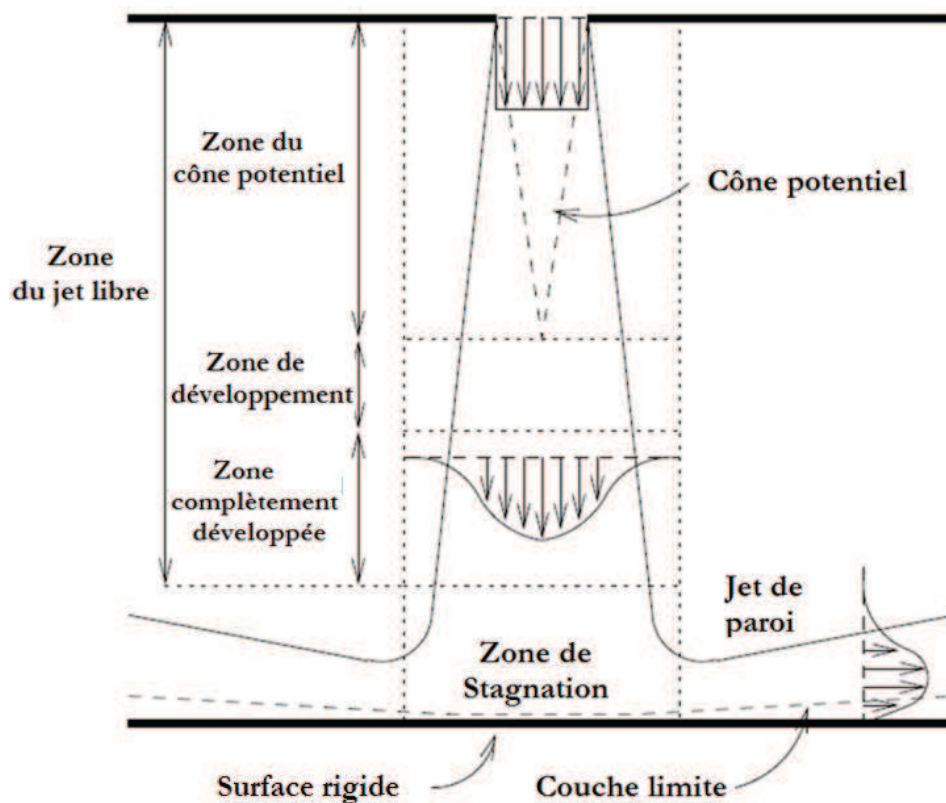


Figure I.9 : Différentes zones du jet en présence d'une surface rigide.

Beaucoup de travaux qui sont consacrés aux jets en présence d'obstacle ont été publiés au cours des cinquante dernières années. Ces études ont été dédiées pour la plupart aux transferts énergétiques que permet l'utilisation de ces jets heurtant. Parmi les études les plus importantes, celle de Martin (1977) qui fournit une discussion générale des propriétés d'un jet rond. Une autre étude exhaustive sur l'interaction d'un écoulement et d'un obstacle est celle de Webb et Ma (1995). Dans ce travail, ils présentent des résultats sur le transfert énergétiques et le champ de vitesse. Ils considèrent les jets circulaires et bidimensionnels à la fois. La rugosité du mur qui fait obstacle à l'écoulement et l'effet de l'inclinaison du jet sont également examinés.

I.3.1 Régions et zones du jet heurtant une surface rigide

Ces jets heurtant une surface rigide sont souvent divisés en trois zones selon la structure de l'écoulement (Figure I.9) : la zone du jet libre, la zone de stagnation et la zone de paroi. Pour de grandes distances entre la bouche de soufflage et la plaque heurtée par le jet, la région libre du jet peut être divisée en trois zones : la zone du cône potentiel, la zone de développement du jet et la zone du jet entièrement développée (Viskanta (1993)). Ces trois zones sont montrées sur la Figure I.9.

I.3.1.1 Région du jet Libre ou pseudo-libre

La région du jet libre se compose de différentes zones : un noyau potentiel, une zone de développement, et une zone d'écoulement établi dite « complètement développée ». Ces zones trouvent place quand la distance entre la sortie de la bouche de soufflage et la paroi d'impact 'L' est suffisamment grande pour permettre le développement du jet.

On définit comme la zone de noyau potentiel en sortie de la bouche de soufflage la région où le jet garde une vitesse constante et égale à 99% de la vitesse moyenne initiale sur l'axe. Autour du noyau potentiel se forme une couche de mélange entre le fluide environnant et le fluide amené par le jet. Le volume du noyau potentiel ainsi entouré par une couche de cisaillement se réduit progressivement. La longueur du noyau potentiel dépend fortement des conditions initiales : hauteur ou diamètre du jet, forme de la bouche de soufflage, profil initial de vitesse, taux de turbulence en entrée, type d'injection, parmi beaucoup d'autres paramètres de l'écoulement. C'est pourquoi on trouve de nombreuses valeurs dans la littérature, les plus courantes sont comprises entre 4 et 6 fois la hauteur de la fente ou le diamètre de la buse (Viskanta (1993), Livingood et Hrycak (1973), Kataoka (1990) et Cooper et al. (1993)).

Dans la zone de développement du jet, le noyau potentiel a disparu, la vitesse axiale commence à diminuer et le niveau de turbulence sur l'axe du jet (défini comme le rapport entre la valeur efficace des fluctuations de la vitesse axiale et la vitesse axiale initiale) augmente dans le cas d'un jet plan (Maurel (2001) et Gupta (2005)). Des résultats similaires ont été obtenus pour des jets axisymétriques par Corrsin (1943) et Ashforth-Frost et al. (1997).

Dans la zone d'écoulement établi, le profil de vitesse est totalement développé. Les caractéristiques du jet dans cette zone (taux d'expansion, forme de la décroissance de la vitesse sur l'axe) sont indépendantes du nombre de Reynolds. À partir d'une certaine distance de la sortie, le jet ne conserve pas les caractéristiques du type d'injection utilisé. Reichart (1942) décrit le comportement de l'écoulement à ce stade comme auto-similaire : les profils transversaux de vitesse suivent une distribution gaussienne et s'élargissent linéairement selon une vitesse axiale qui décroît en proportion inverse de la distance de confinement L (Rajaratnam (1976)).

Dans la région libre du jet, l'interaction de cisaillement du jet sortant avec le fluide ambiant provoque un entraînement de masse et d'énergie comme dans le cas d'un jet libre. C'est pourquoi dans ces couches de mélange le profil de la vitesse transversale du jet devient non uniforme. L'instabilité naturelle de la couche de cisaillement initiale génère des anneaux tourbillonnaires

(dans le cas d'un jet axisymétrique) ou des rouleaux tourbillonnaires (dans le cas d'un jet bidimensionnel) appelées structures de Kelvin-Helmholtz qui, en voyageant vers l'aval, fusionnent généralement avec les structures voisines : c'est le phénomène d'appariement. Ces structures tourbillonnaires peuvent être symétriques ou antisymétriques en fonction de la configuration du jet et du nombre de Reynolds. Dans le cas des jets bidimensionnels, des distorsions sinusoïdales dans la direction transversale peuvent apparaître (Sakakibara et al. (2001)). Bernal et Roshko (1986) ont observé lors d'une étude sur les couches de mélange d'un jet libre plan que les structures de Kelvin-Helmholtz dans cette zone induisent des structures secondaires organisées ; des filaments tourbillonnaires entourant les tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont observés dans le plan transversal pour des jets plans (*Figure I.10*).

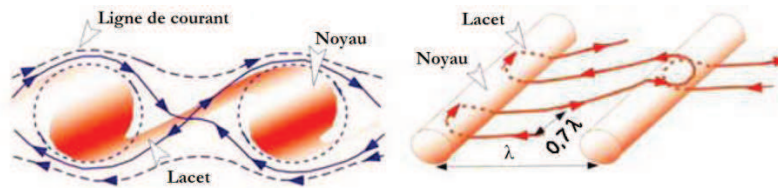


Figure I.10 : Filaments tourbillonnaires entourant les tourbillons de Kelvin-Helmholtz dans les couches de mélanges planes (Bernal et Roshko (1986)).

Selon différents auteurs, ces filaments joueraient un rôle de communication entre les rouleaux de Kelvin-Helmholtz jusqu'à la zone où le jet rencontre l'obstacle.

Dans la zone établie du jet, Beltaos et Rajaratnam (1973) ont établi l'expression de la composante longitudinale décroissante suivant l'axe du jet :

$$\frac{\bar{u}_c(x)}{U_0} \sqrt{\frac{L}{H}} = k_7 * \left(\frac{x}{L}\right)^{-0.5} \quad (I.1)$$

où K_7 est une constante empirique, H la hauteur de la bouche de soufflage et L la longueur entre la buse et la paroi de l'impact (qui correspond au confinement). Cependant, cette expression n'est valide que pour des confinements élevés (Maurel (2001)).

I.3.1.2 Région d'interaction ou de déflexion

La région d'interaction est caractérisée par une zone de stagnation (point d'arrêt sur la paroi dans l'axe du jet) et une forte courbure des lignes de courant causée par l'arrivée du jet sur la paroi. Dans cette région, la vitesse sur l'axe central du jet diminue lorsque l'écoulement s'approche du

point d'arrêt, jusqu'à atteindre une valeur nulle à la paroi où la pression est maximale. Cette région occupe 25% de la distance de confinement L (Gutmark et al. (1978)).

La zone de stagnation se caractérise par des taux de transfert d'énergie très importants du fait de la turbulence et des contraintes qui y sont appliquées. Cette particularité explique l'usage très répandu des jets dans l'industrie pour des applications de transfert de chaleur.

Des études assez exhaustives sur les jets plans en présence d'un obstacle ont été réalisées par plusieurs auteurs. Parmi eux, Yokobori et al. (1983) concluent que la fréquence du détachement des rouleaux tourbillonnaires dans un jet plan dépend des conditions initiales du jet. Gutmark, et al. (1978) ont trouvé que les filaments détectés dans la zone de développement du jet en forme de tourbillons contrarotatifs persistent dans la zone de stagnation et continuent leurs trajectoires dans la direction longitudinale ; ils jouent aussi un rôle crucial pour l'échange paroi-écoulement. Sakakibara, et al. (2001) ont expliqué que les filaments contrarotatifs qui avancent avec le jet de part et d'autre de son plan de symétrie fusionnent au niveau de l'obstacle pour former des rouleaux longitudinaux qui traversent le plan de symétrie du jet. Cette explication est fondée sur les travaux de Crow et Champagne (1971) qui remarquent que deux rouleaux tourbillonnaires parallèles qui entrent en contact fusionnent en une seule structure.

Beltaos et Rajaratnam (1973) montrent que l'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe peut s'écrire sous la forme ($\frac{x}{L} > 0,75$) :

$$\frac{\bar{u}_c(x)}{u_0} \sqrt{\frac{L}{H}} = k_9 * \left(1 - \frac{x}{L}\right)^{-0.5} \quad (I.2)$$

où K_9 est une constante empirique.

I.3.1.3 Zone de paroi

Dans la région de paroi, l'écoulement se développe dans la direction radiale (transversale pour les jets plans). À une distance supérieure à $\frac{Y}{H} = 3$ du point d'arrêt, les fluctuations de pression sont indépendantes de la position, ce qui est caractéristique du jet rampant développé d'après Ding et al. (2003). La viscosité du fluide joue un rôle très important en présence de la paroi rigide. L'épaisseur de la couche limite est inversement proportionnelle au nombre de Reynolds de l'injection de fluide.

Poreh et al. (1967) ont étudié les vitesses, l'intensité de la turbulence et la contrainte de

cisaillement sur l'obstacle dans le cas d'un jet circulaire qui heurte une plaque plane. En raison de la propagation radiale du jet, la vitesse diminue en s'éloignant du point de stagnation. Les mesures d'intensités de turbulence et de cisaillement indiquent que le niveau de turbulence du côté de la paroi est plus élevé du fait du frottement entre la surface de heurtée du jet et les structures tourbillonnaires. L'écoulement accélère au début avant de décélérer par dissipation d'énergie. Ainsi, la composante radiale de la vitesse augmente linéairement et atteint un maximum à une distance Y_g du point de stagnation d'une valeur de H environ lorsque la distance d'impact $\frac{L}{H}$ est comprise entre 0 et 12 (Abramovich et al. (1984)).

La région d'impact du jet peut se décomposer en trois parties distinctes : une zone d'impact non-visqueux, une couche limite d'impact, et un écoulement de paroi (Phares et al. (2000)).

I.3.1.4 Les jets confinés heurtant une surface rigide

Un jet heurtant une surface rigide est dit confiné lorsque la dynamique de l'écoulement en présence de l'obstacle principal est modifiée par la présence d'une autre paroi qui limite l'entraînement et la recirculation (Gupta (2005)).

Selon la distance de confinement qui sépare la paroi de l'obstacle de la sortie de la bouche de soufflage (notée L), les jets peuvent être classés sous trois catégories selon la zone du jet en contact avec l'obstacle :

- contact au niveau du noyau potentiel
- contact au niveau du jet transitionnel
- contact au niveau du jet développé

a- Contacts au niveau du cœur potentiel ou du jet transitionnel

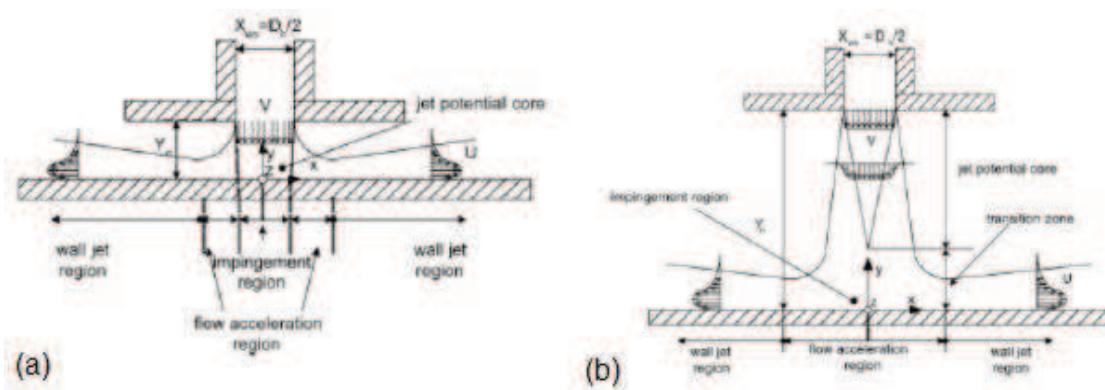


Figure I.11 : (a) contact au niveau du noyau potentiel ; (b) contact au niveau du jet transitionnel. (Rivière (2008))

Ces deux configurations sont souvent utilisées pour des applications industrielles qui demandent des taux d'échanges d'énergie assez élevés car elles tirent parti du taux de turbulence maximal (Kataoka et al. (1987)) qu'on peut obtenir pour des distances $\frac{L}{H}$ comprises entre six et huit.

b- Contacts au niveau du jet développé

Maurel et Sollic (2001) ont comparé expérimentalement les distances à l'obstacle des jets plans (Figure I.12). Ils caractérisent l'épaisseur de la zone d'interaction pour un jet plan à l'aide des évolutions de vitesse et des contraintes de Reynolds sur l'axe, qui changent de signe à l'approche de la paroi. Leurs résultats montrent que l'épaisseur de la région d'interaction dans la direction longitudinale vaut entre 15% et 25% de la distance de confinement L .

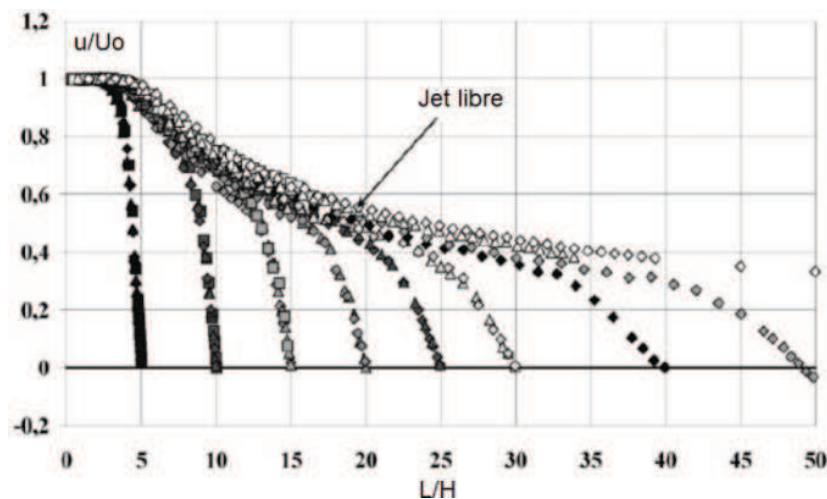


Figure I.12 : Évolution de la vitesse sur l'axe du jet pour différentes distances à l'obstacle (Maurel et Sollic (2001))

I.3.1.5 Dynamique tourbillonnaire des jets heurtant une surface rigide

Les structures tourbillonnaires prennent naissance dans le jet à la sortie de la bouche de soufflage dans la couche de cisaillement. La présence de la surface d'un obstacle, sauf pour les jets compressibles à très hautes vitesses, a peu d'influence sur le jet du côté de sa sortie, et le comportement du jet reste identique à celui d'un jet libre.

Le jet possède deux caractéristiques importantes : d'une part, l'épaisseur initiale de sa couche de cisaillement δ ou son épaisseur dynamique θ , d'autre part la hauteur de la bouche de soufflage H pour les jets plans ou le diamètre D de la sortie du jet dans le cas de jets axisymétriques.

Les paramètres les plus importants pour décrire un jet heurtant une surface rigide sont la distance entre la sortie du jet et la surface d'impact (L), le nombre de Reynolds $Re = \frac{U_0 H}{\nu}$, le taux de turbulence I_0 à la sortie du jet et, comme dans de nombreuses applications pratiques, le nombre de Mach (M_0). Deux types de nombre de Strouhal, caractéristiques du contenu spectral des écoulements, sont utilisés : le nombre de Strouhal $St_H = \frac{fH}{U_0}$, relatif à la hauteur de la buse, et le nombre de Strouhal $St_\theta = \frac{f\theta}{U_0}$, relatif à l'épaisseur dynamique de la couche de cisaillement près de la buse. Le premier nombre de Strouhal est lié à la fréquence des phénomènes dans le jet en champ proche. Le deuxième nombre de Strouhal correspond à la fréquence dans la couche de cisaillement près de la sortie du jet.

À distance suffisante de l'obstacle, la dynamique du jet est similaire à celle d'un jet libre. Ainsi au plus près de la sortie de la buse, la couche de cisaillement est mince par rapport à la dimension du jet et l'épaisseur en est donc négligeable. Les tourbillons développés par croissance des petites ondulations sont convectés vers l'aval où peut se produire éventuellement le phénomène d'appariement, processus selon lequel deux tourbillons voisins fusionnent. Au début de l'appariement, les tourbillons se déplacent à des vitesses voisines. L'advection mutuelle les rapproche jusqu'à ce qu'ils fusionnent. Le plus souvent, cette fusion engage deux tourbillons, mais il peut arriver de voir fusionner trois tourbillons voire davantage ; il peut arriver aussi que la fusion ne se produise pas. Le processus d'appariement est sensible aux perturbations extérieures. Ho et Huang (1982) ont contrôlé l'appariement pour un jet libre en modulant la vitesse de l'écoulement. La modulation supprime complètement l'appariement si sa fréquence est proche de la fréquence naturelle des tourbillons. Une fusion de deux, trois ou quatre tourbillons survient lorsque le flux est excité à la deuxième, troisième ou quatrième sous-harmonique de la fréquence naturelle. Une excitation suffisamment forte à basse fréquence provoque des interactions collectives, processus où de nombreux tourbillons (cinq, dix ou davantage) fusionnent, du fait d'une brutale augmentation de l'épaisseur de la couche de cisaillement et d'une diminution de la fréquence des tourbillons. Le processus d'appariement de deux tourbillons a été plus récemment étudié par Husain et Hussain (1995). Ils ont simultanément excité le jet à deux fréquences : sa fréquence fondamentale f et sa première sous-harmonique $\frac{f}{2}$. Ils ont montré que la stabilité de l'appariement tourbillonnaire peut être affectée par le déphasage entre les deux fréquences appliquées. Pour les mêmes amplitudes, ils ont réussi à supprimer ou à accélérer l'appariement en ajustant la phase entre les deux excitations. L'influence du déphasage sur le phénomène

autour du tourbillon primaire, le tourbillon secondaire perd sa symétrie axiale en faisant de petites ondulations. À la fin de l'interaction, le tourbillon secondaire est repoussé à distance du mur. Cependant, ces études d'interaction entre les tourbillons et le mur ont été réalisées dans un fluide stagnant et l'application de ces résultats dans un jet en interaction avec un obstacle pourrait être remise en question.



Figure I.13 : Tourbillon primaire et formation du contre tourbillon (tourbillon secondaire)

La formation des tourbillons primaires et secondaires, le détachement et la séparation instable ont été aussi observés dans un jet heurtant une surface rigide non excitée, par exemple en utilisant la technique de la PIV par Landreth et Adrian (1990), par l'étude de visualisation de l'écoulement par Popiel et Trass (1991) ou encore l'étude d'un jet axisymétrique par mesures PIV dans El Hassan et al. (2012).

I.4 Bruits d'écoulements

Les bruits générés par les écoulements diffèrent en champ libre ou lorsqu'ils heurtent une surface pleine ou fendue. La gêne auditive devient maximale dans le cas où l'écoulement du jet vient interagir avec une surface notamment à fente. Dans ce cas, des sons auto-entretenus sont générés ; on peut mentionner le cas des sifflements émis au sein de réseaux de ventilation et de climatisation. Dans cette partie, on abordera les sons auto-entretenus produits par un jet heurtant une plaque fendue, en présentant pour commencer le processus de boucle de rétroaction qui se produit pour des jets qui heurtent une plaque pleine ou fendue.

Le bruit de tourbillons ou « vortex sound » est le son produit dans des écoulements fluides instationnaires (Figure I.14). La théorie moderne des sons aérodynamiques a été mise au point par James Lighthill dans les années 1950. Lighthill (1952) a voulu comprendre les mécanismes de

génération du bruit dans les réacteurs, qui étaient sur le point d'entrer en service sur les avions civils.

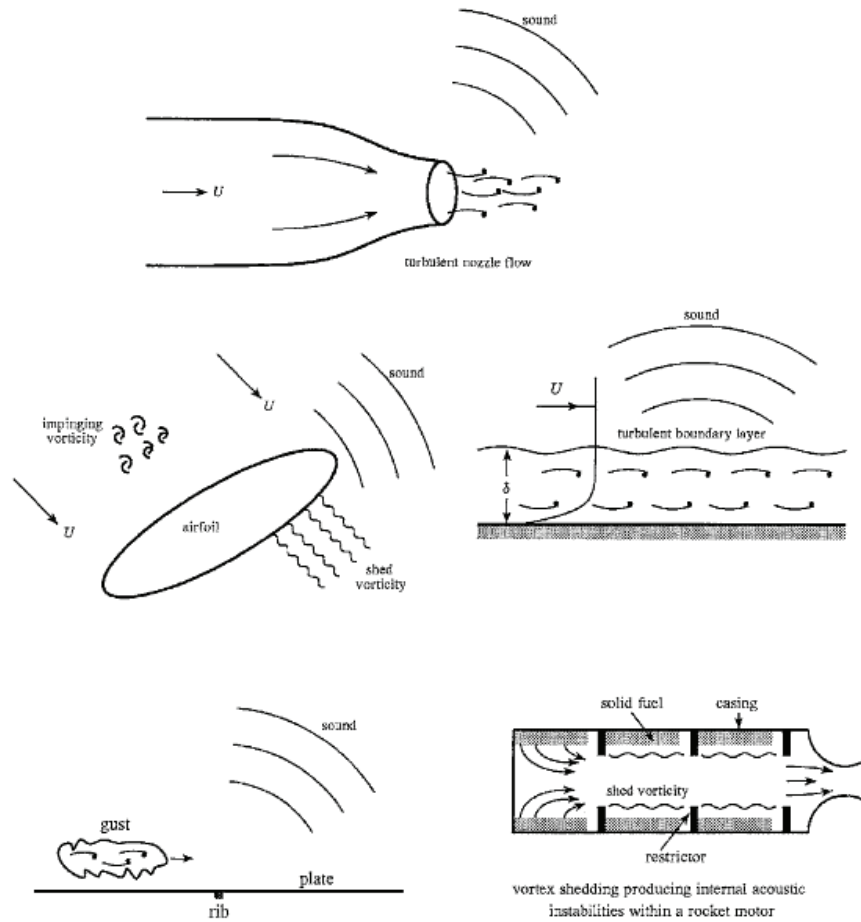


Figure I.14 : Bruit de tourbillons ou « vortex sound »

I.4.1 Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus

Ho et Nosseir (1981) ont étudié dans les jets en présence d'un obstacle et confinés les fluctuations de pression à des hautes vitesses subsoniques (nombre de Mach inférieur à 0.7) et pour des rapports de confinement faibles entre la buse et la surface de l'impact ($\frac{L}{H} < 8$). Ils ont découvert l'existence d'une boucle de rétroaction. Cette boucle est causée par les tourbillons émis avec une fréquence f_0 qui voyagent vers la surface de l'obstacle par convection. Leur arrivée sur la surface produit des fluctuations de pression avec la même fréquence f_0 , qui se propagent en amont vers la sortie du convergent. Ces fluctuations de pression perturbent la couche de cisaillement près de la sortie de la buse et y interagissent avec les tourbillons. Les tourbillons créés

par cette interaction avec la même fréquence f_0 voyagent à nouveau vers l'obstacle pour reproduire la même boucle.

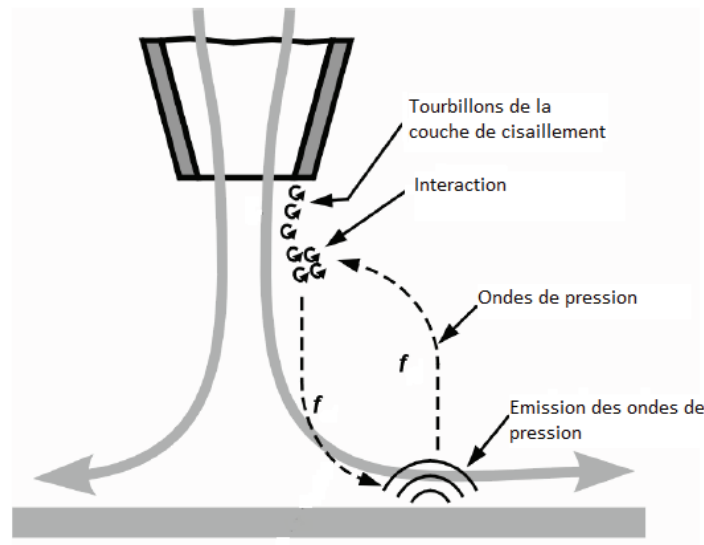


Figure I.15 : Boucle de rétroaction (Vejražka (2002)).

La boucle de rétroaction s'installe si les ondes en amont et en aval se propagent avec la même phase dans la couche de cisaillement près de la buse. La boucle de rétroaction doit comporter un nombre entier d'ondes. Par conséquent, seules quelques fréquences discrètes sont possibles ce qui engendre des sons de forte tonalité appelés « sons auto-entretenus ».

Les nuisances sonores s'amplifient quand la boucle auto-entretenue s'installe dans le jet à cause d'un obstacle présent dans la trajectoire de l'écoulement. Si l'obstacle possède des arêtes vives, ce phénomène s'accroît et dégrade fortement le confort acoustique. Différentes configurations géométriques (Figure I.16) peuvent être sources de sons auto-entretenus. Ces sons sont caractérisés par un spectre qui contient une fréquence principale f_0 et des harmoniques associés à cette fréquence.

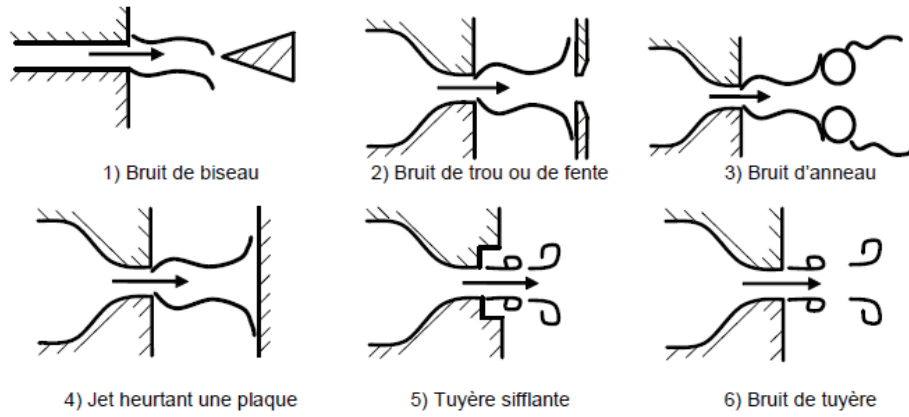


Figure I.16 : Principales géométries étudiées pouvant produire des sons auto-entretenus (Blake et Powell (1986)).

Les instabilités existant dans la couche de cisaillement du jet jouent le rôle d'un amplificateur et le temps de convection T_c des perturbations le long du jet doit être égal à environ un multiple de la période acoustique $T_0 = \frac{1}{f_0}$ (Hirschberg (1995)).

Pour une vitesse de convection égale à $0.4 \cdot U_0$, on obtient ((Rienstra et Hirschberg (2003)) :

$$\frac{f_0 \cdot L}{0.4 \cdot U_0} \approx \frac{T_c}{T_0} \approx N$$

où L représente la distance entre la bouche de soufflage et la paroi d'impact et N est le nombre de tourbillons à un instant donné sur cette distance. Le niveau acoustique devient maximum quand l'onde acoustique à la fréquence f_0 et les variations de vorticité sont en opposition de phase au point d'impact des anneaux tourbillonnaires (Hourigan et al. (1990)). Ce phénomène est favorisé par des pertes énergétiques par viscosité réduites (Hook et Mongeau (2002)). Au-dessus d'une certaine vitesse, les structures tourbillonnaires perdent leur cohérence, se déstructurent et les sons auto-entretenus disparaissent.

Assoum et al. (2013) ont appliqué une méthode de pré-blanchiment appelée "pre-whitening" sur des signaux expérimentaux de vitesses et d'acoustique dans un jet plan heurtant une plaque fendue. Cette méthode de pré-blanchiment (troncature spectrale) proposée par Ho et Nosseir (1981) revient à chercher des phénomènes faibles devant d'autres qui dominent les inter-corrélations entre le signal acoustique et les vitesses de l'écoulement. Ainsi, ils ont montré l'existence d'une corrélation entre la vitesse transversale dans la couche de cisaillement du jet et le champ acoustique émis. Cette corrélation est indépendante de la position le long de l'axe entre la plaque d'impact jusqu'à la zone de formation des tourbillons près de la sortie du jet. Elle est reliée

à la boucle de rétroaction installée dans le jet à travers une instabilité amplifiée par la perturbation créée par la déformation des tourbillons sur la paroi de la plaque.

Les deux caractéristiques du jet liées à sa hauteur (H) et sa couche de cisaillement (θ) engendrent deux modes d'instabilité qui peuvent être amplifiés et donner naissance aux sons auto-entretenus. En effet, les caractéristiques de la bouche de soufflage et la couche de cisaillement générée près de cette dernière vont aboutir à des instabilités de l'écoulement obtenu ; ces dernières vont interagir avec l'excitation acoustique créée au niveau de l'obstacle qui remonte les couches de cisaillement jusqu'à la zone de naissance des tourbillons régis par ces instabilités. Rayleigh (1896) a montré la sensibilité des couches de cisaillement aux perturbations sinusoïdales pour toutes longueurs d'onde. Howard (1964) a énoncé le postulat suivant : pour une classe de profils de vitesse, le nombre de modes instables ne peut dépasser le nombre de points d'inflexion du profil. Ainsi, pour un profil en tangente hyperbolique, il n'y a qu'une seule fréquence naturelle. Cette fréquence naturelle la plus instable (f_n) de la couche de cisaillement pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique est liée à θ par la relation suivante (Michalke (1965)) :

$$St_\theta = \frac{f_n \theta}{U_{0max}} \approx 0.017 \quad (I.3)$$

Ho et Huerre (1984) ont confirmé ce résultat expérimentalement pour les jets plans ayant un profil initial plat. Cette instabilité est dominante dans la zone proche du jet. Plus loin en aval de l'écoulement, à l'extrémité du cône potentiel, le mode d'instabilité dominant est le mode de battement du jet caractérisé par la fréquence f_j définie par (Laufer et Monkewitz (1980)) :

$$St_j = \frac{f_j H}{U_{0max}} \approx 0.3 \quad (I.4)$$

Les fréquences naturelles de la couche de cisaillement f_n et la fréquence du mode de battement f_j ont été étudiées par Billon et al. (2004) ou Billon et al. (2006) pour un jet plan libre. Dans certains cas, la fréquence du mode de battement du jet est une fraction entière de la fréquence du mode des couches de cisaillement (Ho et Huang (1982)). L'écoulement est qualifié de « jet accordé » (Thomas et Prakash (1991)). Le mode de battement du jet s'explique alors par un scénario d'appariements successifs des tourbillons. Mais généralement, il n'existe pas de relation simple entre ces deux modes.

Lorsqu'un observateur suit spatialement l'écoulement, la fréquence des instabilités du jet diminue progressivement. Ce phénomène, appelé cascade sous-harmonique, s'explique par le scénario

suivant : les ondulations de la couche de cisaillement s'amplifient exponentiellement lors de leur convection par l'écoulement, pour aboutir à des enroulements tourbillonnaires (Rosenhead (1931)). A ce stade, la fréquence naturelle arrive à saturation, ce qui marque la limite de validité de la théorie linéaire. Se produit alors un transfert non linéaire d'énergie de la fréquence naturelle vers d'autres instabilités, qui marque le début de la cascade sous-harmonique présentée en *Figure I.17*.

La cascade sous-harmonique consiste en divisions successives par deux de la fréquence f_n ; ces dernières sont le résultat d'appariements tourbillonnaires successifs qui aboutissent à un tourbillon de taille supérieure (Winant et Browand (1974)). Ces appariements successifs se produisent à des points de saturation de la fondamentale puis de ses sous-harmoniques (Ho et Huang (1982)). Ainsi, la saturation de la fondamentale s'accompagne de l'augmentation de l'énergie contenue par la première sous-harmonique (Miksad (1972) en régime laminaire, Fiedler et al. (1981) en régime turbulent). Plus loin en aval, elle subit, à son tour, un cycle d'amplification exponentielle et de saturation comme le montre la *Figure I.17* pour une couche de mélange.

Cette capacité des couches de cisaillement à amplifier les perturbations ambiantes est expliquée par le concept d'instabilité locale convective (Huerre et Monkewitz (1985, 1990)).

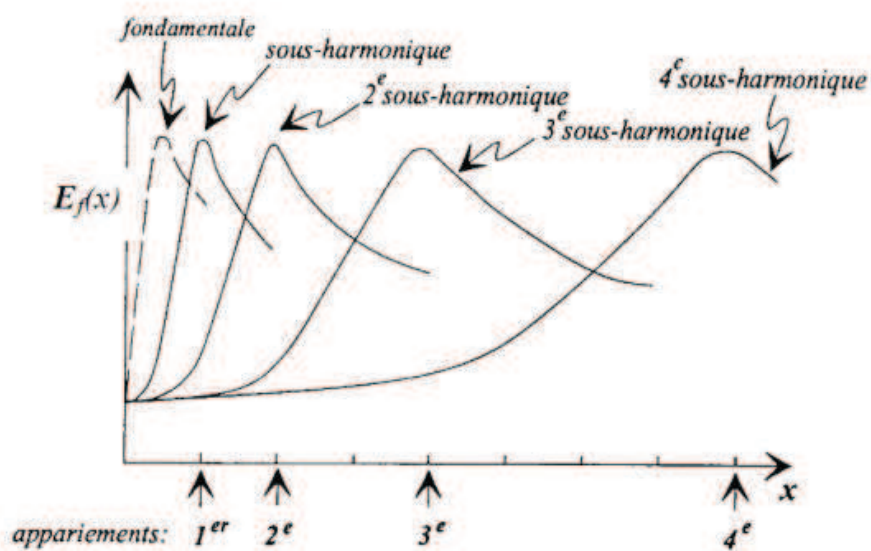


Figure I.17 : Cascade sous harmonique dans une couche de mélange. Distribution de l'énergie des instabilités en fonction de la distance par rapport à la sortie du convergent

Ainsi, les écoulements se classent en deux catégories, amplificateurs et oscillateurs. Les couches de cisaillement et les jets homogènes font partie des écoulements amplificateurs et sont donc très sensibles aux conditions expérimentales.

Pour contrôler le développement d'un jet dans les applications pratiques, il faut la dynamique et la topologie des structures cohérentes. Ces structures font partie des caractéristiques intrinsèques des couches de cisaillement (Brown et Roshko (1974)). D'après Hussain (1986), la recherche de structures cohérentes correspond seulement au désir du scientifique de trouver de l'ordre dans le désordre turbulent, mais il faut reconnaître que cette notion a permis d'apporter un éclairage nouveau sur bon nombre de points. Citons par exemple l'élargissement des couches cisillées par appariements successifs (Winant et Browand (1974)), le taux d'entraînement de la couche de cisaillement (Crow et Champagne (1971)) ou la dynamique du jet en zone lointaine (Hussain (1986)).

I.4.2 Sons auto-entretenus en présence de résonateurs

Les sons auto-entretenus sont générés quand l'écoulement heurte la paroi. Une « contrainte » sur le fluide est créée dans la zone de contact ; elle engendre une perturbation qui remonte le jet jusqu'à la zone de naissance des tourbillons et vient réguler leur détachement à la même fréquence que celle de l'excitation produite au niveau de l'obstacle ; c'est la boucle de rétroaction directe. Si l'impulsion de pression qui remonte l'écoulement est provoquée par la distorsion de la vorticité au point de contact avec l'obstacle, on parle alors de rétroaction dynamique (Chanaud et Powell (1965)). Si ce sont les ondes acoustiques émises par la source aéroacoustique qui reviennent exciter l'écoulement, on parle de rétroaction aéroacoustique. Si un résonateur acoustique est présent à côté du jet et pour une certaine gamme de nombre de Reynolds, cette boucle de rétroaction peut prendre un trajet indirect ; l'interaction entre le fluide et la paroi produit une onde acoustique qui se couple avec le résonateur et qui peut réguler le détachement tourbillonnaire à la sortie du jet (Billon et al. (2005)).

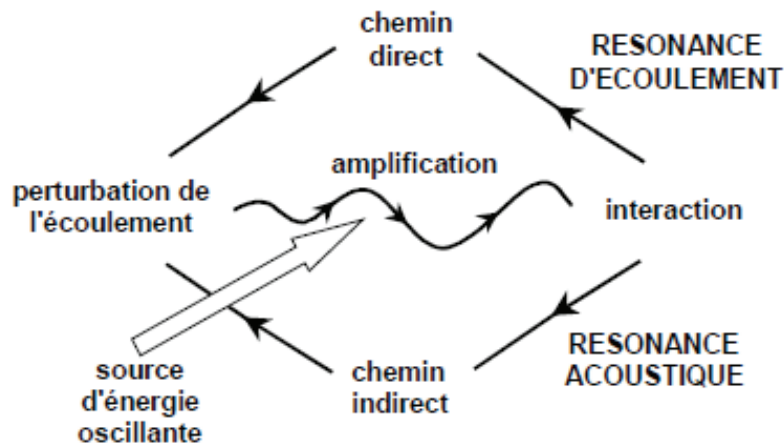


Figure I.18 : Chemin de la boucle de rétroaction (Glesser (2006)).

Ainsi, les sons auto-entretenus peuvent être renforcés et régulés par un résonateur acoustique qui crée alors un second chemin de rétroaction (Figure I.19). Les dispositifs comprenant une source de sons auto-entretenus située dans un résonateur ont été abondamment étudiés, notamment pour le cas de la flûte (Verge (1995)), de l'orgue (Fletcher et Rossing (1998)), du bruit de cavité (Rockwell et Naudascher (1978)) ou d'un jet heurtant un plaque fendue et débouchant d'un résonateur (Billon et al. (2003) et Glesser et al. (2005)).

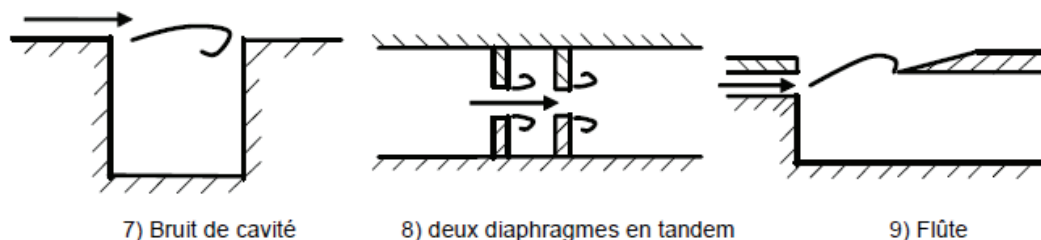


Figure I.19 : Géométries pouvant produire des sons auto-entretenus en présence d'un résonateur par rétroaction indirecte (Blake et Powell (1986)).

Généralement, seuls les premiers modes propres du résonateur (jusqu'au $10^{\text{ème}}$) sont excités. Le passage d'un mode à l'autre se fait par un changement brutal de la fréquence des sons auto-entretenus ou par une zone de transition sans sons auto-entretenus qui s'intercale entre les deux fréquences excitées (Nomoto et Culick (1982)).

I.4.3 Le bruit de fente

Les fréquences émises par le jet en présence d'une paroi munie d'une fente dépendent de la distance de confinement et se manifestent sur une plage de Reynolds bien déterminée. Tout

comme les paramètres de l'écoulement, la géométrie de l'orifice ou la fente sont très déterminants dans le phénomène auto-entretenu. Pour le bruit de fente, Sondhauss (1854) a mis en évidence que le nombre de Strouhal relatif à la fréquence émise dépendait à la fois de la distance entre la sortie du jet et la plaque fendue et de la vitesse du jet, tout en restant dans les limites supérieure et inférieure du domaine de vitesse qui correspondent à l'apparition des sons auto-entretenus. Blake et Powell (1986) ont émis l'hypothèse que la fréquence du bruit de fente varierait selon la distance entre l'orifice du jet et l'orifice de la plaque.

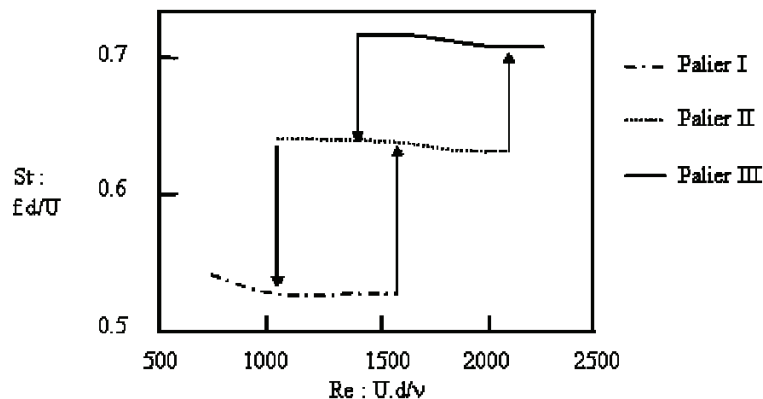


Figure I.20 : Évolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds ; $d=5 \text{ mm}$, $U_0 = 7,7 \text{ m/s}$; (Matta, 1973).

Chanaud et Powell (1965) ont noté la présence des sons purs et harmoniques en régime laminaire (entre $Re=1000$ et $Re=2500$) et leur extrême sensibilité au confinement. Ziada (2001) s'est aussi intéressé au bruit de fente couplé à une cavité et a noté dans ses travaux la présence des sons auto-entretenus pour un nombre de Reynolds allant de $Re=3000$ à 49000 .

Le nombre de Strouhal caractéristique du jet évolue en fonction du nombre de Reynolds avec des paliers qui sont liés aux modes dynamiques du jet (Figure I.20). Le palier I correspond à la présence d'un seul tourbillon, le palier II à deux tourbillons et le palier III à trois tourbillons. On n'observe pas généralement de modes dynamiques du jet supérieurs à $N=5$ (Hirschberg et Rienstra (1994)).

Deux modes symétrique et antisymétrique qui peuvent apparaître dans le jet sont responsables du bruit de fente (Ziada (1995, 2001)). Dans une expérience menée sur le bruit de fente, Ziada (1995) note la présence d'un jet antisymétrique jusqu'à $Re=45000$, qui se transforme en mode symétrique au-dessus de cette valeur.

En mesurant le champ acoustique lointain, Matta (1973) a mis en évidence que la source sonore du bruit de trou est composée d'un dipôle dont l'axe est parallèle à l'axe du jet et d'un quadripôle dont les axes sont parallèles et perpendiculaires à l'écoulement.

La présence d'une cavité à proximité du jet peut renforcer le bruit de fente quand la boucle de rétroaction suit un trajet indirect. Les sons sont alors régulés par un tel résonateur acoustique. Wilson et al. (1971) ont observé une hausse notable du niveau sonore lorsque la fréquence des sons auto-entretenus était proche de l'un des modes de résonance de la cavité d'où débouche le jet. De la même manière, Ziada (2001) dans une étude d'un bruit de fente débouchant dans une cavité a noté une augmentation du niveau acoustique de l'ordre de 300% quand un mode de la cavité est excité. Les fréquences des oscillations de l'écoulement peuvent être régulées par le résonateur acoustique situé à proximité à travers ses modes propres longitudinaux, qui par exemple peuvent dépendre de sa longueur (Hill et Greene (1977); Hussain et Hasan (1983)). Les autres fréquences qui ne coïncident pas avec des modes propres du résonateur sont atténuées par interférences destructives (Pierce et Smith (1981)).

Hirschberg et al. (1989) ont montré que le détachement tourbillonnaire est très sensible au rayonnement du conduit car, près des bords de la sortie de celui-ci, les lignes de courant acoustiques sont perpendiculaires à la couche de cisaillement.

I.4.4 La puissance acoustique

La partie acoustique du champ est liée à la partie irrotationnelle du champ de vitesse. Les fluctuations de pression liées à la vorticité, qui ne se propagent pas, sont souvent appelées «pseudo-son» dans la littérature. Au contraire, Jenvey (1989) pour sa part considère toute fluctuation de pression comme «acoustique».

Le corollaire énergétique de Howe (Hourigan, et al. (1990)) permet d'évaluer la puissance acoustique générée ou absorbée dans l'écoulement. Il est utilisé en présence d'un écoulement à faible nombre de Mach et dans le cas d'un champ acoustique périodique de période T_0 . Il s'écrit :

$$P = \iint_S \langle \vec{l} \cdot \vec{n} \rangle dS = \iiint_V \langle f_c \cdot u_a \rangle dV = - \iiint_V \rho_0 \langle (\omega \times v) \cdot u_a \rangle dV \quad (I.5)$$

où P est le flux de puissance acoustique à travers une surface S qui entoure le domaine d'étude V et $\vec{n}$ la normale à la surface S .

Ceci nécessite de disposer des trois termes ω , v et u_a en utilisant des données expérimentales (difficile d'accéder à la vitesse acoustique) ou numériquement comme il a été fait par Glessner et al. (2008) et Glessner et al. (2006).

I.4.5 Modélisation des sons auto-entretenus

Les travaux numériques dans l'aéroacoustique utilisent les méthodes hybrides ou les méthodes directes. Dans les méthodes hybrides, le champ acoustique et le champ aérodynamique de l'écoulement font chacun l'objet d'une étude adaptée à chaque problème, mais ceci rend impossible la prise en compte de la rétroaction acoustique et de son effet sur le champ aérodynamique. Dans les méthodes directes, les équations de la mécanique du fluide sont complètement résolues dans le domaine, ce qui assure la prise en compte des phénomènes de rétroaction, mais ceci limite les simulations à des nombre des Reynolds inférieurs à 10 000 pour pouvoir effectuer un calcul. Des méthodes DNS (Marsden et al. (2003), Tam et al. (2005)) ou LES (Gloerfelt et al. (2000), Radavich et al. (2001)) adaptées et appliquées à l'acoustique fournissent des résultats assez satisfaisants dans le cadre d'études de configurations assez peu complexes ; elles restent toutefois toujours très coûteuses en termes de temps de développement de codes.

I.5 Détection, caractérisation et suivi des structures tourbillonnaires

Les méthodes appliquées pour détecter les tourbillons en dynamique des fluides sont diverses ; la définition en varie d'ailleurs selon les références. Un large choix de critères eulériens est proposé qui se fondent sur la structure spatiale des grandeurs dérivées à partir du champ de vitesse et de son gradient pour identifier le centre d'un mouvement tourbillonnaire rotatif ; aucun d'entre eux toutefois n'a émergé comme outil définitif.

Des méthodes lagrangiennes qui identifient les structures d'écoulement sur la base des propriétés des trajectoires des particules fluides sont aussi employées. George Haller et d'autres auteurs ont considéré que les critères eulériens ne sont pas assez adaptés à un mouvement rotatif pour définir les tourbillons d'une manière précise et surtout qu'ils ne gardent pas en mémoire la trajectoire et l'historique du fluide. Ainsi, dans ses travaux (Haller (2001, 2002)) a utilisé une analyse lagrangienne pour caractériser les structures cohérentes avec l'exposant de Lyapunov. Son approche est fondée sur la caractérisation des structures cohérentes à travers l'étirement des particules de fluide initialement adjacentes.

I.5.1 Critères eulériens

Le vecteur vorticité $\vec{\omega}$ est défini mathématiquement comme le rotationnel du champ de vitesse :

$$\vec{\omega} = \text{rot}(\vec{u}) = \vec{\nabla} \wedge \vec{u}$$

avec $\vec{u}$ le vecteur de vitesse en tout point du champ de l'écoulement, et $\vec{\nabla}$ l'opérateur vectoriel nabla.

La vorticité a été introduite par Helmholtz en posant $\vec{\omega} = 2\vec{\Omega}$ où $\vec{\Omega}$ correspond au vecteur tourbillon. Le centre de tourbillon est identifié comme étant un extremum local de la fonction de vorticité $\omega(x, y)$ où la pression est minimale.

Toutefois, la vorticité ne permet pas de faire la distinction entre le cisaillement et la rotation dans un écoulement donné (Jeong et Hussain (1995)). D'où, la vorticité est considérée comme une condition nécessaire mais non suffisante dans certains cas pour localiser les centres des tourbillons.

D'autres travaux ont été menés par Hunt et al. (1988) pour définir un tourbillon et ont proposé de l'identifier comme une région où le second invariant, noté Q , du tenseur $\vec{\nabla} \vec{u}$ est positif avec une condition sur la pression qui doit être inférieure à la pression atmosphérique à l'intérieur du tourbillon. Le critère Q , en formulation bidimensionnelle, est défini par :

$$Q = 0.5 * (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2)$$

S et Ω sont respectivement les composantes symétrique (terme de cisaillement) et antisymétrique (terme de rotation) du tenseur $\vec{\nabla} \cdot \vec{u}$ défini par :

$$S_{ij} = 0.5 * (u_{ij} + u_{ji}) \quad \text{et} \quad \Omega_{ij} = 0.5 * (u_{ij} - u_{ji})$$

Dans le cas d'une étude bidimensionnelle (par exemple avec des mesures expérimentales par PIV 2D), en considérant un écoulement incompressible, l'expression du critère Q devient :

$$Q = -(u_{ij}^2 + u_{ij} * u_{ji})$$

La condition de pression minimale (i.e. l'hypothèse de base du critère Q) ne suffit pas pour localiser un tourbillon comme il a été montré par Jeong et Hussain (1995). Ils ont proposé un nouveau critère nommé critère λ_2 . Ce critère utilise comme point de départ la condition de

pression minimum au cœur du tourbillon et ils rajoutent une condition sur les valeurs propres du tenseur de pression P_{ij} défini par (Navier Stokes) :

$$\frac{DS_{ij}}{Dt} - \nu S_{ij,kk} + \Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} P_{ij}$$

$$\text{où } P_{ij} = -\frac{1}{\rho} \nabla(\nabla p)$$

D'après ce critère, il faut avoir deux valeurs propres négatives du tenseur P_{ij} pour obtenir une pression minimale dans un plan donné. En effet, un étirement peut créer un minimum de pression sans présenter une dynamique tourbillonnaire. En plus, des mouvements tourbillonnaires dans un écoulement peuvent être privés de minimum de pression à leurs centres sous les effets de viscosité. Ils négligent alors les contributions des deux premiers termes, d'étirement et de viscosité, dans l'équation ci-dessus et considèrent uniquement $\Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} P_{ij}$.

Le tourbillon dans un écoulement incompressible est défini alors comme une région qui contient deux valeurs propres négatives de $\Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} P_{ij}$. Si λ_1, λ_2 et λ_3 sont les valeurs propres avec $\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$ alors cette définition peut s'écrire sous la forme de $\lambda_2 \leq 0$ à l'intérieur d'un tourbillon. Ce critère a été appelé le critère λ_2 .

Dans le cas des champs plans d'écoulement incompressible, les critères Q et λ_2 sont équivalents avec $Q = -\lambda_2$. En effet on obtient une valeur propre double λ de $\Omega_{ik}\Omega_{kj} + S_{ik}S_{kj} = -\frac{1}{\rho} P_{ij}$ qui s'écrit : $\lambda = (u_{ij}^2 + u_{ij} * u_{ji})$

Les structures tourbillonnaires peuvent être localisées en traçant les iso-valeurs de $\lambda < 0$ et les positions des centres tourbillonnaires sont associées aux minimums de la fonction λ dans la région du tourbillon.

Ce critère de λ_2 a l'inconvénient d'être très sensible aux erreurs de mesures (réflexions de la nappe laser sur les parois dans le cas des mesures par PIV) et le plan de mesure (effets tridimensionnels dans le cas de mesures bidimensionnelles) car il nécessite un calcul du tenseur gradient de vitesse qui reste dépendant des conditions de mesures et des moyens employés pour obtenir les champs de vitesses. Par suite, la détection des centres tourbillonnaires peut être erronée surtout à proximité de paroi où les sources d'erreurs et les effets tridimensionnels s'ajoutent. Il est donc

parfois important d'appliquer un prétraitement (filtrage, etc..) aux champs de mesures avant d'appliquer le critère λ_2 .

I.5.2 Méthodes Lagrangiennes

Le critère lagrangien de (Haller (2002)) est issu directement de l'exposant de Lyapunov (DLE, Direct Lyapunov Exponent). Ce scalaire mesure, à chaque point de l'espace, la vitesse de séparation des trajectoires des particules voisines initiées à proximité de ce point. Plus précisément, si $x(t, x_0, t_0)$ représente la position d'une particule à l'instant t , qui se trouvait initialement située à la position x_0 au temps t_0 , un coefficient de dilatation σ_T est défini comme le carré de la plus grande valeur propre du gradient de déformation $\frac{\partial x(t_0 + T, x_0, t_0)}{\partial x_0}$:

$$\sigma_T(x_0, t_0) = \lambda_{\max} \left(\left[\frac{\partial x(t_0 + T, x_0, t_0)}{\partial x_0} \right]^T \left[\frac{\partial x(t_0 + T, x_0, t_0)}{\partial x_0} \right] \right)$$

Le champ DLE est alors défini comme $DLE_T(x_0, t_0) = \frac{1}{2T} \log \sigma_T(x_0, t_0)$ où T est le temps d'intégration.

À partir du moment où la valeur propre maximale est utilisée dans la définition de σ_T , l'information de la direction n'est pas retenue dans $DLE_T(x_0, t_0)$. Un point x_0 aura une valeur DLE élevée s'il y a une grande quantité de dilatation dans une direction, même s'il y a aussi compression dans toutes les autres directions. Les zones d'étirement maximal génèrent des courbes de maxima locales dans le champ DLE. L'inverse n'est pas vrai : les maxima locaux de la zone DLE peuvent indiquer soit un cisaillement, soit un étirement localement maximal. Le champ scalaire qui en résulte représente une mesure normalisée du taux de croissance de la distance séparant des particules de fluide initialement adjacentes après un intervalle de temps fini T .

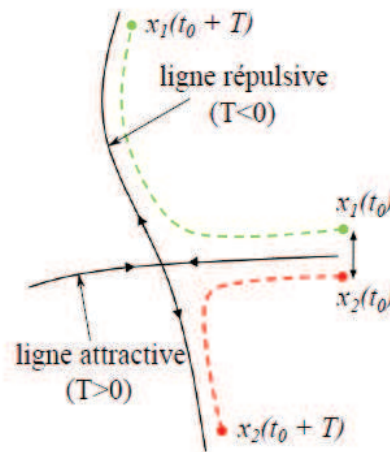


Figure I.21 : Exemple de trajectoires de particules au voisinage d'une structure lagrangienne cohérente LCS (Lagrangian Coherent Structure) qui met également en évidence l'éloignement de deux particules initialement séparées d'une certaine distance (Shadden et al. (2005))

Quand le temps d'intégration T est négatif, les lignes de trajectoires identifiées sont de nature répulsive ; au contraire, quand le temps d'intégration T est positif, les lignes de trajectoires sont de nature attractive. En pratique, le scalaire DLE permet d'identifier des lignes ou des surfaces de décollement et de recollement, et permet également de détecter les structures tourbillonnaires (Figure I.21). Ces lignes de répulsions ou d'attraction (LCS) selon le temps d'intégration (positifs et négatifs) délimitent qualitativement la frontière entre les différentes régions du flux (Shadden, et al. (2005)).

Le calcul de l'exposant de Lyapunov a été décrit d'une manière assez complète par Shadden, et al. (2005) sur un maillage cartésien régulier. Les coordonnées des particules à l'instant t_0 véhiculées par l'écoulement jusqu'au temps t sont positionnées aux nœuds du maillage et leurs coordonnées au temps t donne le champ de déplacement. Le tenseur de Cauchy-Green est calculé à partir du gradient spatial du champ de déplacement. Les dérivées spatiales sont calculées par différences finies de deuxième ordre. La plus grande valeur propre de ce tenseur est prise pour calculer l'exposant de Lyapunov à chaque point du maillage. Cette description permet d'employer des algorithmes très simples et peu coûteux en terme de temps de calcul. La qualité du champs DLE peut être améliorée en calculant davantage de trajectoires ; ceci est possible en augmentant le nombre de point de départs par interpolation (Lekien et Marsden (2005)) jusqu'à obtenir un champ DLE satisfaisant et qui permet d'avoir plus d'informations sur les petites structures.

Cette méthode a été employé dans plusieurs travaux impliquant la dynamique tourbillonnaire proche de la paroi comme dans El Hassan et al. (2013) ou Vétel et al. (2010).

Chapitre II.

Dispositif expérimental et métrologies

II.1	Introduction	40
II.2	Dispositif expérimental aéro-acoustique.....	40
II.3	Métrologie	42
II.3.1	Mesures par vélocimétrie Laser.....	42
II.3.1.1	<i>Génération de particules</i>	45
II.3.1.2	<i>Nappe laser</i>	45
II.3.1.3	<i>Prise d'images</i>	46
II.3.1.4	<i>Synchronisation</i>	46
II.3.1.5	<i>Traitement des données</i>	48
II.3.1.6	<i>Différents paramètres de l'expérience</i>	49
II.3.1.7	<i>Estimation des erreurs de nos mesures PIV</i>	49
II.3.2	Mesures du champ acoustique	51
II.4	Traitement des mesures expérimentales	52
II.5	Bilan.....	53

II.1 Introduction

Dans cette partie le dispositif expérimental mis en place pour générer, régler, visualiser et étudier les écoulements relatifs à cette étude est tout d'abord décrit. Ainsi, un jet plan heurtant une plaque fendue est généré dans plusieurs configurations (pour différents nombres de Reynolds et distances de confinement).

Ensuite, la métrologie utilisée pour quantifier plusieurs grandeurs qui caractérisent l'écoulement est présentée. Ces grandeurs serviront pour étudier les différentes interactions entre la dynamique du jet et la plaque sur laquelle il arrive ainsi que les sons auto-entretenus générés.

Enfin, dans une troisième partie, une chaîne de traitement des mesures expérimentales est présentée.

II.2 Dispositif expérimental aéroacoustique

Le dispositif expérimental mis au point crée un jet plan confiné qui débouche d'un convergent plan avant de heurter une plaque pleine ou fendue. Une vue d'ensemble du dispositif expérimental est donnée sur la *Figure II.1*.

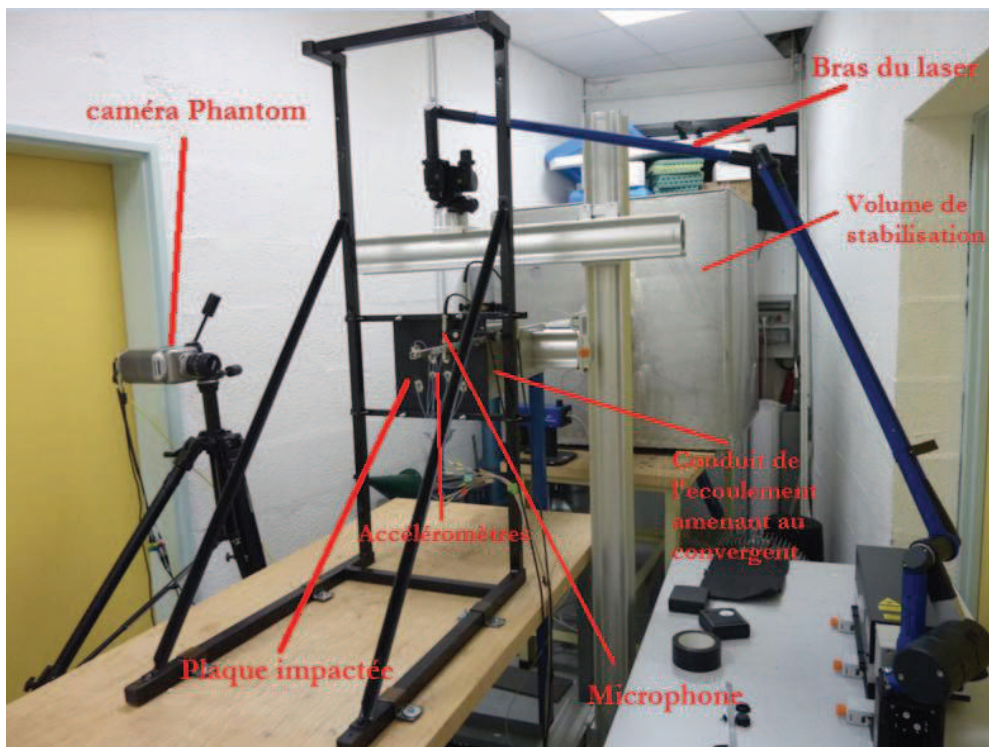


Figure II.1 : dispositif expérimental

Un schéma du dispositif expérimental est donné sur la *Figure II.2*. Un compresseur (1) crée en amont un flux d'air dans l'installation. Ce compresseur se trouve dans une autre pièce isolée de la salle expérimentale et il est commandé par un hacheur (2) de fréquence qui permet de contrôler la puissance du moteur afin de régler le débit d'air (et donc la vitesse de soufflage). La vitesse maximale atteinte par le jet à la sortie du convergent est de 33 m/s, ce qui correspond à un nombre de Mach de l'ordre de $M_0 \approx 0.1$, donc à une vitesse largement subsonique. Les flux d'air générés traversent un volume d'amortissement (3) de 1 m^3 qui comprend trois tissus métalliques grossiers, puis un tube (4) de 1250 mm de longueur et de section rectangulaire (200 mm $\times$ 90 mm) prolongé par un convergent (5), ce qui permet d'obtenir un jet libre de hauteur $H = 10 \text{ mm}$ et de largeur 200 mm. Le jet ainsi créé débouche dans la salle d'expérimentation et heurte une plaque en aluminium (6) de 4 mm d'épaisseur, munie d'une fente (7) biseautée à 45° de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celui-ci. La plaque installée lors des expériences est carrée, de 250 mm de côté. La partie biseautée de la fente est dirigée vers l'aval (*Figure II.2*).

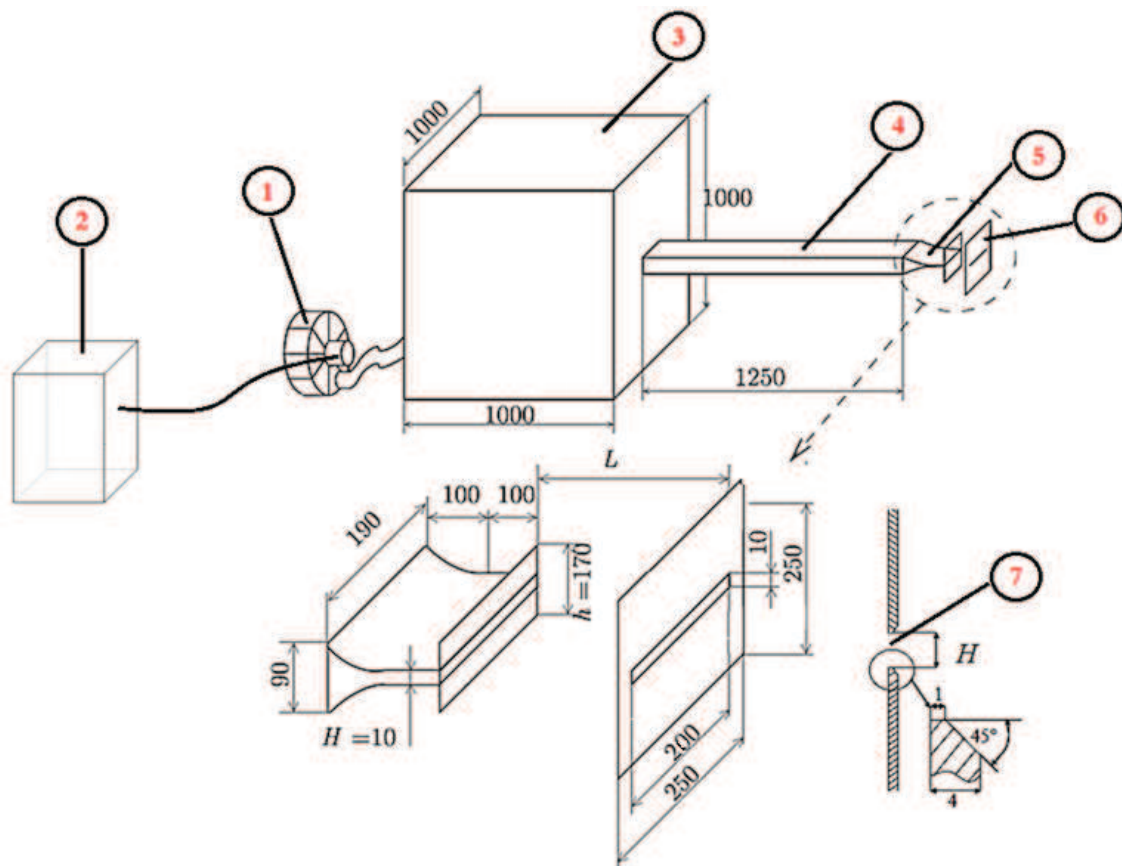


Figure II.2 : Schéma du dispositif expérimental

La distance entre la sortie du jet et l'obstacle (qui est parallèle à la sortie du jet), mesurée entre le centre de la bouche de soufflage et le centre de la fente, est notée L . On utilisera dans la suite de l'exposé la distance adimensionnelle $\frac{L}{H}$. Le rapport d'aspect $\frac{L_z}{H}$ entre la largeur du jet ($L_z = 200 \text{ mm}$) et sa hauteur ($H = 10 \text{ mm}$) à la sortie du convergent est égal à 20 ce qui permet de considérer le jet comme bidimensionnel (Rajaratnam (1976)). La fréquence de coupure du premier mode du conduit formé par le tube et le convergent est évaluée à 900 Hz (Glessier (2006)).

On place l'origine du système de coordonnées utilisé au centre de la bouche de soufflage (Figure II.3). L'axe X indique la direction de l'écoulement, l'axe Y indique la direction verticale transverse à l'écoulement et l'axe Z la direction horizontale transverse à l'écoulement.

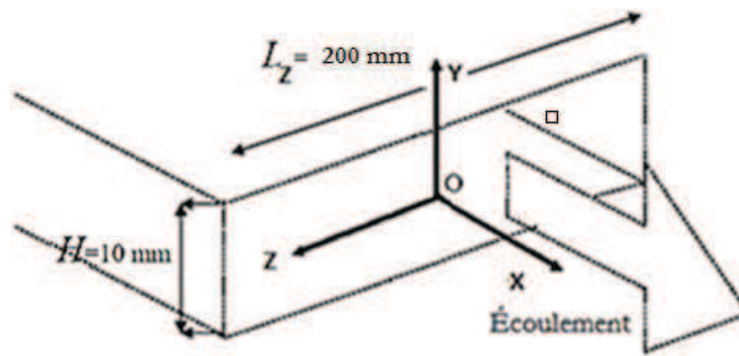


Figure II.3 : Système d'axes utilisé

Le rôle du volume d'amortissement est d'imposer à la pression acoustique un filtre passe-haut à l'extrémité amont du tube de longueur 1250 mm, afin d'isoler la section aval, qui comprend le jet, la plaque et les appareils de mesure, des perturbations acoustiques produites dans la partie amont (notamment celles du ventilateur). Le tube (4) comporte plusieurs couches de nids d'abeilles pour réduire le taux de turbulence en sortie du convergent.

II.3 Métrologie

II.3.1 Mesures par vélocimétrie Laser

Le montage expérimental de mesure est destiné à caractériser deux aspects du phénomène étudié : le champ acoustique généré par l'écoulement et la dynamique de l'écoulement. Ce dernier est identifié à l'aide des mesures par vélocimétrie par images de particules, désignées dans la suite par « mesures PIV », selon le dispositif montré sur la Figure II.4. Les mesures PIV permettent

d'obtenir des champs de vitesses instantanées dans des plans déterminés, choisis par l'expérimentateur. Les mesures d'acoustique ont été réalisées simultanément. Le principe de la méthode de mesure par vélocimétrie par images de particules a été largement discuté dans la littérature : on peut se référer notamment à Arroyo et Greated (1991), Prasad et Adrian (1993), Sinha et Kuhlman (1992) et Prasad (2000).



Figure II.4 : Appareils de mesures utilisés. (microphones, tête laser, caméra,...)

La vélocimétrie par images de particules (dite « PIV ») est une technique d'imagerie qui permet de mesurer le champ de vitesse dans un écoulement. Dans son principe, la PIV consiste àensemencer l'écoulement de très fines particules qui restent suspendues dans le fluide, puis de matérialiser les plans étudiés par des nappes laser. Il suffit alors de prendre, au moyen d'une caméra, des images de ces particules à des instants rapprochés : leur déplacement est mesuré par rapport aux nœuds d'un maillage du plan de la nappe de lumière positionnée selon la direction principale de l'écoulement (Figure II.5). On déduit la vitesse du déplacement et du délai entre deux enregistrements. L'utilisation d'une seule caméra, donc d'un unique point de vue, ne permet d'obtenir que les deux composantes transversales de la vitesse, qui sont situées dans le plan du laser généré. Une PIV synchronisée à deux caméras en configuration stéréoscopique permet de mesurer aussi la troisième composante (Raffel et al. (2007)).



Figure II.5 : Plan de la nappe laser

Le principe de la PIV est présenté sur la *Figure II.6*. Un faisceau laser est transformé en une nappe laser grâce à une lentille cylindrique. Les positions des particules présentes dans la tranche matérialisée par la nappe sont enregistrées par une caméra vidéo à deux instants t_1 et $t_2 = t_1 + \Delta t$.

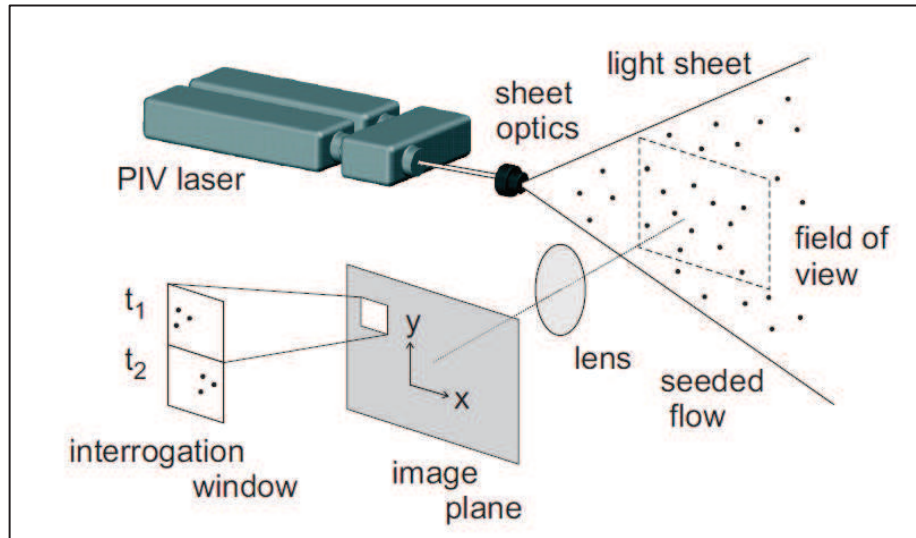


Figure II.6 : Principe de la PIV

L'exploitation de deux images successives du champ de particules est illustrée sur la *Figure II.7*. Chaque image est divisée en un certain nombre d'imagettes. L'inter-corrélation est alors calculée entre les deux mêmes imagettes correspondant aux deux images. Cette inter-corrélation se traduit par l'obtention d'une troisième imagette présentant un pic dont la position par rapport au centre correspond au déplacement global des particules d'une imagette à l'autre. En d'autres termes, le déplacement à mesurer correspond à la translation de la première imagette sur la seconde qui conduit à la similarité maximale par superposition.

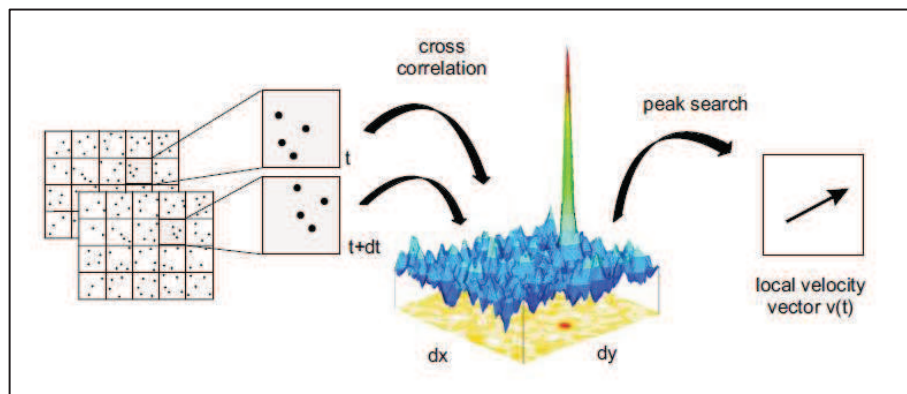


Figure II.7 : Évaluation des mesures PIV par calcul d'inter-corrélations

Un système de mesure PIV comprend :

- un générateur de particules (sauf si l'écoulement contient naturellement des particules ou des bulles dont on souhaite étudier la dynamique) ;
- un système d'éclairage (générateur de nappe) ;
- une caméra ou un appareil photographique (dont résolution, capacité de stockage et fréquence doivent être adaptées aux besoins de l'expérimentateur) ;
- un système de synchronisation
- un système de numérisation et de traitement d'image.

II.3.1.1 Génération de particules

L'écoulement estensemencé de particules qui servent de traceurs censés suivre parfaitement l'écoulement. Il faut répondre pour cela à plusieurs exigences :

- Les particules doivent être choisies de très petite taille pour ne pas perturber l'écoulement mais en même temps suffisamment grosses pour diffuser assez de lumière et être repérées par la caméra. Ces particules doivent avoir un taux de sédimentation faible et, si possible, un fort indice de réflexion par rapport au milieu ambiant.
- La concentration des particules doit être suffisante pour assurer une bonne résolution spatiale tout en restant suffisamment faible pour ne pas surcharger l'écoulement étudié par ces traceurs (en modifiant la densité).

Pour cette étude, on a utilisé des particules d'huile d'olive produites par un générateur de particules de marque LaVision. Le diamètre des particules produites par ce générateur est compris entre 1 et 2 μm selon le fabricant.

II.3.1.2 Nappe laser

Pour effectuer les mesures PIV, il faut disposer d'un plan lumineux de forte intensité pour éclairer les particules utilisées comme traceurs. Ce plan lumineux est généré par un laser de type Nd : YLF NewWave Pegasus d'une énergie de 10 mJ et de longueur d'onde égale à 527 nm à une fréquence optimale de 1 kHz. La nappe laser obtenue par une combinaison de lentilles cylindriques est réglable en épaisseur jusqu'à un minimum de 0.5 mm dans la section de mesure. L'éclairage utilisé est de type pulsé : deux cavités permettent d'avoir deux impulsions séparées d'un intervalle de temps à régler en fonction des vitesses à mesurer.

II.3.1.3 Prise d'images

Le choix de la caméra se fait sur plusieurs critères : sa résolution (dimensions du capteur), sa sensibilité (dimensions des pixels), le nombre d'images par seconde souhaité (la fréquence d'acquisition), la durée d'acquisition (la capacité du buffer), etc...

On choisit l'objectif adéquat en fonction de la taille du champ étudié et du grossissement souhaité, sans oublier de prendre en compte la place disponible pour positionner la caméra par rapport au dispositif expérimental.

Connaissant la taille du champ à examiner et un ordre de grandeur de la vitesse maximale de l'écoulement, il est possible d'en déduire d'une part, la taille qui correspond à un pixel dans le champ, et d'autre part, la distance approximative en pixels parcourue par une particule pour un intervalle de temps Δt donné. Un bon choix de Δt doit correspondre à un déplacement inférieur au tiers de la largeur de l'imagette d'analyse.

Le système PIV utilisé pour cette étude est doté d'une caméra Phantom V9 qui comporte un capteur de 1200 x 1632 pixels². La camera est équipée d'un objectif Nikon de focale 80 mm placé à une distance du plan de mesure égale à 50 cm.

La fréquence d'acquisition des couples d'images (PIV) dépend de la capacité du capteur CCD utilisé et de la taille du champ considéré. Le capteur CCD est un capteur photoélectrique qui convertit les photons reçus en un signal électrique. Dans le cas d'un confinement de petite taille, il est possible d'augmenter la fréquence d'échantillonnage. Pour une plaque pleine ou fendue, les fréquences d'échantillonnage utilisées sont respectivement de 2500 Hz, 1500 Hz et 1100 Hz pour les confinements de distances réduites $\frac{L}{H} = 2$, $\frac{L}{H} = 4$ et $\frac{L}{H} = 6$ respectivement. Pour les mesures du jet libre, la fréquence d'échantillonnage est de 1000 Hz.

Un choix du décalage temporel Δt entre deux images trop important ou trop faible va entraîner des erreurs dans l'inter-corrélation. Δt a été estimé par la formule suivante : $\Delta t = \frac{0.25 \cdot d}{M \cdot U_{max}}$, où d est la largeur de la fenêtre d'interrogation, M le grossissement et U_{max} la vitesse maximale dans le champ étudié (El Hassan (2008)).

II.3.1.4 Synchronisation

Un éclairage continu de la nappe demanderait trop d'énergie. C'est pourquoi on utilise un laser pulsé à deux cavités en synchronisant les impulsions et l'enregistrement des caméras. La

synchronisation entre le laser et la caméra est commandée par un contrôleur de LaVision ; un contrôleur à grande vitesse (High Speed Controller - HSC) permet de générer des trains d'impulsions pour enregistrer des doublets d'images de l'écoulement à une fréquence qui peut atteindre 50 kHz. Chaque impulsion est constituée de deux TTL séparés d'un certain intervalle de temps Δt géré par le HSC (Figure II.8) qui déclenche le laser en se référant à un signal périodique (trigger). Le laser éclaire périodiquement et brièvement le plan de mesure. La caméra, est déclenchée à la même cadence que le laser et de façon parfaitement synchrone, afin d'exposer le capteur CCD sur une durée plus petite que celle de l'impulsion laser et centrée sur le pic de cette impulsion.

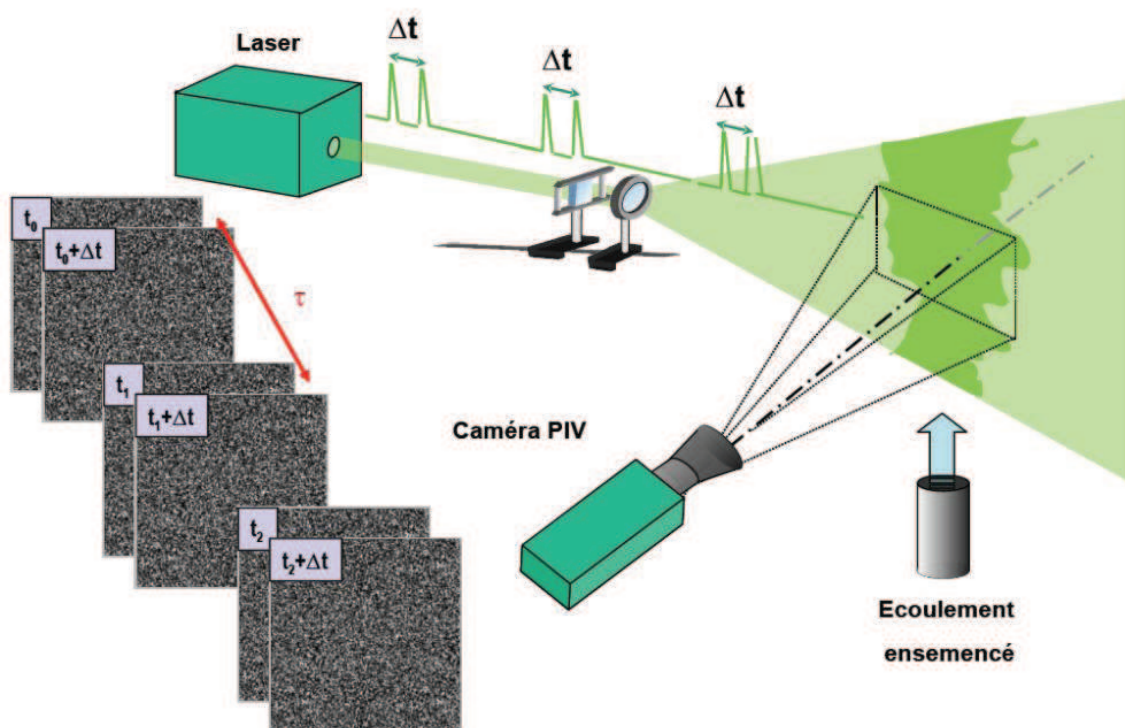


Figure II.8 : Principe d'acquisition haute cadence. (Lecordier et Trinité (2005))

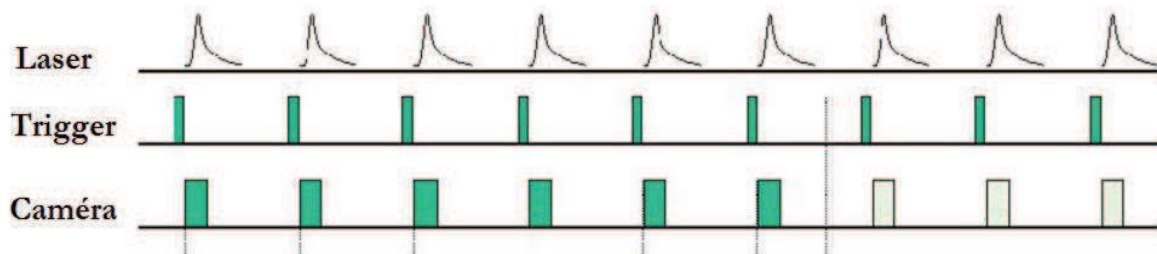


Figure II.9 : Principe du contrôleur

II.3.1.5 Traitement des données

On divise l'image en imagerie de préférence carrées. On associe une vitesse à chaque imagerie correspondant au déplacement des particules dans l'imagerie pendant le temps Δt . Les tailles couramment utilisées pour ces imagerie vont de 16×16 à 128×128 pixels.

Le choix de la taille de la zone de scrutation est fixé en fonction de la dynamique de l'écoulement, de la résolution voulue et de la taille des particules. Entre deux images, une particule doit pouvoir se déplacer au sein de la zone de scrutation à laquelle elle appartient d'une distance qui n'excède pas le quart de la taille de cette zone. Le nombre de particules contenues dans une zone de scrutation doit également être suffisant pour pouvoir estimer la vitesse de déplacement du fluide à l'intérieur de la zone (Koched (2011)).

Lorsque ces conditions sont réunies, la fonction de corrélation présente un pic principal (*Figure II.7*), dont la position par rapport au centre de l'imagerie correspond au déplacement des particules entre le temps t et $t + \Delta t$ (doublet d'image) ; on en déduit la vitesse, $V = \frac{\text{déplacement}}{\Delta t}$.

Lorsque l'écoulement possède un caractère tridimensionnel accentué, les particules ne restent pas toutes dans la nappe laser d'épaisseur 0.5 mm entre deux prises de vue. Les particules dont la vitesse fait un angle important avec le plan laser ne sont donc pas prises en compte, ce qui entraîne une erreur sur la vitesse moyenne et une atténuation du pic de corrélation. Cette erreur diminue lorsque l'on épaissit la tranche, l'inconvénient étant alors la diminution de l'énergie qui éclaire les particules (Prabel (1985)).

Dans le cas où l'on se trouve en présence d'importantes disparités dans les vitesses de déplacement des particules dans une même zone de l'écoulement, les positions initiales ou finales des particules les plus rapides vont se trouver à l'extérieur de la zone de scrutation et le calcul va se fonder sur les seules particules plus lentes, ce qui biaisera les mesures par PIV en sous-estimant le champ de vitesse. Lorsque de forts gradients de vitesse sont ainsi présents dans l'écoulement, le choix théorique du délai entre deux images ne sera pas le même pour toutes les imagerie. Une seule paire d'images ne permettra donc pas d'obtenir complètement les champs de vitesses. Plusieurs intervalles entre les impulsions devront être choisis, ce qui complique singulièrement les expérimentations. Dans les zones pariétales, qui sont des zones à forts gradients, les mesures sont de plus particulièrement perturbées par les réflexions parasites.

Dans nos expériences, l'acquisition des données a été effectuée avec le logiciel Davis 7.0 de LaVision. Les images sont traitées par un algorithme de corrélation multigrille adaptatif.

Deux types de grossissement sont à prendre en compte sur les mesures de PIV. D'abord le grossissement ' G_1 ' entre l'image réelle et l'image imprimée sur le capteur CCD qui est introduit par l'objectif utilisé ; il est de l'ordre de 0.4 dans nos configurations de mesures. Ensuite le grossissement ' G_2 ' entre l'image CCD et l'image obtenue sur le logiciel de traitement ; on l'obtient en divisant les dimensions de l'image calibrée par les dimensions en pixels, ce qui donne une valeur de 8.5 pour nos mesures. Le grossissement global ' G ' mesuré entre l'image réelle et l'image du logiciel est de l'ordre de 3.4, ce qui correspond au produit des deux grossissements $G_1 \cdot G_2$.

L'imagette définitive est composée de fenêtres de 32x32 pixels avec 75% de chevauchement soit un espacement de 8 pixels. Les lacunes sont comblées à l'aide d'une interpolation bilinéaire. Dans les images PIV, les particules d'huiles occupent en moyenne entre 2 et 3 pixels.

II.3.1.6 Différents paramètres de l'expérience

Le tableau 1 résume les différents paramètres utilisés dans nos expériences en fonction des rapports de confinement $\frac{L}{H}$ expérimentés. La résolution est la même pour les configurations de plaque pleine ou fendue.

Confinement	$\frac{L}{H} = 2$	$\frac{L}{H} = 4$	$\frac{L}{H} = 6$	Jet libre
Résolution en pixels	1040 x 304	1136 x 504	1136 x 712	608 x 1200
Fréquence du Laser (Hz)	2500	1500	1100	1000
Nombre de couple d'images	2500	1500	1100	1000

Tableau 1 : paramètres expérimentaux de nos campagnes de mesures PIV

II.3.1.7 Estimation des erreurs de nos mesures PIV

Les mesures PIV sont sujettes à de nombreuses sources d'erreurs. La première d'entre elles est relative aux traceurs utilisés pour le suivi de l'écoulement. La capacité d'ensemencement doit être limitée car l'écoulement ne doit pas être perturbé par la présence des particules et la surface efficace projetée sur le plan de la caméra des particules présentes dans l'écoulement doit rester faible par rapport à la surface totale, pour éviter autant que possible que certaines particules n'en masquent d'autres. C'est pourquoi la taille, la densité et le déplacement des particules sur l'imagette de scrutation ont beaucoup d'influence sur la précision des mesures. En pratique, la

zone de scrutation utilisée doit contenir un nombre de particules au minimum égale à cinq (Keane et Adrian (1992)) avec un diamètre minimum à ajuster en fonction de l'application (Raffel et Kompenhans (1994)). L'image doit être nette et sans aberrations optiques.

Prasad et al. (1992) ont recommandé une taille optimale de l'image des particules de 3 à 4 pixels. Dans ce cas, l'incertitude de mesure est estimée à environ $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{20}$ de la taille de l'image de la particule sur le capteur CCD. Pour les écoulements étudiés ici, la taille de l'image de la particule est de 3 pixels en moyenne. On considère alors que les erreurs dues aux traceurs utilisés sont de l'ordre du dixième du diamètre de l'image de la particule. Cette erreur est normalisée par le déplacement moyen des particules qui varie en fonction du nombre de Reynolds.

Selon Raffel, et al. (2007), l'erreur de biais sur les valeurs des vitesses mesurées par la PIV liée à l'exactitude de l'interpolation gaussienne à l'échelle inférieure au pixel est donnée par :

$$U_{\text{erreur}} = 0.1 \left[S_{\text{pix}} \cdot \frac{M}{\Delta t} \right] \quad (II.1)$$

où S_{pix} est la taille du pixel, M le facteur d'échelle de l'image, et Δt le pas de temps entre deux images successives. Dans la présente expérience, $S_{\text{pix}} = 11.5 \mu\text{m}$, $M = 3.4$ et Δt dépend du nombre de Reynolds. Le tableau 2 montre l'estimation des erreurs pour différents nombres de Reynolds.

	Re=2824	Re=4415	Re=8590	Re=12142	Re=19675
Déplacement moyen en μm pendant Δt	261	238	277.83	280.5	242.4
Erreur de déplacement	1.32%	1.45%	1.24%	1.23%	1.42%
Erreur de biais	1.50%	1.64%	1.41%	1.39%	1.61%
Erreur totale	2.82%	3.09%	2.65%	2.62%	3.04%

Tableau 2 : estimation des erreurs sur nos mesures PIV

II.3.2 Mesures du champ acoustique

Simultanément avec les mesures PIV, des mesures de la pression acoustique rayonnée ont été effectuées respectivement à l'aide d'un microphone placé derrière la plaque loin des perturbations aérodynamiques (*Figure II.10*).

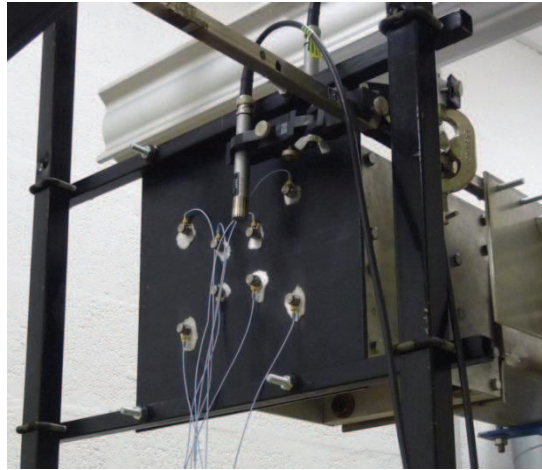


Figure II.10 : Mesures du champ acoustique (microphone)

Le microphone utilisé est un B&K champ libre 1/2" Type 4189 qui a une plage de sensibilité de 7Hz à 20kHz. Pour les mesures du champ acoustique, la fréquence d'échantillonnage est prise égale à 5000Hz. Les signaux du microphone sont traités avec un amplificateur/conditionneur B&K Nexus avant d'être enregistrés via une carte d'acquisition National Instruments PXI-6224 montée sur une centrale d'acquisition National Instruments PXI 1044l (*Figure II.11*).

L'acquisition des données est réalisée à l'aide du logiciel LabView, qui est un outil complet pour effectuer des mesures et leur traitement en temps réel (analyse fréquentielle, statistiques, etc.).

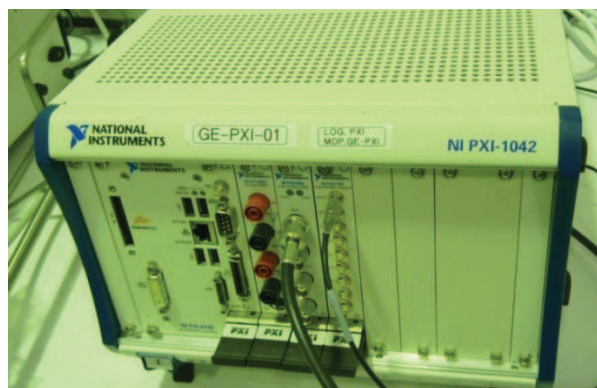


Figure II.11 : Centrale d'acquisition NI

II.4 Traitement des mesures expérimentales

Les étapes du traitement effectué à partir des couples d'images PIV brut de l'écoulement étudié sont montrées sur la Figure II.12. Cette démarche est adoptée pour toutes les configurations considérées.

À partir de la série d'images PIV brutes (Figure II.12-1), le champ moyen est d'abord calculé (Figure II.12-2) puis soustrait de toutes les images instantanées. Cette étape permet de minimiser le bruit de fond et les réflexions dues aux particules qui ne sont pas dans le plan de mesure constitué par la nappe du laser : une image filtrée obtenue est montrée sur la Figure II.12-3. Les doublets d'images ainsi traitées permettent d'obtenir le champ des vecteurs vitesses (Figure II.12-4). La Figure II.12-5 montre la superposition du champ des vecteurs vitesses et du champ de vorticité (en couleur)  galement calculé à partir des doublets d'images filtrées du type de la Figure II.12-3. La Figure II.12-6 présente un exemple de traitement où ont été extraits le champ de la vitesse longitudinale et ses profils à différentes distances de la sortie de la bouche de soufflage.

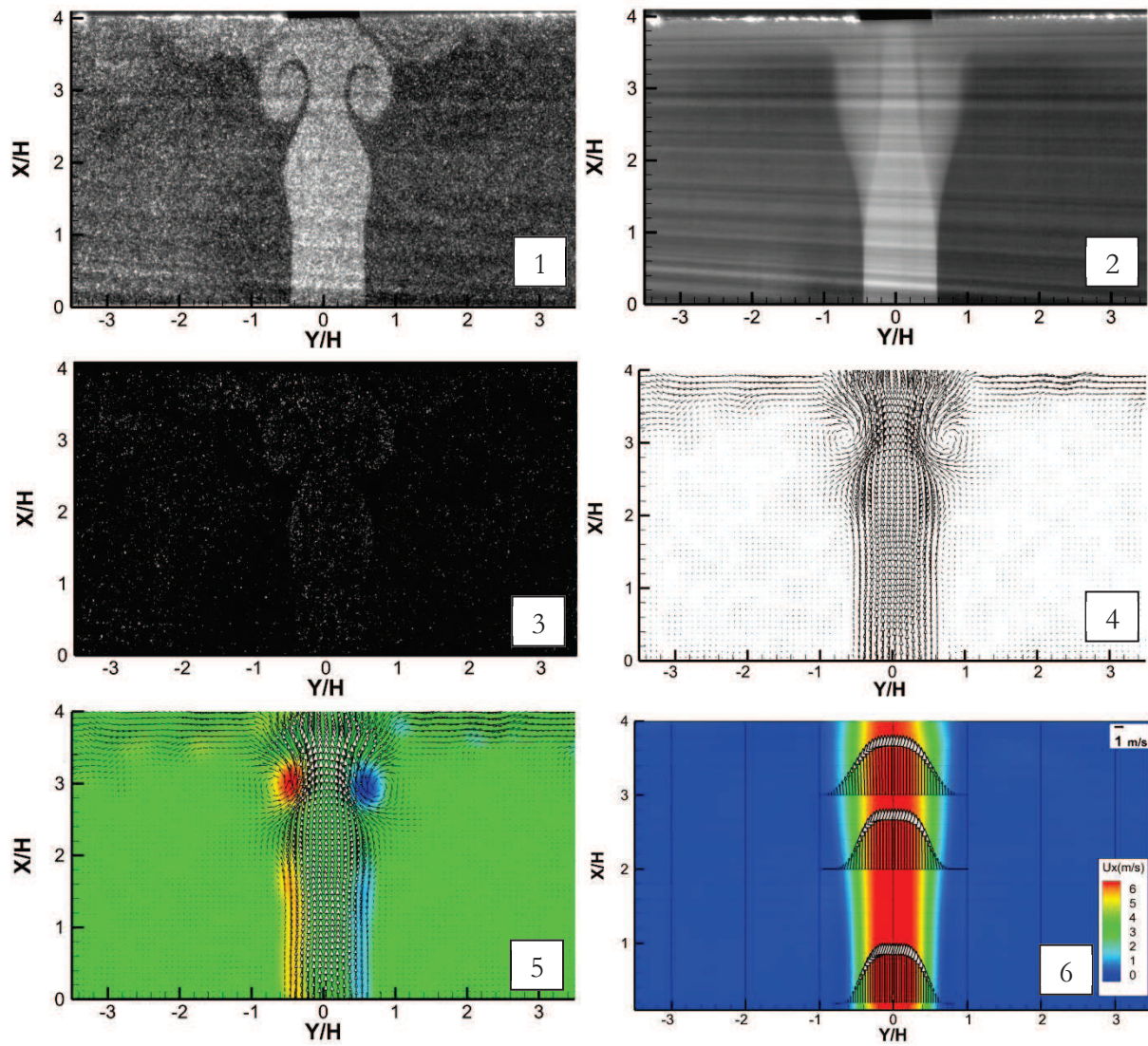


Figure II.12 : Exemple d'une chaîne de traitement : (1)-Champ brut, (2)-Champ moyen, (3)- Champ brut duquel il est soustrait le champ moyen, (4)-Champ des vecteurs vitesses, (5)-Champ de vorticité, (6)- Vitesse longitudinale

II.5 Bilan

Ce chapitre a consisté à décrire le dispositif expérimental aéroacoustique mis au point pour générer des écoulements de type jet plan en présence d'un obstacle constitué d'une plaque fendue ou non, ainsi que l'appareillage métrologique utilisé. Les mesures de pression acoustique sont réalisées par des microphones tandis qu'un système de mesures PIV permet simultanément de prendre des images instantanées du champ de l'écoulement étudié. La chaîne de traitement des mesures effectuées a également été présentée.

Chapitre III.

Caractérisation des écoulements étudiés

III.1	Introduction	56
III.2	Les paramètres d'influence	56
III.3	Convergence statistique.....	58
III.4	Classement et propriétés des écoulements étudiés.....	62
III.4.1	Décroissance de la vitesse axiale	62
III.4.2	Conditions initiales.....	64
III.5	Bilan.....	69

III.1 Introduction

Malgré le très grand nombre d'études concernant les jets et leurs caractéristiques, il n'existe pas de références bibliographiques propres aux écoulements qui sont considérés dans cette étude (Jet plan heurtant une plaque fendue). De ce fait, il est important tout d'abord de caractériser ces écoulements, de les distinguer des jets libres et des autres types de jets en interaction avec un obstacle, de mettre en évidence l'évolution de leurs grandeurs caractéristiques propres et d'analyser l'influence des effets d'inertie et de confinement sur ces grandeurs.

Ainsi dans cette partie, les écoulements considérés sont caractérisés et les conditions initiales en sont déterminées. Les champs moyens et fluctuants sont calculés grâce aux mesures PIV et les profils des grandeurs liées à la vitesse sont tracés.

III.2 Les paramètres d'influence

La vitesse maximale du jet à la sortie du convergent est de 33 m/s, ce qui correspond à un nombre de Mach d'environ $M_0 \approx 0.1$, une vitesse largement subsonique. Le nombre de Reynolds associé basé sur la hauteur du jet, H est défini par :

$$Re = \frac{U_0 \cdot H}{\nu} \quad (\text{III.1})$$

où U_0 est la vitesse moyenne à la sortie du convergent et ν est la viscosité cinématique de l'air (fluide constituant le jet et l'ambiance), $\nu \approx 1,56 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$ à $T=25^\circ\text{C}$ (température moyenne pendant la campagne de mesures (Juin-Juillet)). L'influence de la température du fluide de soufflage sur le bruit de fente a été étudiée par Glessner et al. (2005). Dans la présente configuration et pour des écarts de température entre le fluide de soufflage et le fluide ambiant de l'ordre de 25°C , aucun changement notable du comportement du système n'est observable.

Le nombre de Strouhal associé est défini par :

$$St_H = \frac{f_0 H}{U_0} \quad (\text{III.2})$$

où f_0 est la fréquence fondamentale des structures tourbillonnaires cohérentes et H la hauteur du jet.

Grâce à un variateur qui commande le compresseur d'air employé, on a pu explorer une plage de nombre de Reynolds ($Re = \frac{U_0 H}{\nu}$) allant de 1900 jusqu'à 23000 avec un pas de 600. Cette gamme a

été choisie de façon à couvrir deux zones de rétroaction acoustique distinctes (rétroactions directe et indirecte) ainsi que la transition entre les deux régimes (*Figure III.1*)

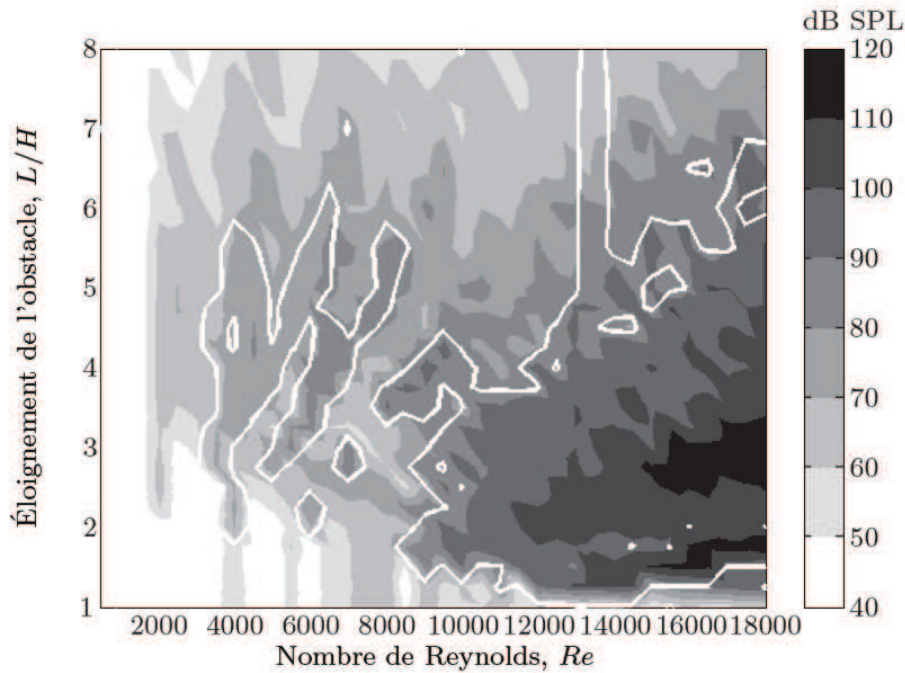


*Figure III.1 : Niveau de pression acoustique en fonction du confinement $\frac{L}{H}$ et du nombre de Reynolds Re .
(Glesser (2006))*

Plusieurs distances de confinement (L) séparant la plaque d'impact de la sortie du jet ont été considérées. H étant la hauteur du jet à sa sortie, les rapports $\frac{L}{H}$ considérés sont 2, 4, et 6. Les jets libres et heurtant une plaque pleine ont été également considérés.

Le nombre de Reynolds influe directement sur le mode aérodynamique du jet et donc sur le phénomène de rétroaction qui y est attaché. Ce type de jet est en effet caractérisé par une couche de mélange où les premières ondulations tourbillonnaires apparaissent près du convergent et grandissent progressivement en avançant vers l'aval. Les tourbillons peuvent adopter, selon la configuration, deux modes, symétrique ou antisymétrique, et peuvent subir le phénomène d'appariement en fonction du confinement et du nombre de Reynolds. La *Figure III.2* montre ainsi un exemple d'images PIV pour deux nombres de Reynolds différents. Elles ont été obtenues par soustraction aux images brutes la moyenne des vitesses calculée sur 500 couples d'images (nombre à partir duquel la convergence statistique est atteinte). On observe ici un changement du mode aérodynamique des tourbillons qui passe de symétrique pour $Re=4415$ à antisymétrique pour $Re=6253$.

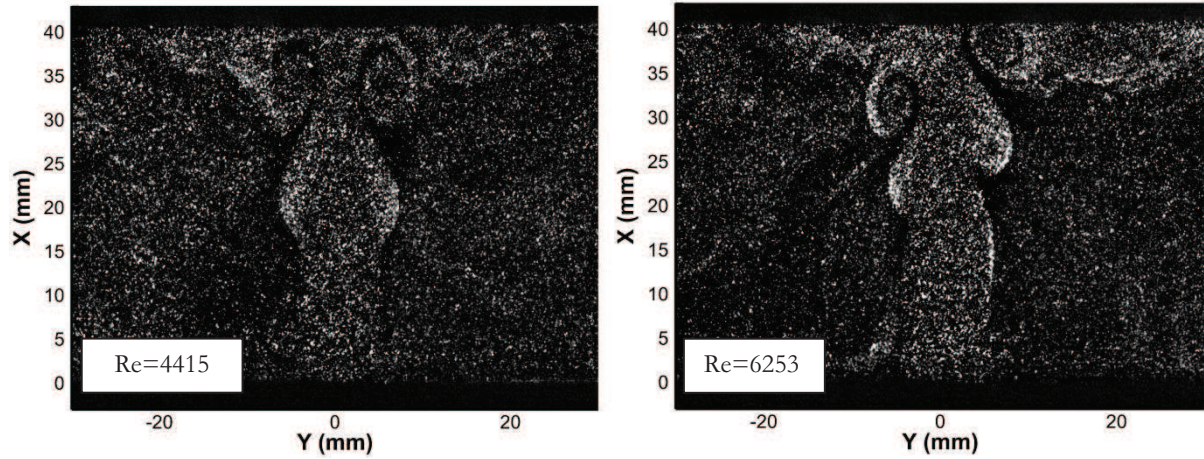


Figure III.2 : Images PIV pour $\frac{L}{H} = 4$. $Re=4415$: mode symétrique des tourbillons. $Re=6253$: mode antisymétrique des tourbillons. (Plaque fendue située à $X=40$ mm)

III.3 Convergence statistique

Afin d'exploiter les mesures, il est nécessaire d'obtenir systématiquement les valeurs moyennes des grandeurs de l'écoulement pour un instant donné. Or ces grandeurs par nature fluctuent constamment au cours du temps. Il faut donc effectuer la moyenne des valeurs instantanées de ces grandeurs sur un intervalle de temps assez grand pour obtenir une valeur stabilisée : et la convergence statistique de ce processus de calcul de moyennes doit aussi être vérifiée. On a ainsi tracé les courbes de convergence statistiques des mesures expérimentales pour différents rapports de confinements et différentes valeurs du nombre de Reynolds. Sur la *Figure III.3* est présenté un exemple de champ instantané sur lequel sont repérées les positions des trois points choisis (P1, P2 et P3). La convergence statistique des mesures est calculée pour un rapport de confinement de $\frac{L}{H} = 4$ et deux nombres de Reynolds, respectivement $Re=12142$ et $Re=19675$, ce qui correspond à une valeur élevée dans le cadre de l'expérience.

Les deux points P1 et P2 sont situés sur l'axe du jet ($\frac{Y}{H} = 0$). Le point P1 se trouve dans la zone proche du convergent à $\frac{X}{H} = 1$ et P2 est situé dans la zone proche de la plaque d'impact à $\frac{X}{H} = 3$.

Le troisième point P3 est choisi proche de la paroi et loin de l'axe du jet ($\frac{X}{H} = 3.5$ et $\frac{Y}{H} = -1.5$).

(voir *Figure III.3*)

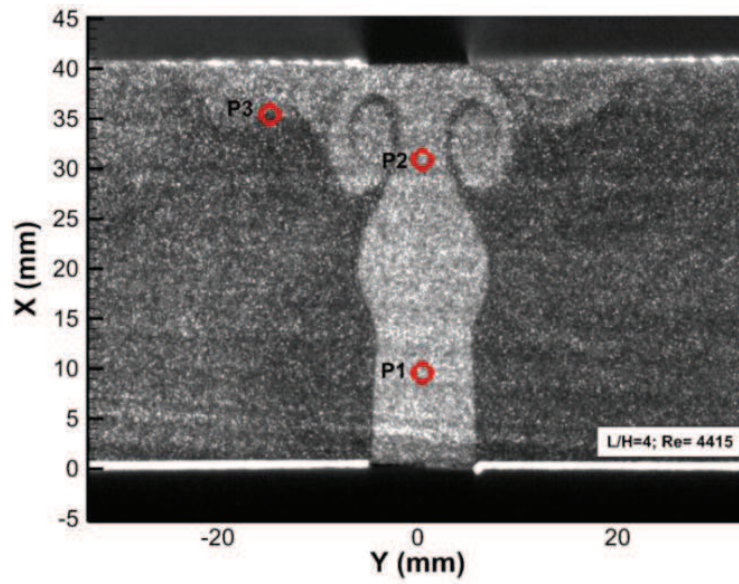


Figure III.3 : Mesure PIV. P1, P2 et P3 : points de vérification de la convergence statistique.

En observant les courbes sur les Figures III.4 et III.5, un nombre d'images égal à 500 peut être considéré comme seuil de convergence valable pour les deux nombres de Reynolds présentés. À partir de ce seuil, les différentes grandeurs de la vitesse (u , v , u_{rms} et v_{rms}) tendent vers une valeur constante aux 3 points choisis dans différentes régions du jet et pour des nombres de Reynolds élevés.

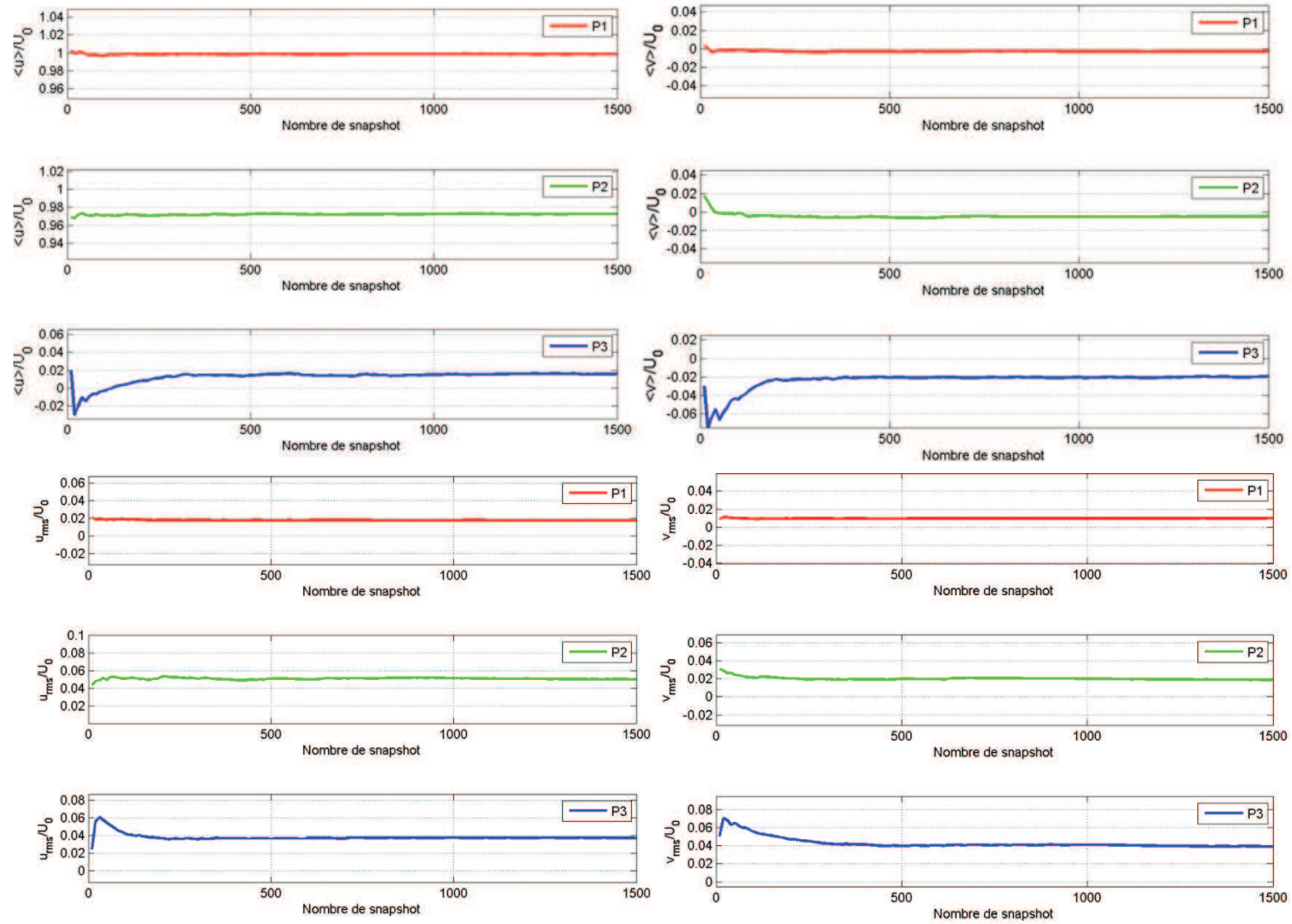


Figure III.4 : Convergence statistique aux points P1, P2 et P3. $\frac{L}{H} = 4$ et $Re=12142$

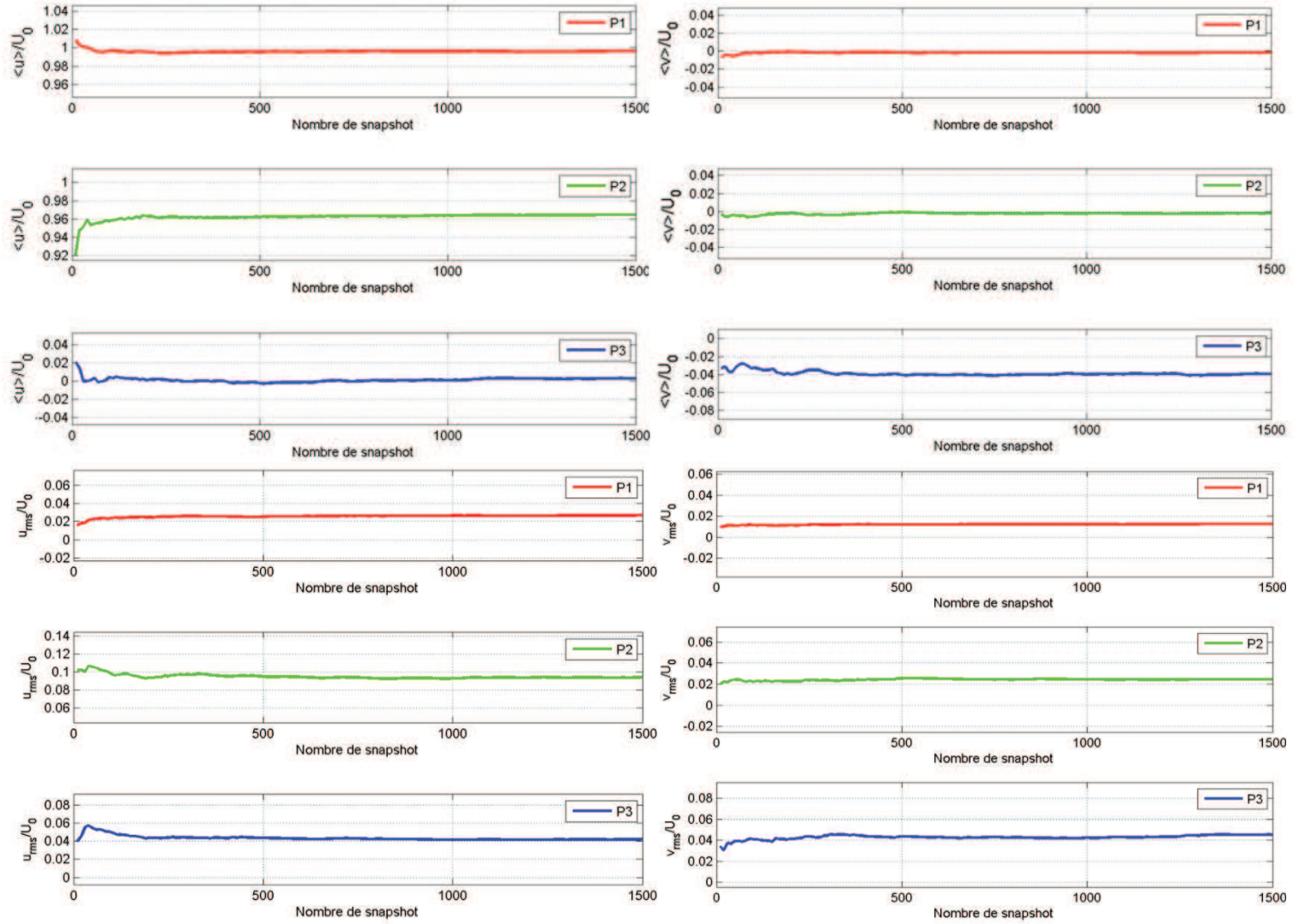


Figure III.5 : Convergence statistique aux points P1, P2 et P3. $L/H=4$ et $Re=19675$

III.4 Classement et propriétés des écoulements étudiés

III.4.1 Décroissance de la vitesse axiale

Afin de pouvoir situer les écoulements ici considérés parmi l'ensemble des jets libres et heurtant une surface rigide abordés dans la littérature, un ensemble de ces configurations est considéré dans le cadre de la présente étude et des graphes comparatifs sont tracés. La *Figure III.6* montre la décroissance de la vitesse moyenne longitudinale (u) mesurée sur l'axe d'un jet qui vient heurter respectivement une plaque fendue et une plaque pleine et sur l'axe d'un jet libre. La longueur du cône potentiel du jet libre est égale à environ 4 fois la hauteur du jet (H). Cette longueur diminue dans le cas d'un jet heurtant une surface rigide du fait de l'interaction avec l'obstacle.

La décroissance de la vitesse axiale lorsque le jet heurte la plaque fendue est plus tardive que lorsqu'il heurte la plaque pleine. Dans le cas de la plaque pleine, le profil de la vitesse axiale est directement influencé par l'existence de l'obstacle (plaque pleine), tandis que les couches de mélange induisent essentiellement la décroissance de la vitesse dans le cas de la plaque fendue.

Si l'on observe l'évolution de la vitesse axiale du jet qui heurte une plaque fendue située à $\frac{x}{H} = 4$, on constate qu'il est possible de l'identifier à un jet libre jusqu'à $\frac{x}{H} = 3$ environ. À partir de cette distance, la vitesse axiale décroît et trace une évolution à mi-chemin entre celle du jet libre et celle du jet qui frappe une plaque pleine pour le même rapport de confinement $\frac{x}{H} = 4$.

La décroissance de la vitesse axiale pour différents confinements est montrée sur la *Figure III.7* pour un nombre de Reynolds $Re = 8590$. Le comportement du jet qui heurte la plaque fendue est toujours similaire à celui du jet libre jusqu'à une certaine distance de la plaque comprise entre H et $2H$. En fait, l'air qui se déplace sur l'axe du jet passe à travers la fente et la vitesse axiale ne décroît donc qu'à proximité de la plaque, où la couche de mélange interagit avec la plaque et crée une zone de freinage du fluide près de la surface de l'obstacle. La longueur du cône potentiel défini à $0.99 \cdot U_0$ dépend de ce fait de la distance de confinement.

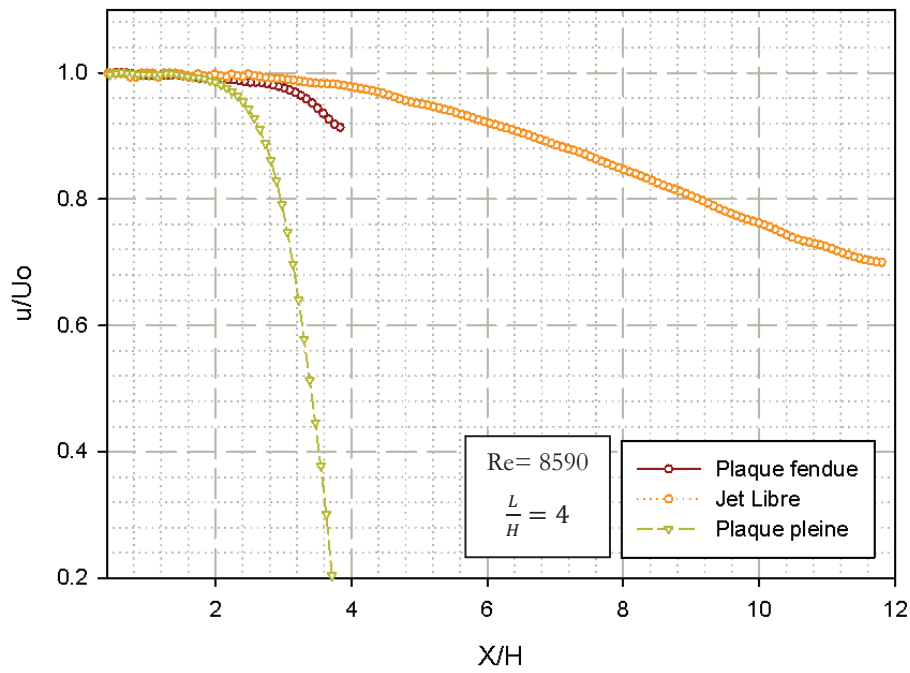


Figure III.6 : Décroissance de la vitesse axiale. Positionnement du jet qui heurte une plaque fendue par rapport au jet libre et au jet qui heurte une plaque pleine.

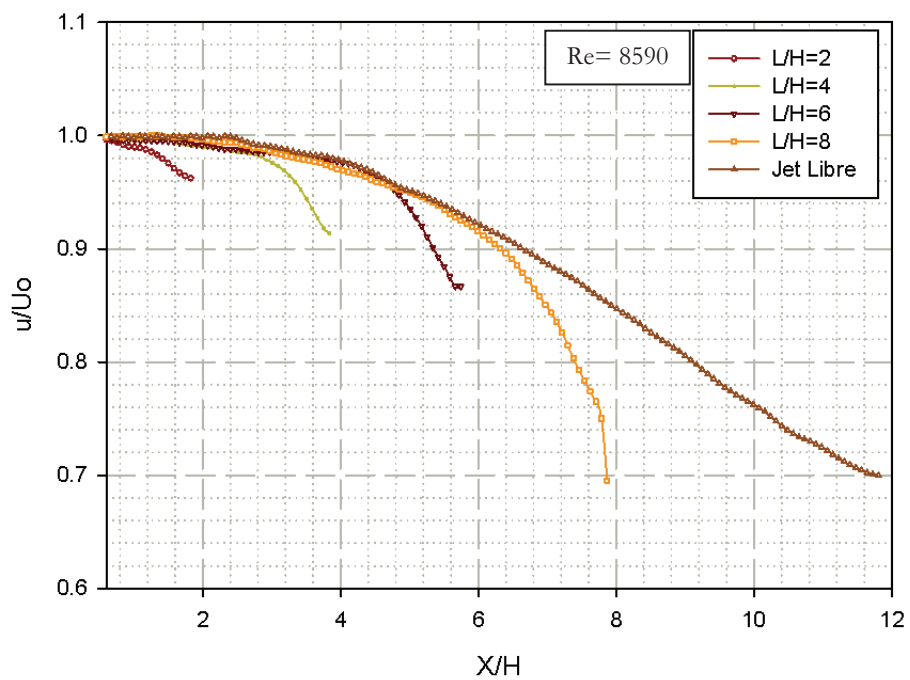


Figure III.7 : Décroissance de la vitesse axiale pour un jet heurtant une plaque fendue pour différents confinements et un jet libre. $Re = 8590$.

III.4.2 Conditions initiales

Les conditions initiales du jet, notamment la géométrie de la buse, la vitesse et le taux de turbulence de l'écoulement à sa sortie, déterminent étroitement son développement vers l'aval jusqu'à l'interaction avec la plaque. Les composantes de la vitesse moyenne $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$ et les fluctuations de vitesse u_{rms} et v_{rms} sont prises dans les directions longitudinales et transversales respectivement suivant les axes X et Y (*Figure II.3*). Ainsi les profils de vitesse sont considérés à la sortie du jet (à $\frac{x}{H} = 0.5$) pour différents confinements ($\frac{L}{H} = 2, 4 \text{ et } 6$) et nombres de Reynolds.

Le champ moyen des vitesses du jet est obtenu en moyennant les 500 couples des champs des vitesses instantanés acquis à la fréquence d'échantillonnage utilisée, variable en fonction du confinement. Les confinements ont été choisis de façon à obtenir plusieurs configurations bruyantes et non bruyantes (*Figure III.1*).

Les profils des deux composantes longitudinale et transversale de la vitesse sont présentés sur la *Figure III.8* pour plusieurs nombres de Reynolds et pour les trois rapports de confinement considérés ($\frac{L}{H} = 2, 4 \text{ et } 6$). La distance entre la plaque et la sortie du jet n'influence pas directement les conditions initiales de vitesse : les profils de vitesse sont similaires pour des nombres de Reynolds équivalents dans les différents rapports de confinement. En effet, quand le jet interagit avec la plaque, les perturbations qui y sont créées n'ont pas d'influence sur le jet au-delà d'une distance à la paroi égale à la largeur de la buse ; le jet peut être considéré comme équivalent à un jet libre loin de l'obstacle (Levey (1960)). Les vitesses moyennes transversales $\langle v \rangle$ sont très faibles comparées aux vitesses moyennes longitudinales $\langle u \rangle$ et ne dépassent pas 1% de la vitesse maximale à la sortie du jet, ce qui prouve que l'écoulement est unidirectionnel.

La valeur de la vitesse moyenne longitudinale $\langle u \rangle$ présente un plateau au centre du jet qui devient de plus en plus large pour les hauts Reynolds. Pour les nombres de Reynolds les plus élevés, on peut observer une légère courbure au centre du jet en forme de M et une légère augmentation aux bords de la sortie du convergent ($\frac{y}{H} = \pm 5$). La vitesse moyenne $\langle u \rangle$ est très sensible au profil du convergent de sortie, au taux de turbulence qui y est engendré et aux conditions d'écoulement en amont. Le bas des profils de vitesse en forme de cloche s'élargit quand le nombre de Reynolds augmente et devient plus étroit quand le nombre de Reynolds diminue.

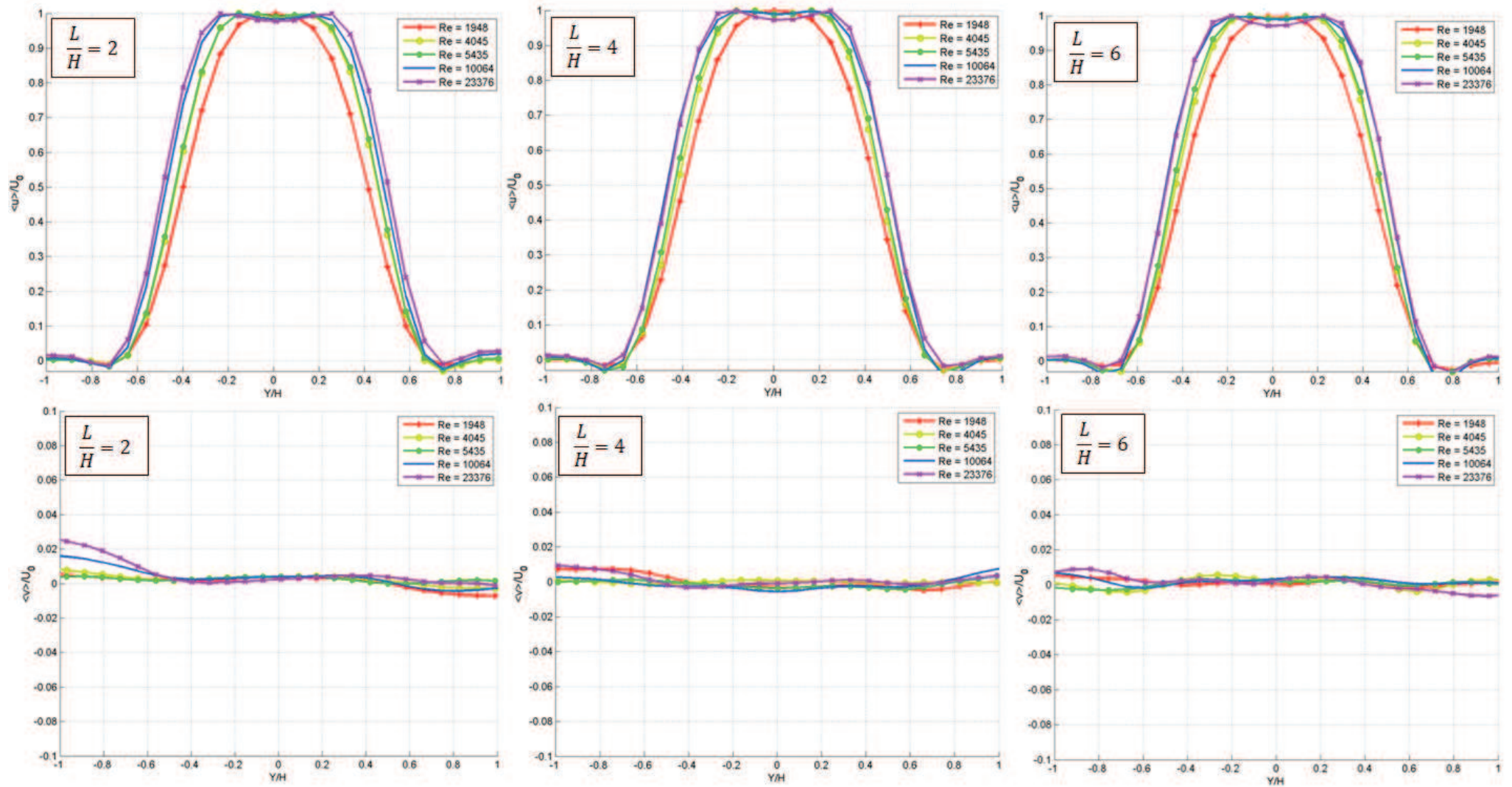


Figure III.8 : Profils de vitesses $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ à $\frac{x}{H} = 0.5$

Afin de montrer l'influence du confinement sur les profils de vitesses dès la sortie du jet et jusqu'à son arrivée à la paroi de la plaque, on a tracé sur la *Figure III.9* l'évolution de la vitesse longitudinale entre la sortie du jet et la plaque pour deux confinements et un nombre de Reynolds $Re=4415$. La forme des profils de vitesse devient de plus en plus parabolique en s'éloignant du convergent et en s'approchant de l'obstacle. Pour $\frac{L}{H} = 4$, le cône potentiel est au contact de l'obstacle, tandis que pour $\frac{L}{H} = 6$, le jet heurte la plaque après avoir dépassé la zone du cône potentiel et adopte des profils plus paraboliques à proximité de la paroi.

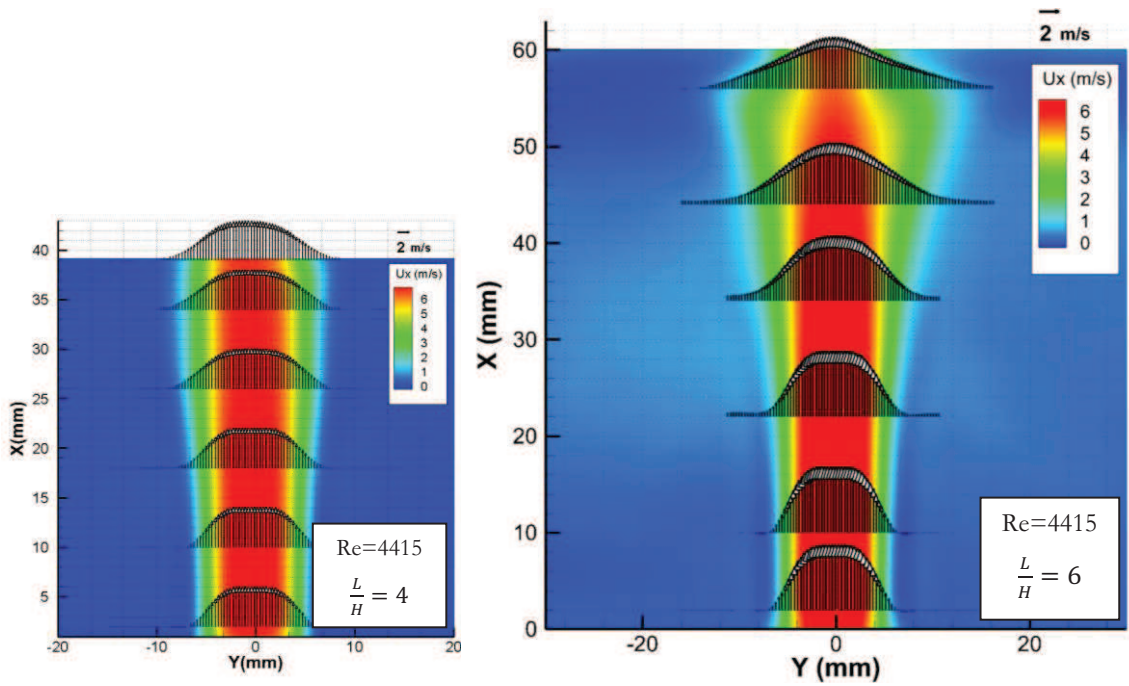


Figure III.9 : Champs moyens de la vitesse longitudinale : évolution transversale des profils de vitesses pour différentes distances entre la buse et la plaque.

Les moyennes quadratiques normalisées des fluctuations des vitesses longitudinales et transversales : $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ sont obtenues en moyennant 500 couples des champs de fluctuations des vitesses instantanés acquis à la fréquence d'échantillonnage utilisée en fonction du rapport de confinement.

Les profils du taux de turbulence (dans les deux directions X et Y) près de la sortie du jet ($\frac{x}{H} = 0.5$) sont tracés sur la *Figure III.10* pour plusieurs nombres de Reynolds et pour les trois confinements considérés ($\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6). Pour des nombres de Reynolds inférieurs à 4045, et

pour $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 , les profils de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ présentent un pic au centre du jet qui est de l'ordre de 3 à 4%. Sur les extrémités des profils ($\frac{Y}{H} = \pm 5$), pour les deux confinements $\frac{L}{H} = 4$ et 6 et pour toute la gamme des nombre de Reynolds considérée, le taux $\frac{u_{rms}}{U_0}$ présente deux pics qui augmentent avec le nombre de Reynolds sans excéder les 6%. Pour $\frac{L}{H} = 2$, le taux de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ sur les bords extérieurs atteint respectivement 6.5% et 8.5% pour les deux nombres de Reynolds égaux à 10064 et 23376. Ces valeurs sont similaires à celles des résultats des travaux effectués par Maurel (2001) sur le taux de turbulence pour des jets heurtant une surface rigide, où des variations entre 2 et 15% dans la direction principale sont mises en évidence. Le pic de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ dans les zones d'inflexion de la vitesse longitudinale est principalement lié aux conditions d'écoulement en amont dans le stabilisateur de volume, le conduit et le convergent. Le taux de turbulence augmente avec le nombre de Reynolds. Le profil du taux de turbulence dans la direction transversale $\frac{v_{rms}}{U_0}$ suit la même évolution que celle dans la direction longitudinale et reste de l'ordre de grandeur des erreurs.

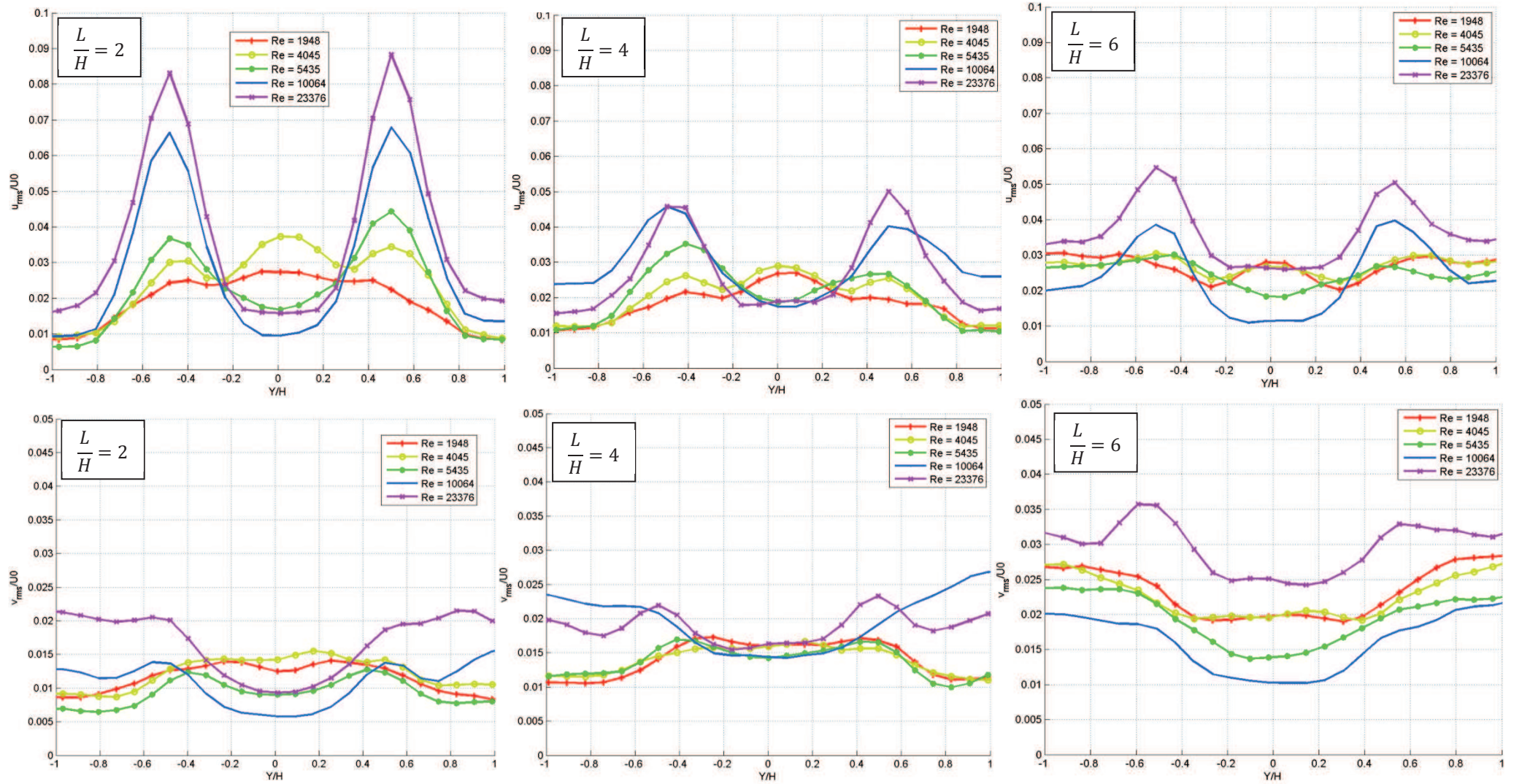


Figure III.10 : Profils des taux de fluctuations $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ à $\frac{X}{H} = 0.5$

Pour pouvoir caractériser le jet de manière générale, on peut donner le taux de turbulence moyen en fonction du nombre de Reynolds. Ainsi, sur la *Figure III.11* on a représenté l'évolution de ces taux de turbulence avec le nombre de Reynolds pour le confinement représentant les configurations les plus bruyantes ($\frac{L}{H} = 4$). On constate que le taux de turbulence ne dépasse pas 8% pour la gamme de Reynolds étudiée.

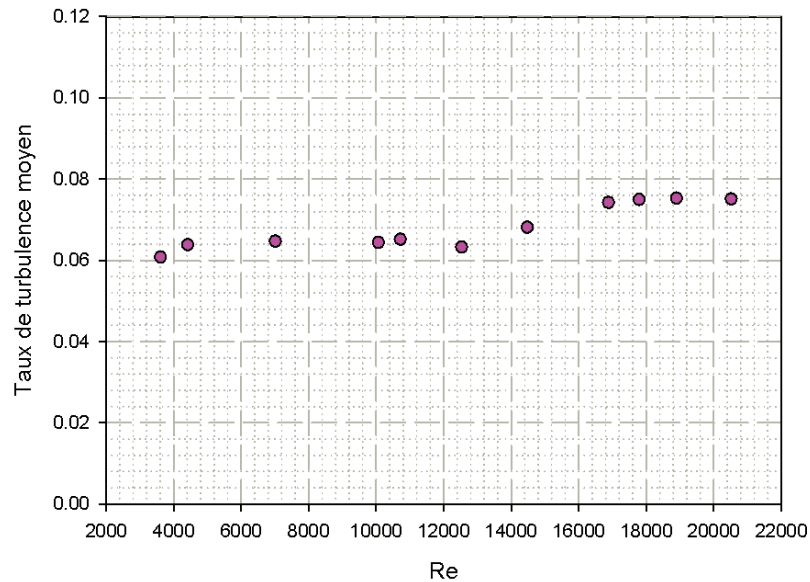


Figure III.11 : Taux de turbulence moyen en fonction du nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 4$

III.5 Bilan

Dans ce chapitre, ont été présentés dans un premier temps les paramètres qui influent sur les écoulements. La convergence statistique des mesures a été vérifiée dans un deuxième temps en plusieurs points de l'écoulement et pour différents nombres de Reynolds. Un nombre d'images égales à 500 peut être considéré comme seuil de convergence valable pour nos mesures.

La décroissance de la vitesse axiale du jet libre, heurtant une plaque pleine et fendue a été analysée. Le jet heurtant une plaque fendue présente des profils de vitesses qui se trouvent entre un jet libre et un jet heurtant une plaque pleine.

Enfin les profils moyens de vitesses et de fluctuations obtenus à la sortie du convergent ont été présentés pour trois rapports de confinement ($\frac{L}{H} = 2, 4 \text{ e } 6$) et différents nombres de Reynolds.

Chapitre IV.

Dynamique de l'écoulement et des structures tourbillonnaires entre la bouche de soufflage et la plaque fendue

IV.1	Introduction	72
IV.2	La vitesse axiale	72
IV.3	Évolution des grandeurs relatives à la couche de mélange	76
IV.3.1	Épaisseurs de la couche de mélange $B(x)$ et de $Y_{0.5}$	77
IV.3.2	Épaisseur de la quantité de mouvement $\theta(x)$	81
IV.3.3	Débit de quantité de mouvement $M(x)$	83
IV.3.4	Débit massique $Q(x)$	85
IV.4	Évolution des vitesses moyennes	86
IV.4.1	Influence du nombre de Reynolds	86
IV.4.2	Influence du confinement	98
IV.4.3	Champs moyens u et v	102
IV.5	Évolution des fluctuations des vitesses	104
IV.5.1	Influence du nombre de Reynolds	104
IV.5.2	Influence du confinement	109
IV.5.3	Champs moyens $urms$ et $vrms$	112
IV.6	Structures tourbillonnaires	115
IV.6.1	Critères de détection et suivi des structures tourbillonnaires	115
IV.6.2	Modes aérodynamiques	116
IV.6.3	Trajectoires et dimensions des tourbillons	118
IV.7	Bilan	120

IV.1 Introduction

Avant de s'intéresser aux interactions fluide-structure et aux configurations génératrices de bruit, il faut commencer d'abord à scruter l'écoulement afin d'analyser l'évolution de ses paramètres, puis en rechercher les corrélations avec le champ acoustique.

Dans cette partie on analysera donc l'influence du rapport de confinement et du nombre de Reynolds sur la dynamique des écoulements étudiés ainsi que sur les caractéristiques, le comportement et les trajectoires des grosses structures tourbillonnaires générées dans les couches de mélanges puis convectées par l'écoulement.

On présentera en fonction des deux facteurs cités et pour les configurations bruyantes, les évolutions des profils de vitesses moyennes et fluctuantes ainsi que les grandeurs relatives à la couche de mélange.

Ainsi, afin d'analyser l'influence du confinement et du nombre de Reynolds sur les grandeurs caractéristiques de nos écoulements, trois rapports de confinement sont considérés ($\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6) en faisant varier le nombre de Reynolds sur toute la plage allant du régime transitoire ($Re = 1948$) jusqu'au régime pleinement turbulent ($Re = 23376$).

Le critère λ_2 de Jeong et Hussain (1995)) sera ensuite utilisé pour détecter les structures tourbillonnaires afin de repérer et suivre leurs évolutions.

IV.2 La vitesse axiale

La couche de mélange est la source des interactions entre le fluide injecté et le fluide ambiant ; elle contribue à freiner l'écoulement ; ce freinage s'accroît avec l'épaisseur de la couche de mélange et ce processus affecte directement la vitesse axiale.

L'évolution de la vitesse moyenne axiale est présentée sur la *Figure IV.1* en fonction du nombre de Reynolds pour trois rapports de confinement $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 . Dans les cas où ce rapport est petit ($\frac{L}{H} = 2$ et $\frac{L}{H} = 4$), on remarque que la décroissance de la vitesse axiale s'accroît avec le nombre de Reynolds. Ceci peut être expliqué par l'épaississement de la couche de mélange quand le nombre de Reynolds augmente, comme on le constatera dans la section suivante. Pour ces deux confinements, la vitesse axiale reste supérieure à 90% de la vitesse initiale (U_0) ; en effet le

jet touche la plaque pour une distance inférieure à celle de la longueur du cône potentiel en champ libre (au minimum 4 fois la hauteur H) ce qui signifie que le cône potentiel se trouve à proximité de la fente.

Pour les confinements $\frac{L}{H} = 4$ et $\frac{L}{H} = 6$, la vitesse axiale décroît jusqu'à proximité de la fente de la plaque puis subit une légère accélération au passage par cette fente tandis que l'écoulement jusqu'ici en expansion se contracte. Cette accélération de l'écoulement observée quand le jet franchit la fente est due aux effets conjugués de l'aspiration, de la contraction et de l'absence de mélange du fluide à cet endroit.

Pour le confinement $\frac{L}{H} = 6$, la vitesse axiale ne décroît pas avec la même tendance que pour les confinements $\frac{L}{H} = 2$ et $\frac{L}{H} = 4$ en fonction du nombre de Reynolds. Pour ce confinement, le jet frappe la plaque à une distance supérieure à la longueur du cône potentiel et présente un mode de battement qui affecte le profil de la décroissance. Ainsi pour les faibles nombres de Reynolds ($Re < 4500$) la vitesse axiale diminue jusqu'à environ 75% de la vitesse initiale. En effet, pour ces bas Reynolds l'épaisseur apparente moyenne de la couche de mélange est plus importante ce qui produit davantage de freinage comme le montre le profil de vitesse axiale.

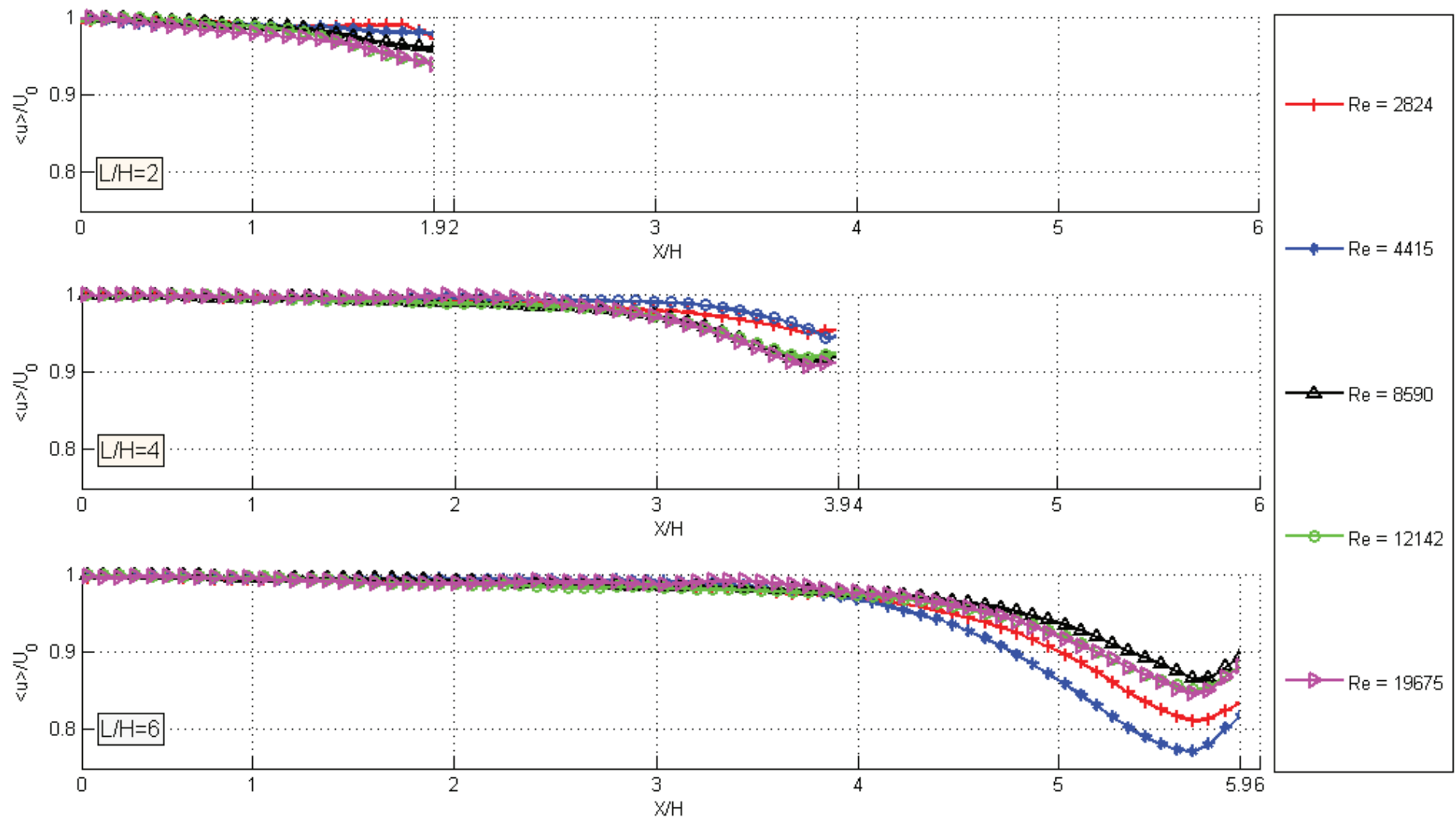


Figure IV.1 : Décroissance de la vitesse moyenne axiale pour le jet plan en interaction avec une plaque fendue pour différents confinements.

Le taux de la décroissance de la vitesse axiale qui indique la pente de la décroissance est indiqué également sur la *Figure IV.2* et calculé dans la région d'écoulement développé pour les deux confinements $\frac{L}{H} = 4$ et 6. Pour le confinement $\frac{L}{H} = 2$, la vitesse axiale ne présente pas de décroissance importante car la plaque est très proche du convergent. Lorsque le nombre de Reynolds est grand ($Re=8590, 12142, 19675$) la décroissance de la vitesse axiale est indépendante du confinement et est de l'ordre de 8 à 9%. Pour les régimes à faibles nombres de Reynolds la décroissance de la vitesse axiale est influencée par le confinement. En effet le phénomène du battement qui apparaît pour les faibles nombres de Reynolds et pour les grands rapports de confinements induit un taux de décroissance moins important que pour les nombres de Reynolds élevés, en l'absence de battement.

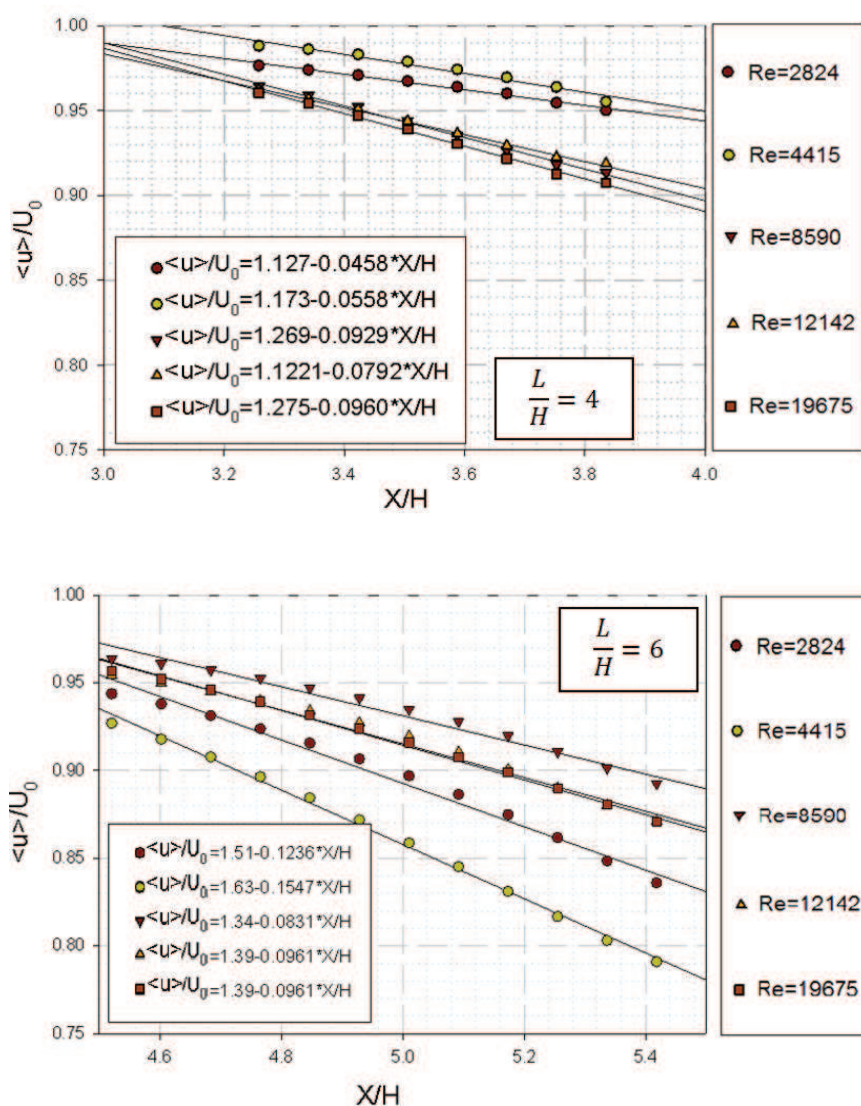


Figure IV.2 : Décroissance de la vitesse axiale dans la région d'écoulement développé.

IV.3 Évolution des grandeurs relatives à la couche de mélange

Dans cette section l'évolution des principales grandeurs relatives à la couche de mélange sont calculées en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de confinement.

La croissance de la couche de cisaillement des jets est identifiée par plusieurs quantités caractéristiques. La première est l'épaisseur de la couche de mélange. Comme on l'a mentionné dans la bibliographie, ce phénomène apparaît dans l'écoulement entre deux régions où les vitesses sont différentes. C'est donc une zone où l'on constate de forts gradients de vitesse.

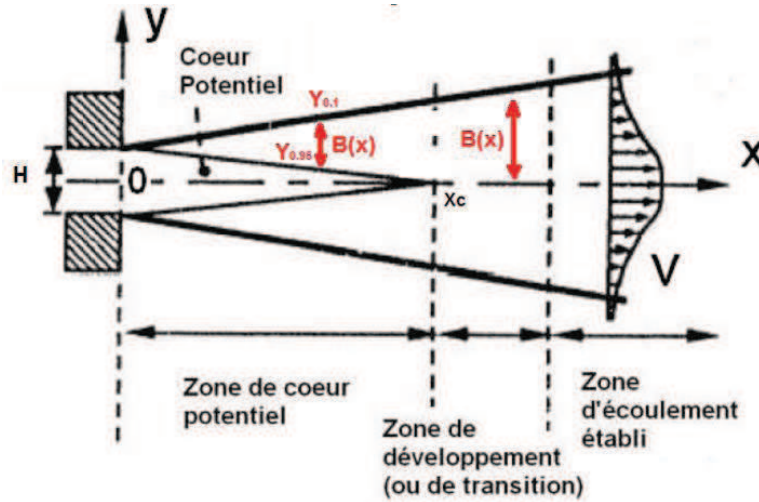


Figure IV.3 : Épaisseur de la couche de mélange $B(x)$

Dans le cas des jets étudiés ici, (Figure IV.3) cette zone se situe entre le cône potentiel ou l'axe du jet et la limite transversale de ce dernier. Cette limite est repérée expérimentalement par une vitesse égale à $0.1 * \langle u_{axe} \rangle$.

L'épaisseur de cette zone est notée B , telle que : $B(x) = Y_{0.1} - Y_{0.95}$ où $Y_{0.1}$ et $Y_{0.95}$ sont les positions transversales pour lesquelles $\langle u \rangle = 0.1 * \langle u_{axe} \rangle$ et $0.95 * \langle u_{axe} \rangle$ respectivement, $\langle u_{axe} \rangle$ étant la vitesse moyenne sur l'axe du jet à la position x considérée.

L'épaisseur de la zone de mélange peut également être estimée par l'évolution de $Y_{0.5}$ (position transversale pour laquelle la vitesse longitudinale vaut $\frac{\langle u_{axe} \rangle}{2}$).

Dans un second temps, on calcule l'épaisseur de quantité de mouvement du jet. Cette quantité θ représente la perte de quantité de mouvement due aux effets de viscosité dans la couche de mélange ; elle est définie selon Michalke (1965) par :

$$\theta(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\langle u(y) \rangle}{\langle u_{axe(x)} \rangle} \left(1 - \frac{\langle u(y) \rangle}{\langle u_{axe(x)} \rangle} \right) dz dy$$

Cette quantité se calcule expérimentalement, dans la région transversale comprise entre $Y_{0.95}$ et $Y_{0.1}$.

Une deuxième quantité caractéristique est le débit de quantité de mouvement. Le jet pénètre dans le fluide environnant grâce à son inertie à pression extérieure constante (pression atmosphérique). Si l'on reste loin de l'obstacle (plaque fendue), le gradient de pression dans la direction de l'écoulement peut ainsi être négligé ; il en résulte que le débit de quantité de mouvement $M(x)$ dans cette direction reste constant (Rivière (2008)). Ainsi l'évolution de cette quantité de mouvement est rendue adimensionnelle en la rapportant à M_0 , débit de quantité de mouvement à la sortie du jet, qui est tel que $M_0 = \rho \cdot S_0 \cdot U_0^2$ (avec S_0 section de sortie ($L_z * H$) et U_0 la vitesse moyenne longitudinale en sortie de buse ; L_z et H les dimensions de la bouche de soufflage).

$$M(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \langle u(x, y) \rangle^2 dz dy,$$

Du fait de l'entraînement naturel, le débit massique $Q(x)$ croît dans la direction de l'écoulement :

$$Q(x) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho \langle u(y) \rangle dz dy,$$

Son évolution avec les paramètres de l'écoulement (nombre de Reynolds et rapport de confinement) est analysée ici. $Q(x)$ est également rendu adimensionnel en le rapportant à Q_0 ; débit massique à la sortie du jet tel que $Q_0 = \rho \cdot S_0 \cdot U_0$.

IV.3.1 Épaisseurs de la couche de mélange $B(x)$ et de $Y_{0.5}$

L'épaisseur de la couche de mélange peut être évaluée ou mesurée à partir des profils moyens de vitesses du jet. Sur l'exemple de la *Figure IV.4* ($Re=4415$), on peut constater que l'évolution de la couche de mélange est bien visible et que sa quantification est aisée à partir du traitement systématique de plusieurs profils pour chaque coupe (Reynolds, confinement). Ainsi, on a étudié l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange ($B(x)$) avec le nombre de Reynolds et le rapport de confinement pour analyser l'influence de ces paramètres sur son évolution. Sur la *Figure IV.5*, on peut observer l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange en fonction des paramètres d'influence. On remarque d'abord que $B(x)$ croît avec le nombre de Reynolds. En

effet lorsque ce dernier augmente, l'entraînement devient alors plus important ce qui épaissit la couche de mélange. Contrairement à ce que la théorie établit en l'absence de couche limite, $B(x)$ a une valeur non nulle près de la sortie du jet. Ici, la présence d'une couche limite à la sortie du convergent modifie le profil initial de la vitesse moyenne du jet qui n'est pas droit mais dégressif (Figure IV.6).

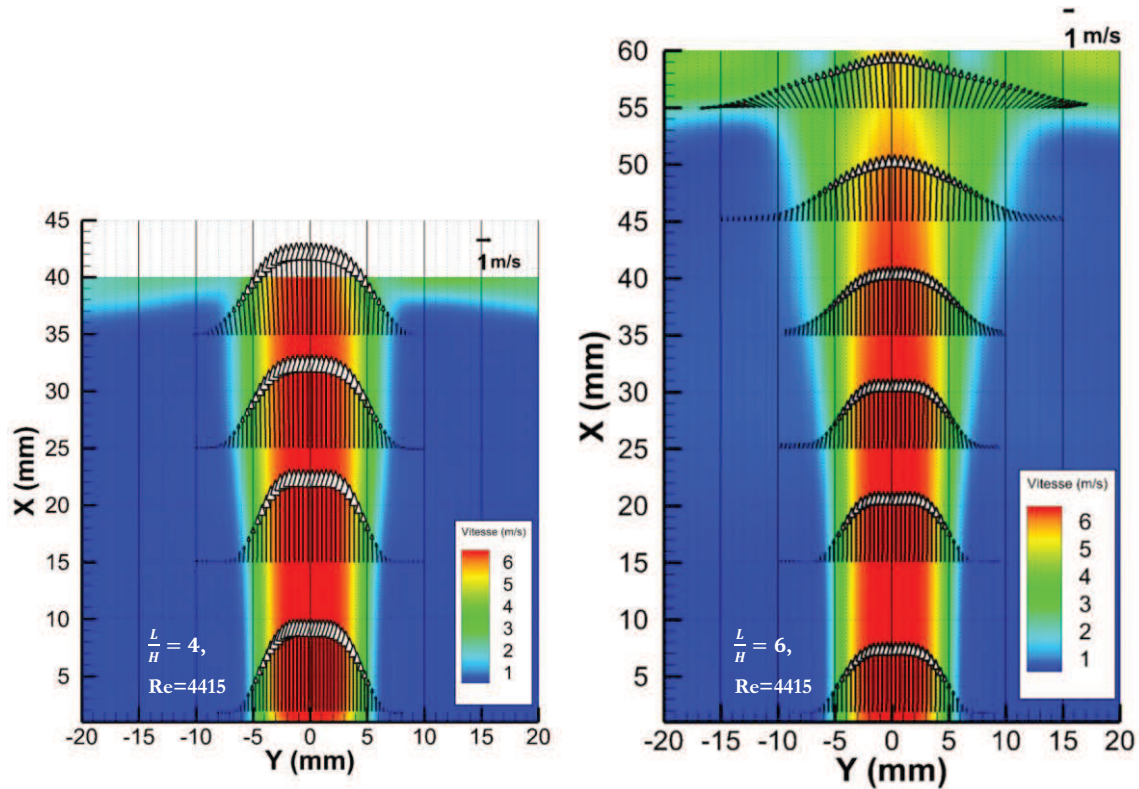


Figure IV.4 : Épaississement de la couche de mélange avec le confinement

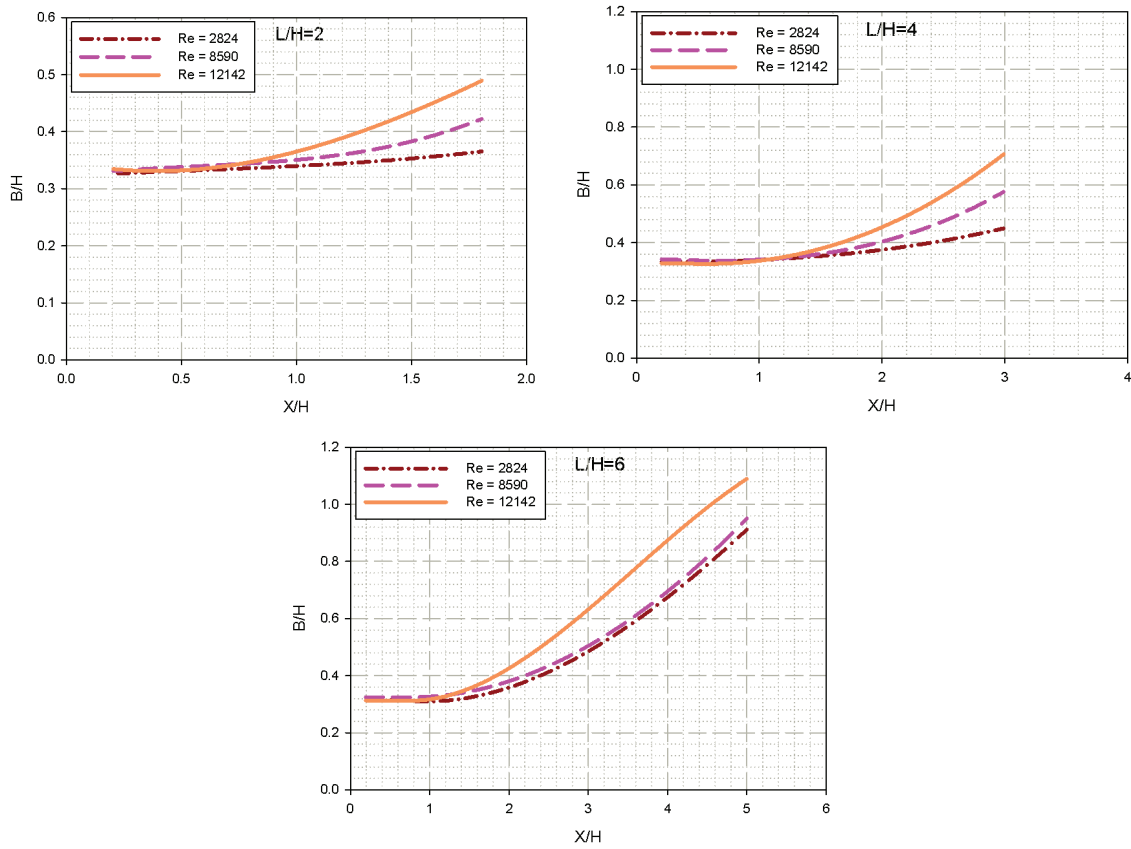


Figure IV.5 : Évolution de l'épaisseur adimensionnelle de la couche de mélange $\frac{B}{H}$ en fonction du nombre de Reynolds.

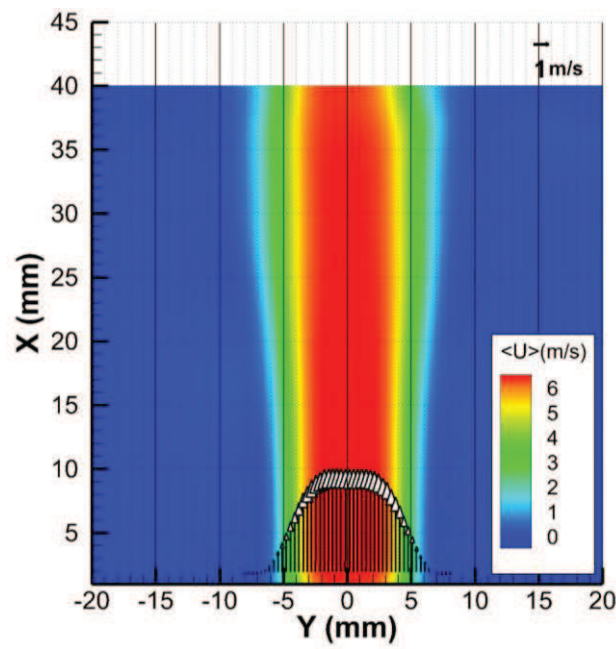


Figure IV.6 : Profil de vitesse moyenne longitudinale à la sortie du jet

Pour pouvoir mieux analyser et comparer l'influence du rapport de confinement ($\frac{L}{H} = 4$) sur l'épaisseur de la couche de mélange, sur la *Figure IV.7* on présente son évolution pour différents rapports de confinement $\frac{L}{H}$ à deux nombres de Reynolds. On observe que pour le nombre de Reynolds $Re = 4415$, l'épaisseur de la couche de mélange est équivalente pour les trois rapports de confinement $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 . Pour le nombre de Reynolds $Re = 12142$, la couche de mélange est d'autant plus épaisse que le rapport de confinement est petit. En effet plus ce rapport de confinement est petit, plus l'effet de l'interaction de l'écoulement avec la plaque se fait ressentir dans le cas des hauts nombres de Reynolds où les couches de mélange sont épaisses.

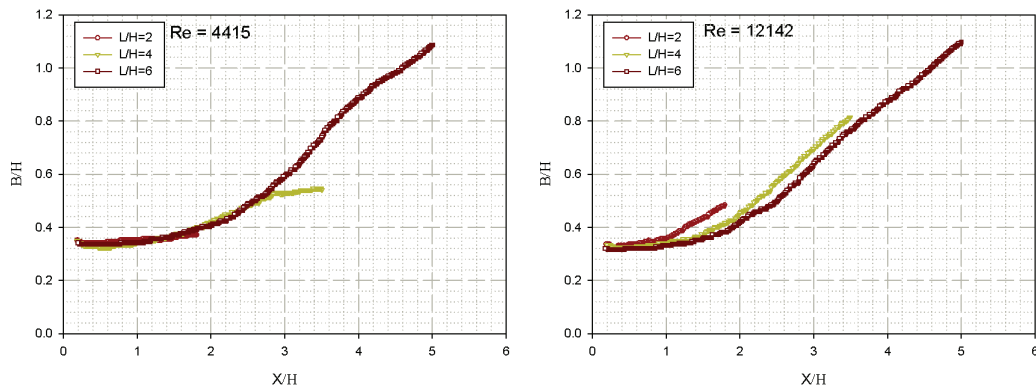


Figure IV.7 : Comparaison de l'évolution de l'épaisseur de la couche de mélange $\frac{B}{H}$ en fonction du rapport de confinement : $\frac{L}{H}$

Pour appuyer les résultats obtenus avec l'épaisseur de la couche de mélange $B(x)$, l'évolution de la demi-épaisseur de la couche de mélange ($Y_{0.5}$) est aussi montrée sur la *Figure IV.8* en fonction du nombre de Reynolds pour les trois rapports de confinement. $Y_{0.5}$ a une évolution similaire à celle de $B(x)$. En effet elle devient plus importante quand le nombre de Reynolds augmente, quel que soit le confinement. Comme on l'a vu à propos de l'épaisseur de la couche de mélange $B(x)$, $\frac{Y_{0.5}}{H}$ démarre à des valeurs inférieures à 0.5 (qui est la demi-hauteur du convergent $\frac{H}{2}$) du fait de la présence en sortie du convergent d'une couche limite et du profil initial de la vitesse qui n'est pas droit .

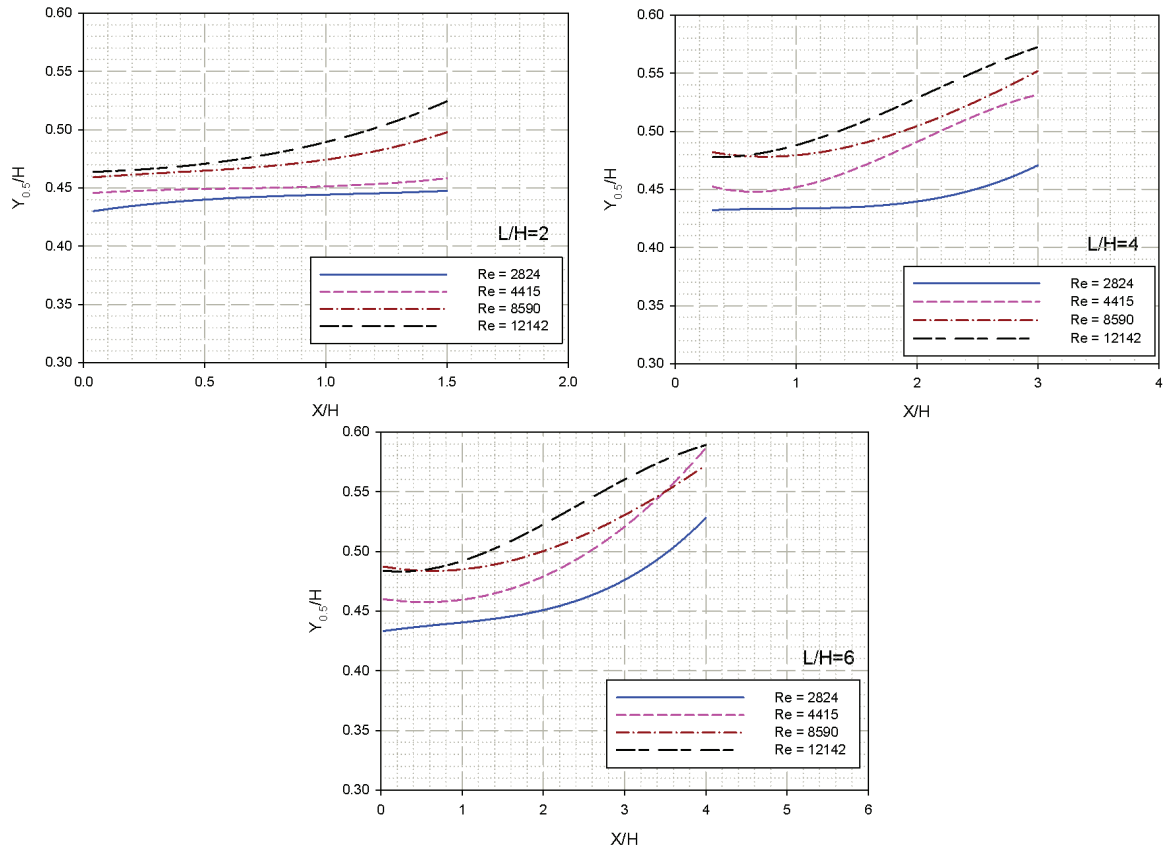


Figure IV.8 : Évolution de la demi-épaisseur dynamique $Y_{0.5}$

IV.3.2 Épaisseur de la quantité de mouvement $\theta(x)$

L'épaisseur de quantité de mouvement du jet reflète la perte de quantité de mouvement due aux effets de viscosité. Cette quantité augmente quand on s'éloigne de la sortie de la bouche de soufflage comme on le voit sur les *Figures IV.9 et VI.10* pour les rapports de confinement étudiés et différents nombres de Reynolds. L'épaisseur de quantité de mouvement (θ) augmente aussi pour un confinement donnée avec le nombre de Reynolds hors phénomène de battement.

En effet, pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$, il apparaît des modes de battement qui entraînent des niveaux de quantité de mouvement plus importants en particulier près de la zone où le jet vient heurter la plaque. L'oscillation du jet de part et d'autre de son axe entraînée par le mode de battement fausse les moyennes temporelles de quantité de mouvement. Sur la *Figure IV.11*, un exemple est présenté pour le nombre de Reynolds $Re = 1948$ et le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$. Les profils transversaux $\frac{u(y)}{u_0}$ sont montrés à trois instants différents pour $\frac{X}{H} = 4.5$. Sur cette figure il est possible de constater la présence du battement présent dans

cette configuration à travers les profils de vitesse transversale qui suivent le mouvement de l'écoulement. Le calcul de la vitesse transversale moyenne donnera à la couche de mélange une épaisseur surdimensionnée, reflet de la moyenne de ces profils. D'où des valeurs de $\frac{\theta}{H}$ plus importantes pour ce nombre de Reynolds pour lequel apparait un mode de battement que pour d'autres nombres de Reynolds plus élevés où ce mode de battement est absent de l'écoulement.

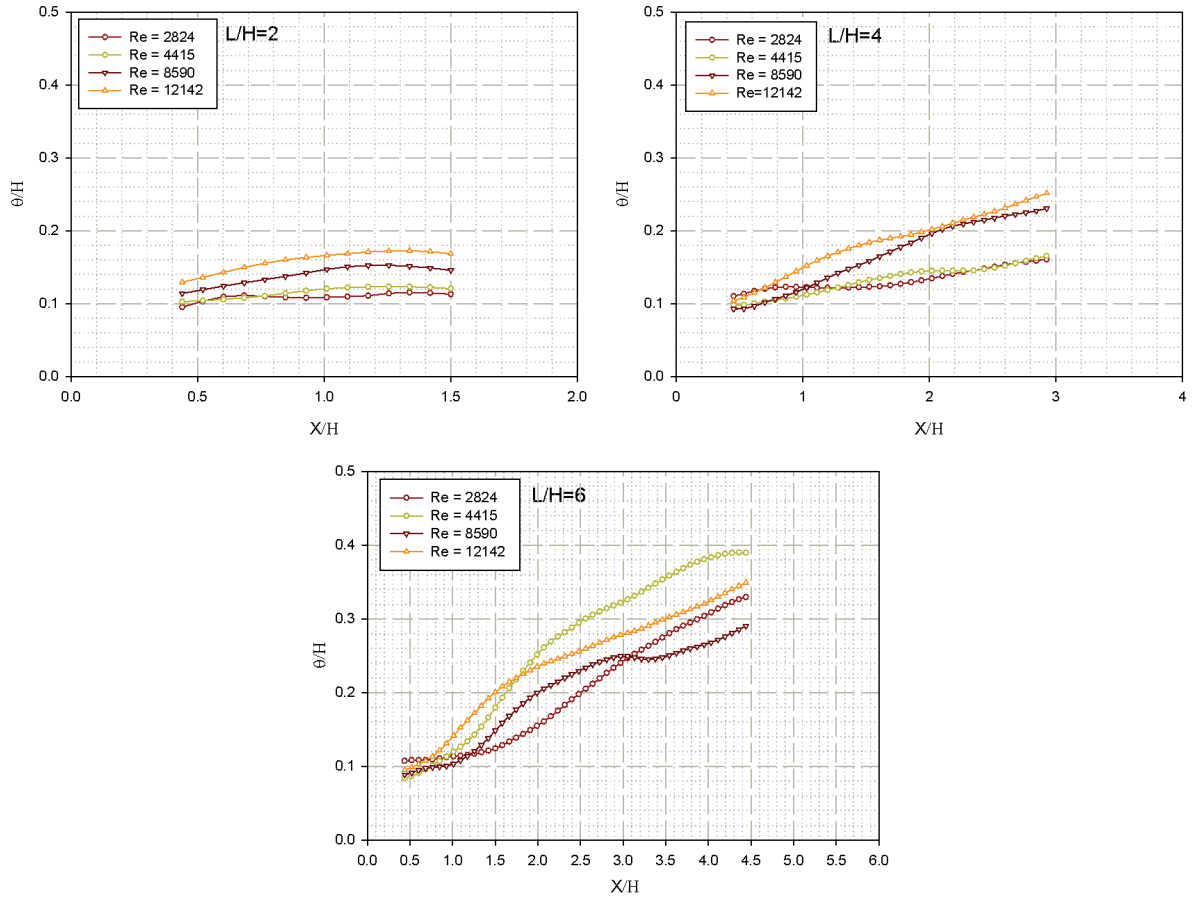


Figure IV.9 : Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement normalisée $\frac{\theta}{H}$ en fonction du nombre de Reynolds pour trois rapports de confinement.

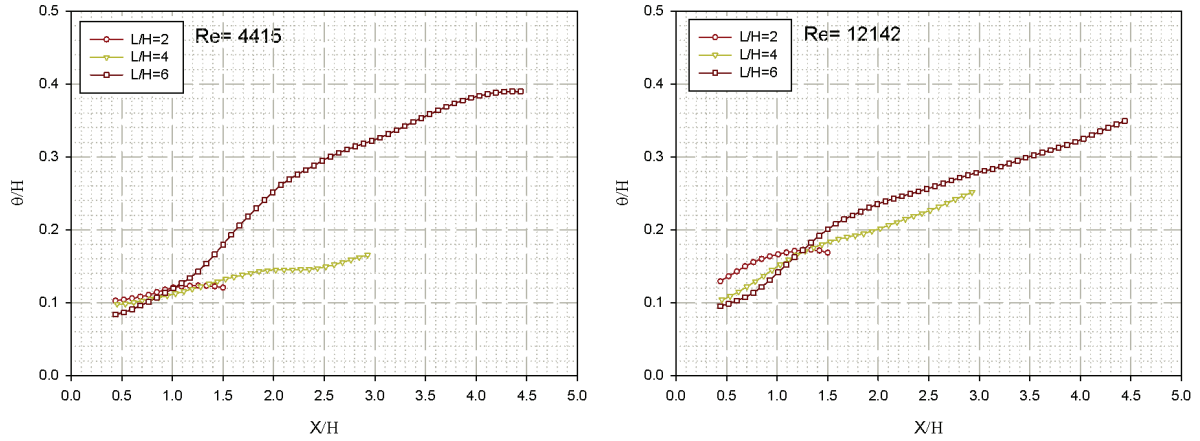


Figure IV.10 : Évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement $\frac{\theta}{H}$ en fonction du rapport de confinement

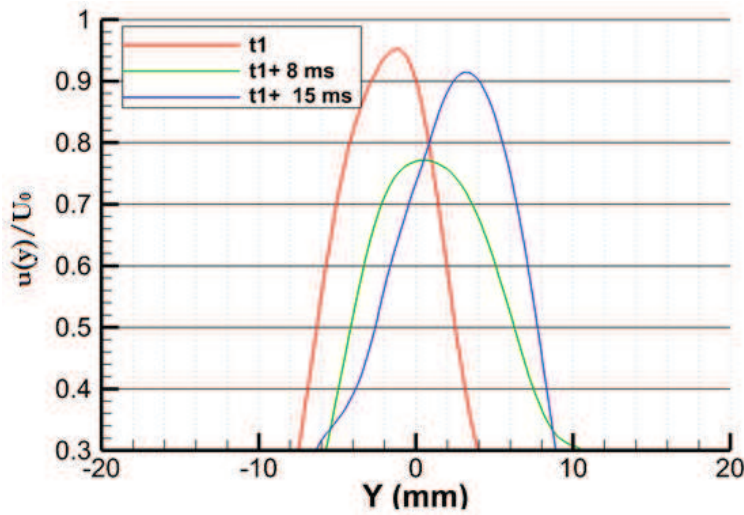


Figure IV.11 : Profils transversaux de $\frac{u(y)}{U_0}$ pour $\frac{X}{H} = 4.5$, $\frac{L}{H} = 6$ et $Re = 1948$ à trois instants différents.

L'épaisseur de quantité de mouvement augmente essentiellement avec la distance X , à la bouche de soufflage et le nombre de Reynolds (hors modes de battement). Pour les grands confinements il faut utiliser des profils instantanés de vitesses pour évaluer l'évolution de cette quantité et pouvoir la comparer avec des résultats des autres modes.

IV.3.3 Débit de quantité de mouvement $M(x)$

Le débit de quantité de mouvement a été calculé et est présenté ici pour vérifier qu'il reste bien constant dans la zone non affectée par les gradients de pression. Ainsi sur les Figures IV.12 et IV.13, le débit de quantité de mouvement $\frac{M}{M_0}$ est représenté pour les trois rapports de

confinements ($\frac{L}{H} = 2, 4 \text{ et } 6$). En l'absence d'efforts extérieurs tant que l'écoulement reste dans la zone épargnée des gradients de pression générés par le freinage du jet sur la plaque, le débit de quantité de mouvement M reste quasiment constant quel que soit le nombre de Reynolds et le rapport de confinement $\frac{L}{H}$.

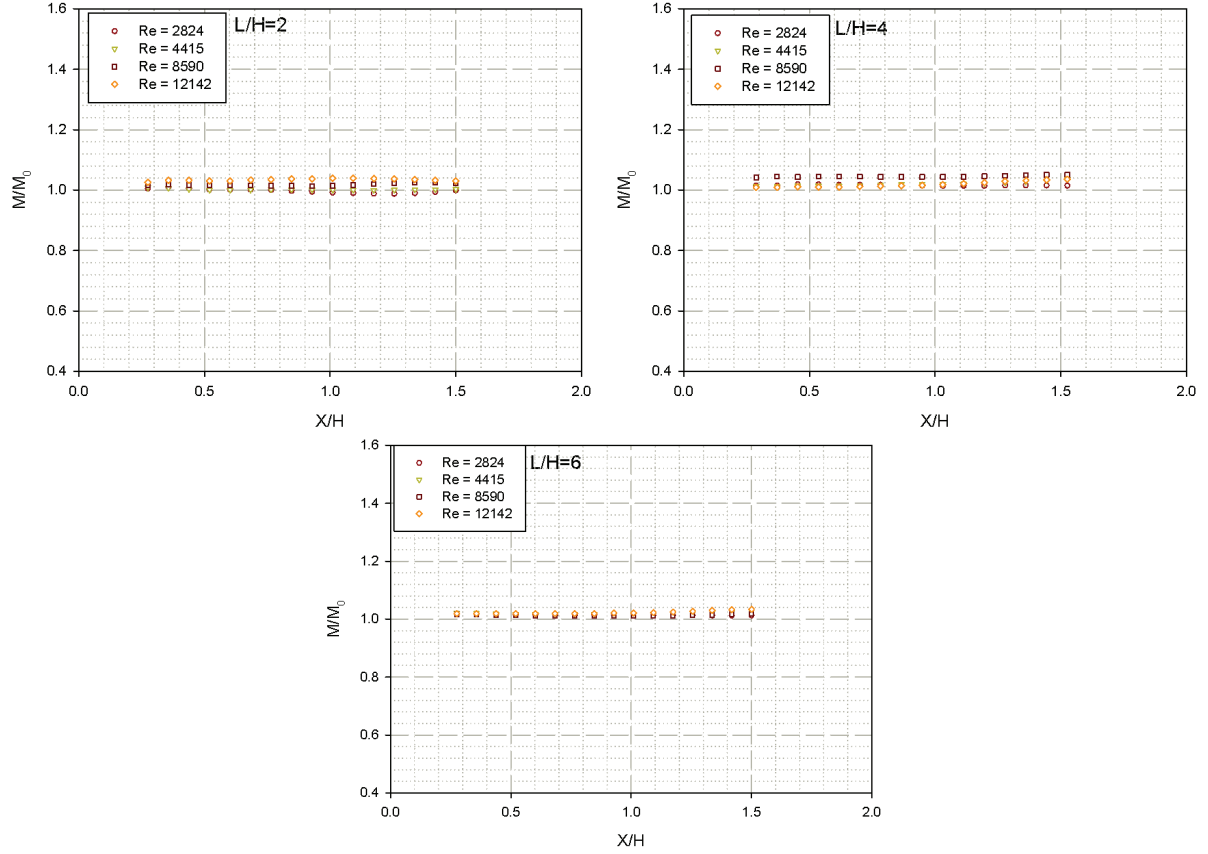


Figure IV.12 : Vérification du débit de la quantité de mouvement $\frac{M}{M_0}$ en fonction du nombre de Reynolds.

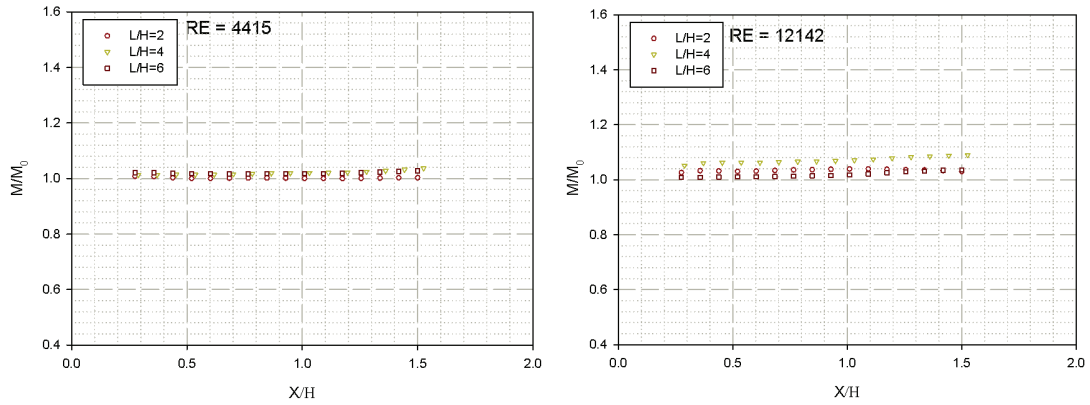


Figure IV.13 : Vérification du débit de la quantité de mouvement $\frac{M}{M_0}$ pour différents Reynolds et confinements.

IV.3.4 Débit massique $Q(x)$

Grâce à l'amplification de l'entraînement, le débit massique $\frac{Q}{Q_0}$ augmente en fonction de la distance $\frac{x}{H}$ (Figures IV.14 et IV.15). Cette quantité $\frac{Q}{Q_0}$ croît également avec le nombre de Reynolds ou le confinement.

Pour le petit confinement ($\frac{L}{H} = 2$), du fléchissement est observé près de la surface d'impact. En effet dans cette zone, il y a une partie de l'écoulement qui commence à être déviée transversalement entraînant avec elle une partie du débit massique.

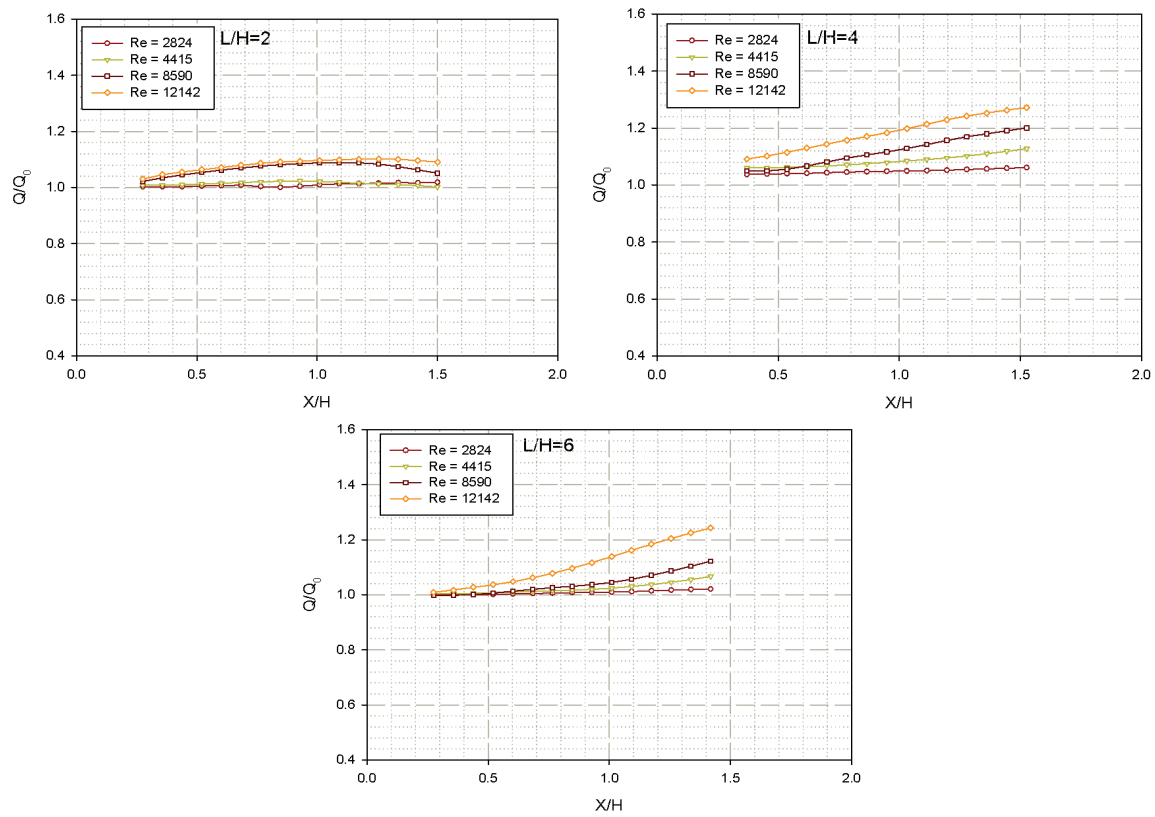


Figure IV.14 : Évolution du débit massique $\frac{Q}{Q_0}$ en fonction du nombre de Reynolds.

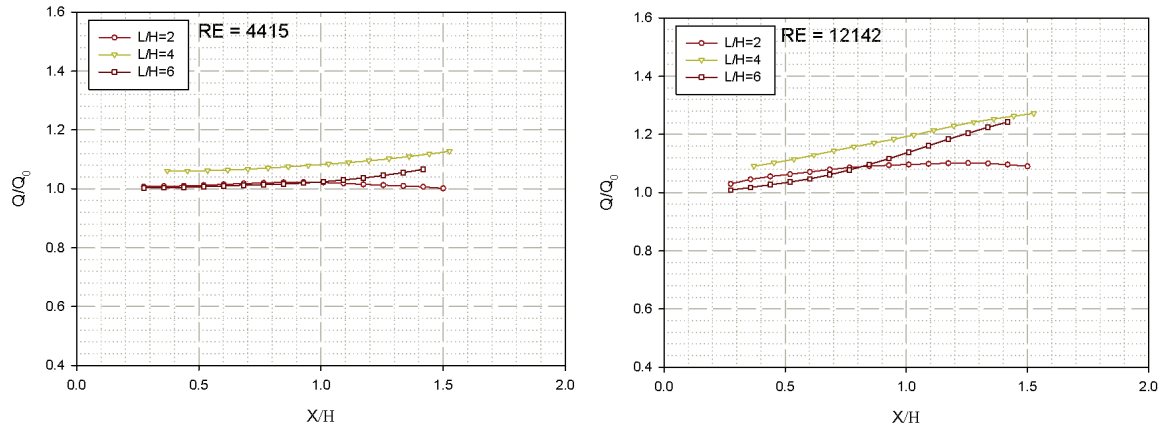


Figure IV.15 : Évolution du débit massique $\frac{Q}{Q_0}$ en fonction du rapport de confinement : $\frac{L}{H}$

IV.4 Évolution des vitesses moyennes

On utilisera dans cette partie les notations décrites sur la Figure IV.16 où en particulier X_p est la distance à la plaque telle que : $X_p = L - X$ et $X_p^* = \frac{X_p}{H}$.

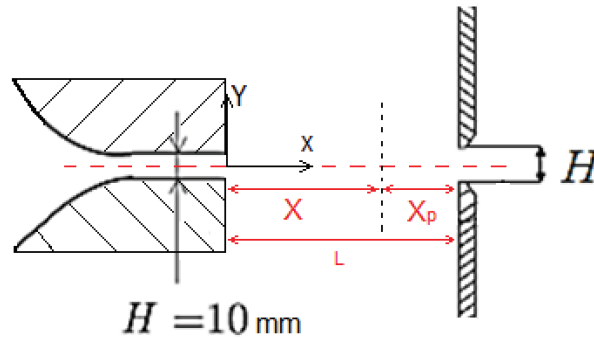


Figure IV.16 : Notations utilisées

Pour cette analyse comparative, les distances relatives $X_p^* = \frac{X_p}{H}$ considérées sont prises égales à 0.1, 1 et 2, ce qui correspond à la proximité des zones où se produisent les phénomènes les plus remarquables dans le cadre de notre étude.

IV.4.1 Influence du nombre de Reynolds

Les évolutions transversales des composantes longitudinale et transversale de la vitesse moyenne sont présentées sur la Figure IV.17, pour un rapport de confinement de 2 et différentes valeurs du nombre de Reynolds, et cela pour les deux distances à la plaque $X_p^* = 0.1$, et 1.

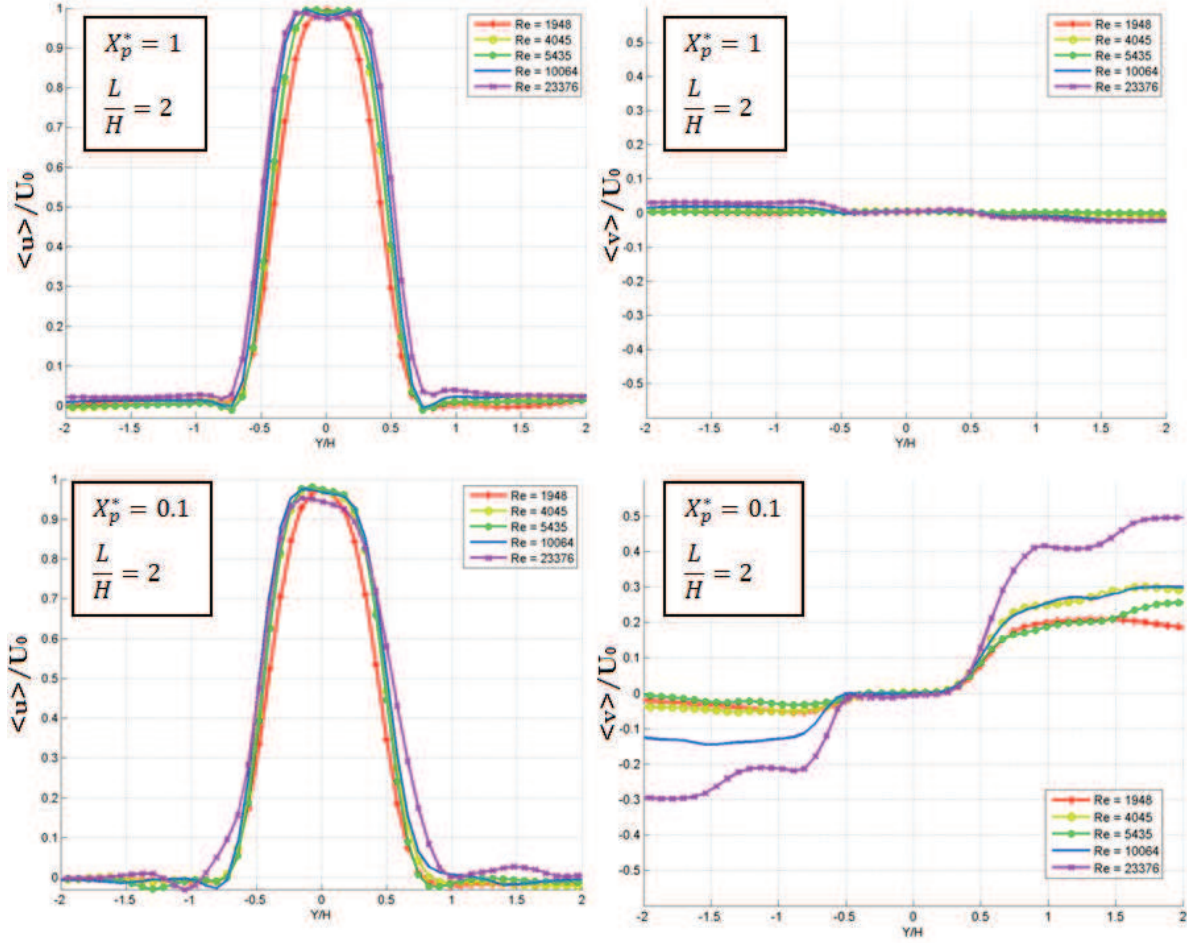


Figure IV.17 : Évolutions des profils transversaux des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ pour $\frac{L}{H} = 2$

Pour le petit rapport de confinement ($\frac{L}{H} = 2$), à $X_p^* = 1$, un comportement similaire à ceux obtenus près de la bouche de soufflage peut être observé. En effet, dans la zone du cône potentiel, le jet reste concentré autour de l'axe et l'entraînement est modéré. De ce fait à cette même distance $X_p^* = 1$, les profils de la vitesse longitudinale moyenne $\langle u \rangle$ ressemblent à ceux observés précédemment dans la partie de caractérisation des écoulements à $\frac{X}{H} = 0.5$. La vitesse longitudinale $\langle u \rangle$ présente un plateau au centre du jet qui s'élargit pour les hauts nombres de Reynolds où l'on observe un profil en forme de M, légèrement creusé au centre et relevé sur les bords aux alentours de $\frac{Y}{H} = \pm 0.5$. À $X_p^* = 0.1$, les profils gardent la même allure avec une légère diminution de la vitesse maximale. Pour les hauts nombres de Reynolds, de légères valeurs négatives apparaissent pour $\frac{Y}{H} = \pm 1$, ce qui révèle des zones de recirculation des tourbillons après le contact avec la paroi. On note une dissymétrie sur le profil de $\langle u \rangle$ à proximité de la

plaque heurtée : le jet n'est pas parfaitement horizontal et présente un petit angle d'inclinaison. Le profil de la vitesse moyenne transversale $\langle v \rangle$ pour ce faible rapport de confinement ($\frac{L}{H} = 2$) à $X_p^* = 1$ est semblable à celui obtenu près de la sortie du convergent pour les différents nombres de Reynolds. La vitesse moyenne $\langle v \rangle$ est très faible et reste de l'ordre de grandeur de l'erreur à cette distance de la plaque où arrive le jet ; en effet la composante longitudinale $\langle u \rangle$ de la vitesse domine la composante transversale $\langle v \rangle$. À $X_p^* = 0.1$, la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ est pratiquement nulle au niveau de la fente ($|\frac{Y}{H}| \leq \pm 0.5$) où la composante longitudinale $\langle u \rangle$ de la vitesse domine la composante transversale $\langle v \rangle$. De part et d'autre de la fente, l'écoulement dévie dans la direction transversale suite à son contact avec la plaque plane et la vitesse $\langle v \rangle$ augmente tandis que $\langle u \rangle$ diminue. Le profil de vitesse $\langle v \rangle$ continue à augmenter jusqu'à une certaine distance $\frac{Y}{H}$ entre $1.5*H$ et $2*H$, qui dépend du nombre de Reynolds ; il se stabilise ensuite du fait de la séparation des tourbillons de la plaque et la présence dans cette zone des contre-tourbillons. Les profils correspondant à un nombre de Reynolds plus grand ont des valeurs de vitesses moyennes $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$ plus grandes. On observe aussi une nette dissymétrie sur le profil de $\langle v \rangle$ proche de la plaque heurtée par le jet à cause de l'inclinaison de l'axe du jet vers la droite.

Les profils des vitesses moyennes $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$ sont tracés sur la *Figure IV.18* dans le cas du confinement $\frac{L}{H} = 4$ pour différents nombres de Reynolds et pour $X_p^* = 0.1, 1$ et 2 . Ces trois distances à la plaque sont suffisantes pour observer les effets du rétrécissement du cône potentiel sous l'action des couches de mélanges ; ceci entraîne pour $X_p^* = 0.1$ et 1 la disparition du plateau précédemment évoqué mais laisse subsister pour $X_p^* = 2$ une petite zone plate au centre du jet. Ainsi les profils en forme de cloche observés sont plus larges pour les hauts nombres de Reynolds. Cette observation est en cohérence avec celle de la section précédente à propos de la décroissance de la vitesse axiale où les profils de $\langle u \rangle$ sur l'axe commencent à décroître à partir d'une distance $X_p^* = 1$ de la plaque. À $X_p^* = 0.1$, on retrouve la même évolution avec une vitesse maximale plus faible. Les niveaux de vitesse longitudinale sont plus faibles au centre du jet pour les hauts nombres de Reynolds. En effet, comme expliqué précédemment à propos de la décroissance de la vitesse axiale, les couches de mélange s'épaississent quand le nombre de Reynolds augmente.

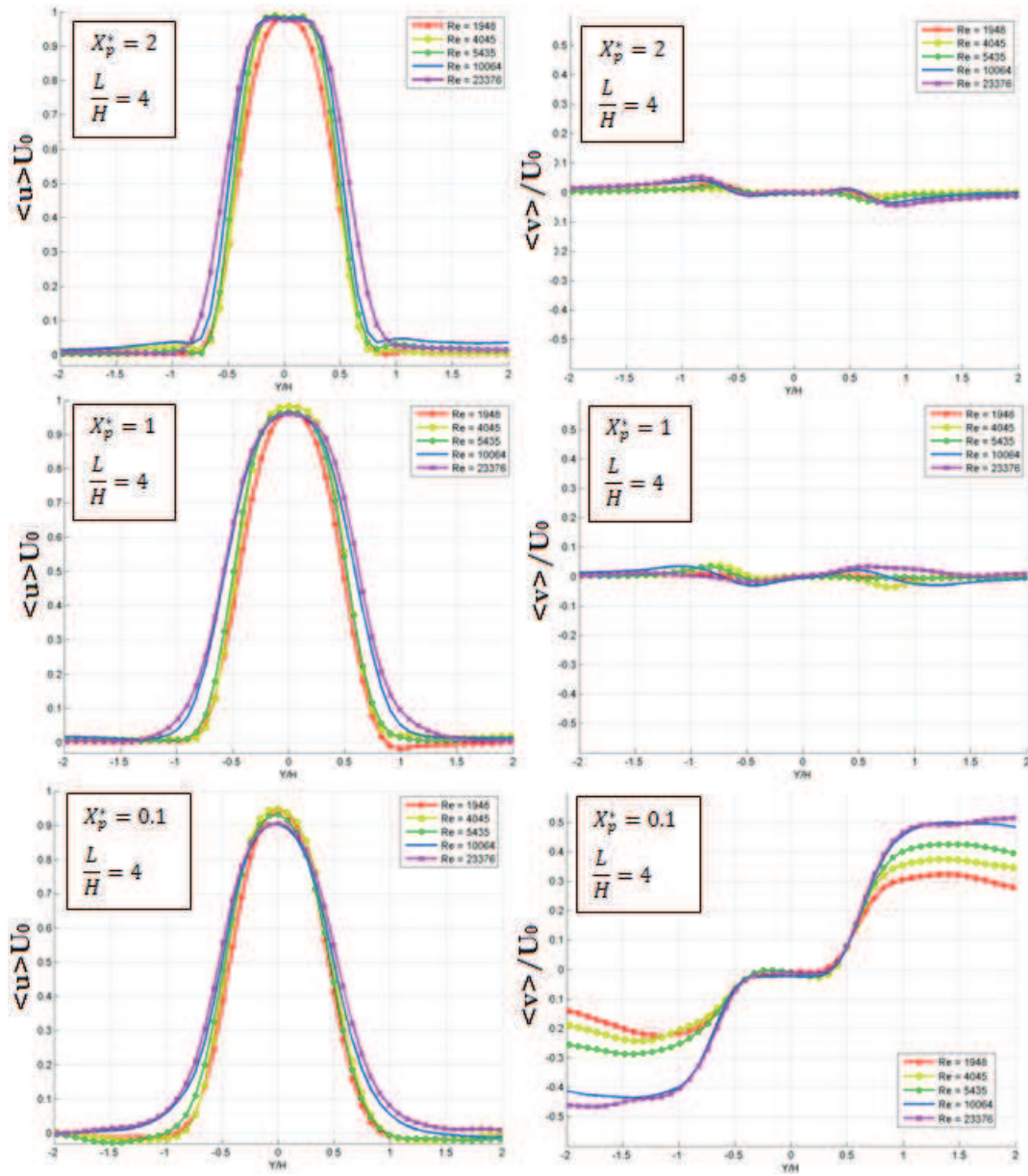


Figure IV.18 : Évolution des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ pour $\frac{L}{H} = 4$

La vitesse transversale est très faible pour des distances relatives $X_p^* = 1$ et 2. Un léger plateau apparaît au niveau de la fente $\left(-0.5 \leq \frac{Y}{H} \leq 0.5\right)$ où la composante longitudinale $\langle u \rangle$ de la vitesse domine largement $\langle v \rangle$. Hors de la zone proche de l'axe du jet, l'entraînement du fluide environnant explique la légère augmentation des valeurs de $\langle v \rangle$. Très près de la plaque à $X_p^* = 0.1$, $\langle v \rangle$ vient dominer $\langle u \rangle$ à l'extérieur de la fente du fait de la déviation de l'écoulement. Par contre, on retrouve toujours le plateau central contrairement au cas des jets qui heurtent une plaque pleine, où la vitesse longitudinale est nulle au point de stagnation (Koched (2011)). Les

vitesse $\langle v \rangle$ continuent d'augmenter dans la zone proche de la paroi avant de décroître progressivement plus loin.

Pour comprendre l'évolution des moyennes des vitesses transversales près de la fente fendue, un exemple de l'évolution temporelle de la vitesse v est tracé sur la *Figure IV.19*, pour un nombre de Reynolds $Re=1948$ en deux points situés face aux bords de la fente ($\frac{Y}{H} = \pm 0.45$) et à deux distances de la plaque : $X_p^* = 1$ et 0.1 . On observe sur cette figure que les signaux des deux côtés de la fente à ces deux distances X_p^* sont périodiques et symétriques (effets combinés des structures primaires et secondaires générant tourbillons et contre tourbillons...) ; ce qui explique une moyenne très faible, de l'ordre de la précision des mesures, à ces positions, comme on l'a vu sur la *Figure IV.18*.

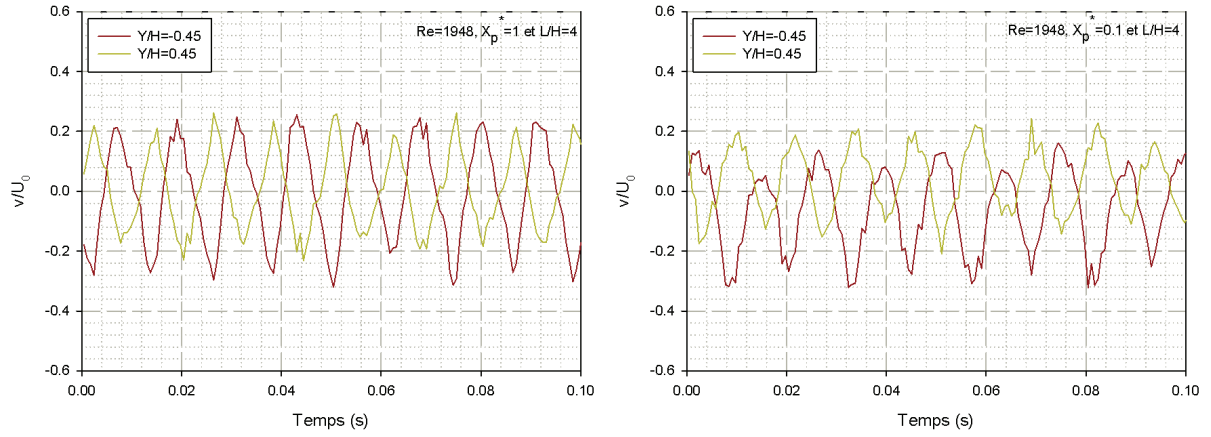


Figure IV.19 : Évolution de $\frac{v}{U_0}$ aux bords de la fente et à $X_p^* = 1$ pour $Re=1948$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Pour montrer la contribution des grosses structures arrivant à la plaque fendue, on présente sur la *Figure IV.20* des images de l'écoulement à quatre instants successifs pour un nombre de Reynolds $Re=1948$ et un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. Le jet avance symétriquement et sans mode de battement. On voit qu'à l'instant t_1 , deux tourbillons avancent vers la plaque de part et d'autre de l'axe du jet, ils frappent la plaque et sont déviés vers les côtés aux instants t_2 et t_3 . À l'instant t_4 un autre tourbillon avance vers la plaque...

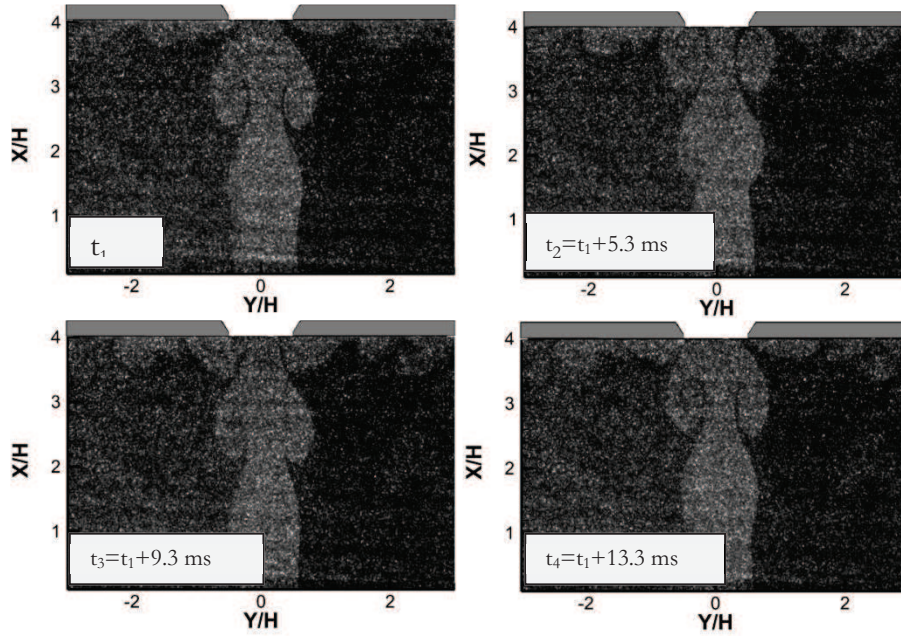


Figure IV.20 : Images successives de l'écoulement. $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 1948$

Un exemple du champ de vecteurs de vitesses correspondant à l'instant t_2 sur la Figure IV.20 est montré sur la Figure IV.21 ($\frac{L}{H} = 4$ et $Re=1948$). On peut voir sur cette figure que lorsque l'écoulement heurte le bord de la fente, une première partie est déviée dans la direction transversale et une deuxième partie s'échappe à travers la fente avec une faible vitesse transversale v . Cette valeur de la vitesse transversale explique le plateau observé devant la fente ($X_p^* = 0.1$).

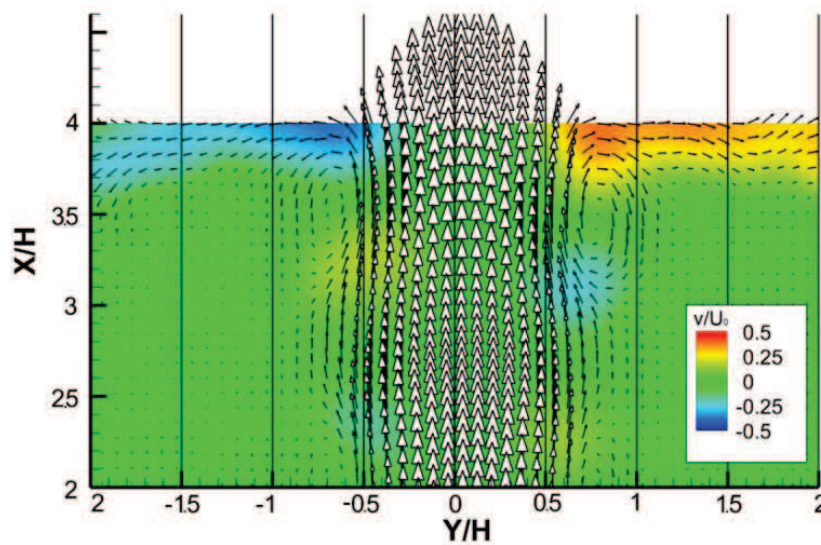


Figure IV.21 : Champ de vitesses pour $Re=1948$ à l'instant t_2 de la Figure IV.20.

Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$, les évolutions des composantes de vitesse à différentes distances de la plaque sont présentées sur la *Figure IV.22*

Pour $X_p^* = 3$, le cône potentiel est encore présent et un profil plat est obtenu au centre du jet. À $X_p^* = 2, 1$ et 0.1 , la zone du cône potentiel est passée et le profil des vitesses s'arrondit au centre du jet. En s'approchant de la paroi et pour $Re=1948$, le profil plus dissipé de la vitesse $\langle u \rangle$ se distingue par une base plus large à cause du mode de battement.

Les profils transversaux des vitesses moyennes transversales $\langle v \rangle$ ont des valeurs très faibles pour $X_p^* = 3, 2$ et 1 . Les profils présentent un plateau au centre du jet avec deux faibles pics latéraux aux bords du fait de l'entraînement ; ceci pour toute la plage des nombres de Reynolds considérée sauf pour $Re=1948$ (mode de battement). Dans ce cas, le régime de l'écoulement est transitoire entre laminaire et turbulent et la vitesse moyenne $\langle v \rangle$ présente des oscillations plus loin dans la direction transversale $\left(1 < \frac{Y}{H} < 1.5\right)$ quand $X_p^* = 2$ et 1 . À proximité de la plaque fendue, les valeurs de $\langle v \rangle$ sont pratiquement nulles devant la fente. Ces vitesses augmentent et dominent les vitesses $\langle u \rangle$ à l'extérieur de la fente quand le jet dévie dans la direction transversale après avoir heurté la plaque. Pour $Re=1948$, deux pics aux bords de la fente $\left(\frac{Y}{H} = \pm 0.5\right)$ sont observés quand $X_p^* = 0.1$.

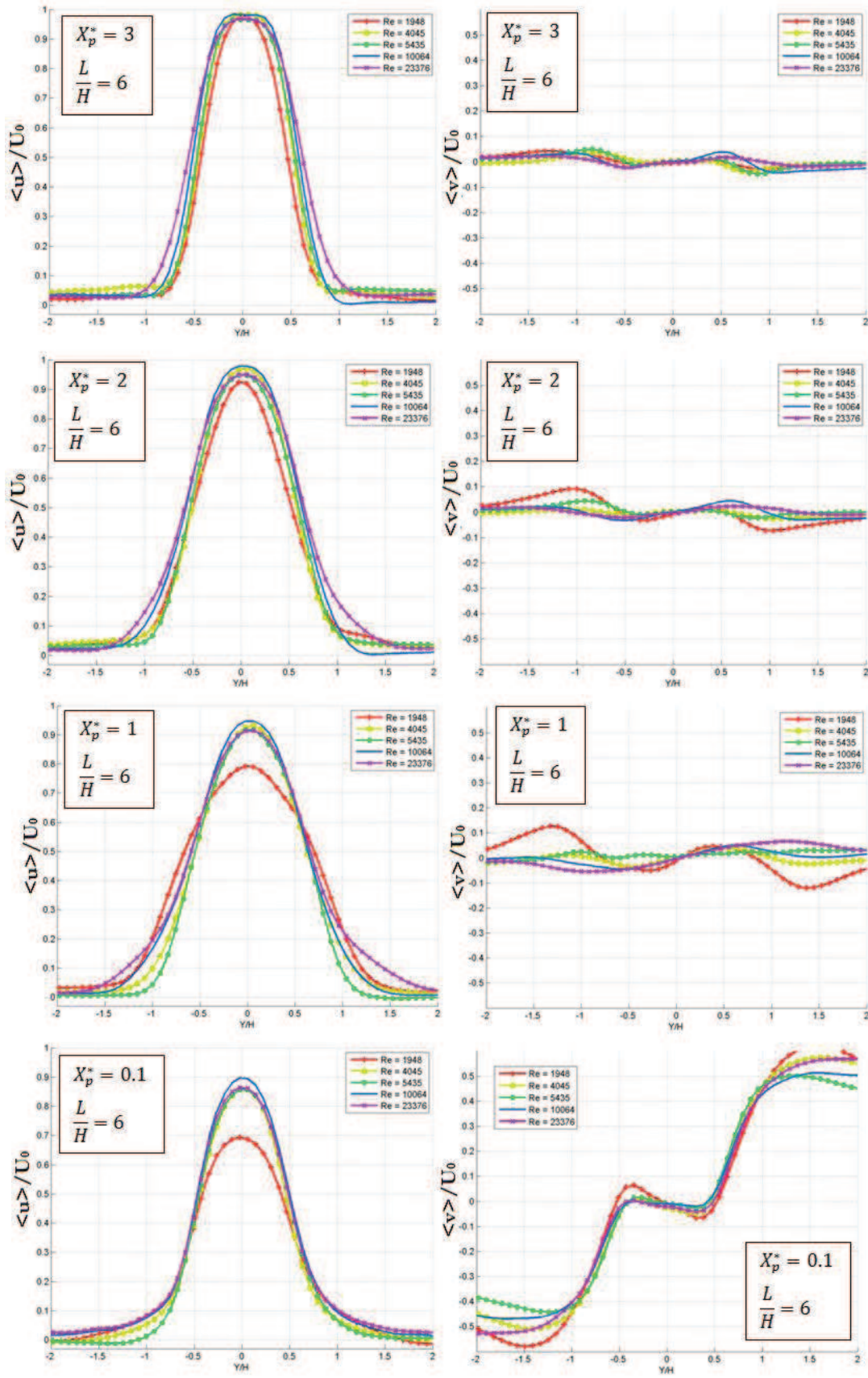


Figure IV.22 : Évolution des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ à différents éloignements de la plaque pour $\frac{L}{H} = 6$

Les deux pics latéraux qui se situent juste devant les bords de la fente ($\frac{Y}{H} \approx \pm 0.5$) quand $X_p^* = 0.1$ ont des signes opposés par rapport à l'évolution des vitesses transversales v à l'extérieur de la fente.

Comme pour le rapport de confinement précédent, pour comprendre la présence de ces deux pics latéraux, on a tracé sur la *Figure IV.23*, l'évolution temporelle de la vitesse transversale v pour ce nombre de Reynolds ($Re=1948$) devant les bords de la fente ($\frac{Y}{H} = \pm 0.45$) à deux distances de la plaque $X_p^* = 1$ et 0.1 . Les signaux de cette figure sont cadencés par plusieurs fréquences qui se superposent : la fréquence des tourbillons primaires, la fréquence des structures secondaires, la fréquence du battement du jet... Cette dernière est beaucoup plus faible que les autres et ne se distingue pas clairement dans l'évolution temporelle de v .

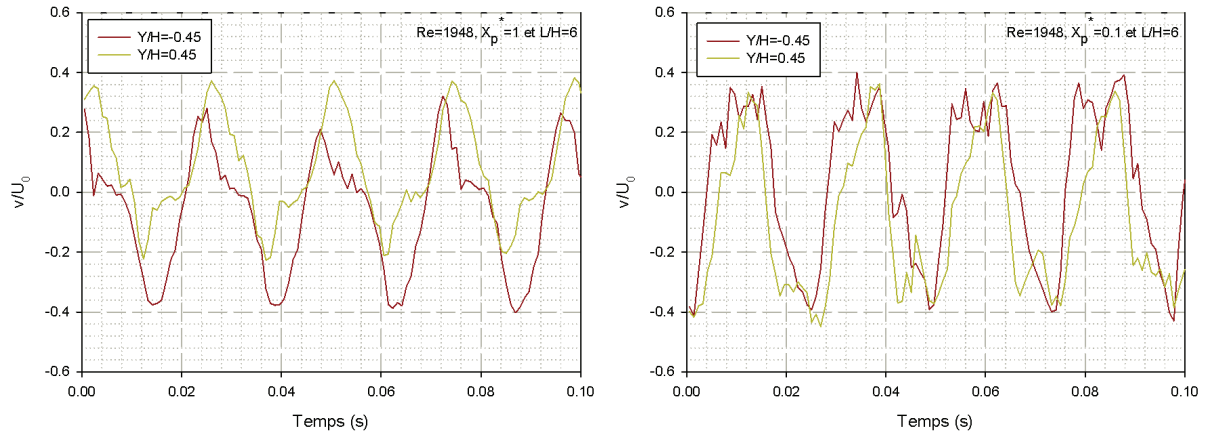


Figure IV.23 : Évolution temporelle de $\frac{v}{U_0}$ aux bords de la fente Pour $Re=1948$ et $\frac{L}{H} = 6$.

Pour analyser la dynamique du jet, des visualisations de l'écoulement sont présentées à six instants successifs pour un écoulement avec un nombre de Reynolds $Re=1948$ et un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$ sur la *Figure IV.24*. On observe le battement du jet avec tout le panache qui oscille de part et d'autre de la fente. Pour l'instant t_1 le jet passe à travers la fente, pour les instants t_2 et t_3 l'écoulement heurte la plaque du côté droit, pour les instants t_4 et t_5 on observe à nouveau le passage du jet par la fente, puis à l'instant t_6 l'écoulement heurte la plaque de l'autre côté de la fente (à gauche). Aux instants t_7 et t_8 l'écoulement revient à la position initiale avec une période de 25 ms environ.

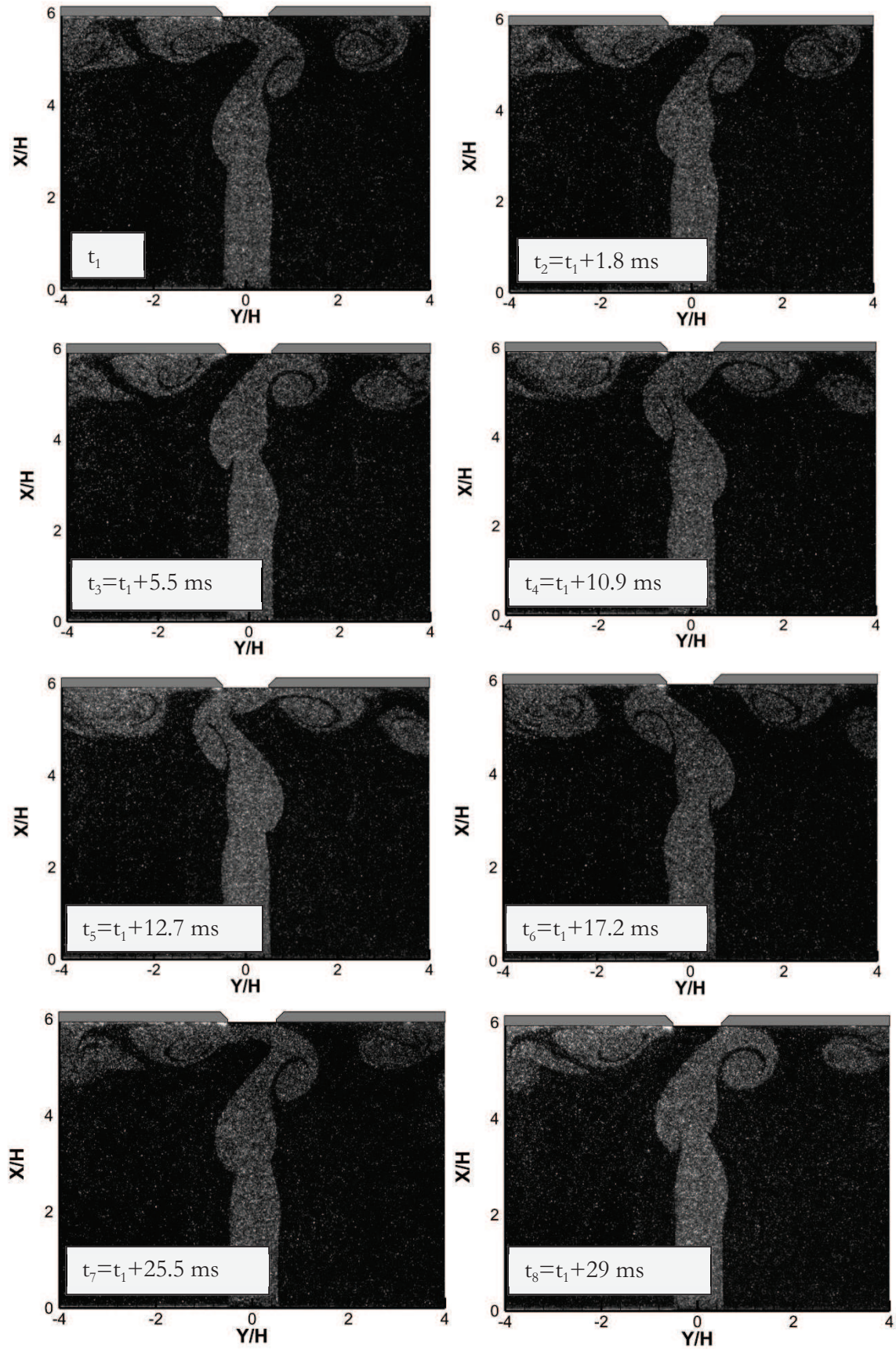


Figure IV.24 : Images successives de l'écoulement pour $\frac{L}{H} = 6$ et $Re = 1948$

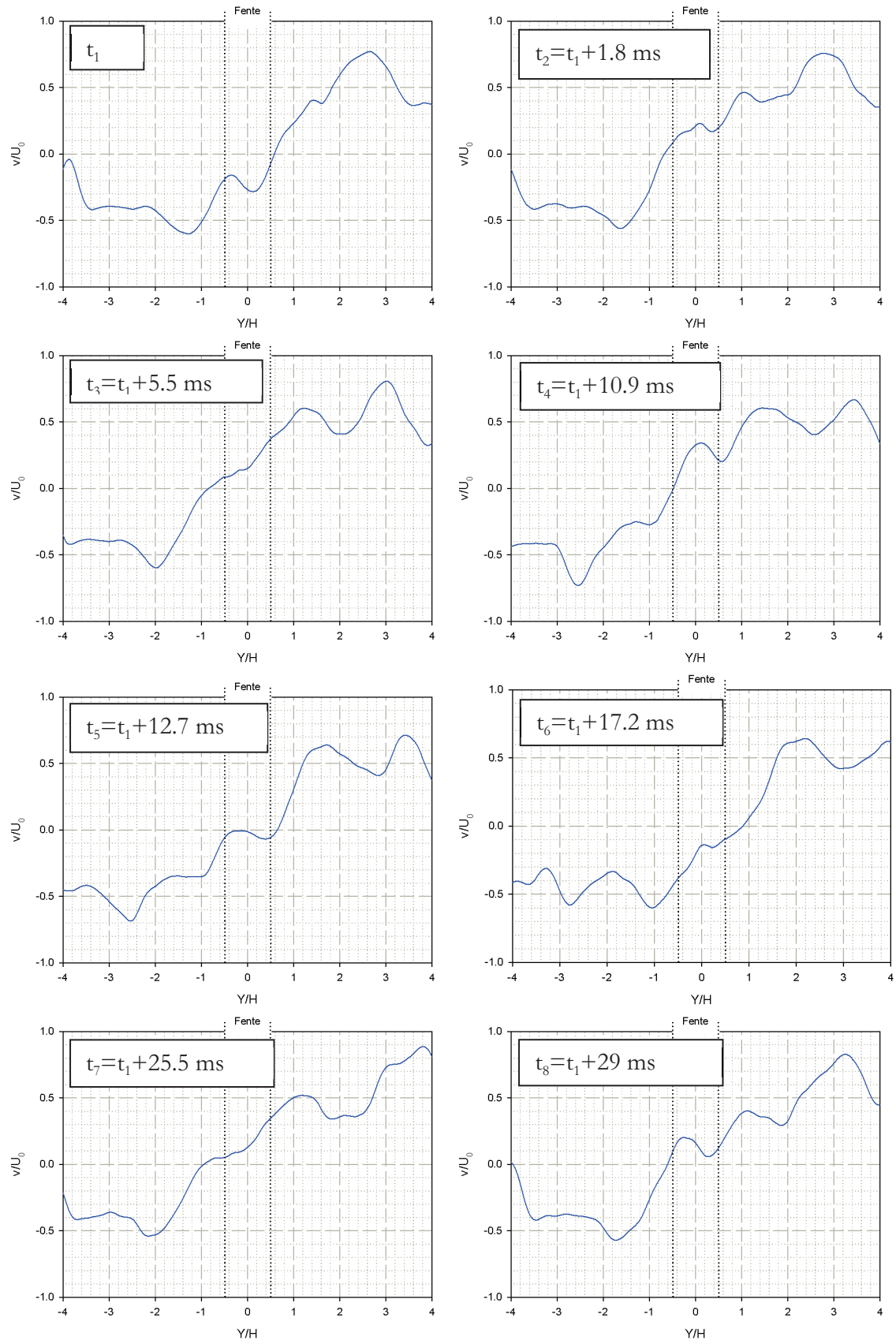


Figure IV.25 : Profils transversaux de v à $X_p^* = 0.5$ à différents instants pour $\frac{L}{H} = 6$ et $Re = 1948$

Pour suivre l'évolution temporelle de la vitesse transversale aux instants représentés sur la *Figure IV.24*, on a tracé sur la *Figure IV.25* (pour $X_p^* = 0.5$ et $Re=1948$) les courbes représentant ces évolutions à ces mêmes instants (t_1 à t_8)

Pour chaque image commentée on peut observer la confrontation entre la composante de v généré par le mouvement d'ensemble (battement) et la composante due à la recirculation. Ainsi la vitesse transversale v oscille, aux bords de la fente entre valeurs positives et négatives.

Le champ de vitesse correspondant à l'instant t_5 est représenté sur la *Figure IV.26*. On peut observer que l'écoulement en heurtant le bord de la fente se divise en deux parties ; une première partie est déviée dans la direction transversale et une seconde partie s'échappe à travers la fente avec une vitesse transversale v de signe opposé à celui de la vitesse v de la partie déviée vers la zone de la paroi. Cette évolution de la vitesse transversale explique les deux pics latéraux aux bords de la fente de signes opposés à l'évolution de v à l'extérieur de la fente.

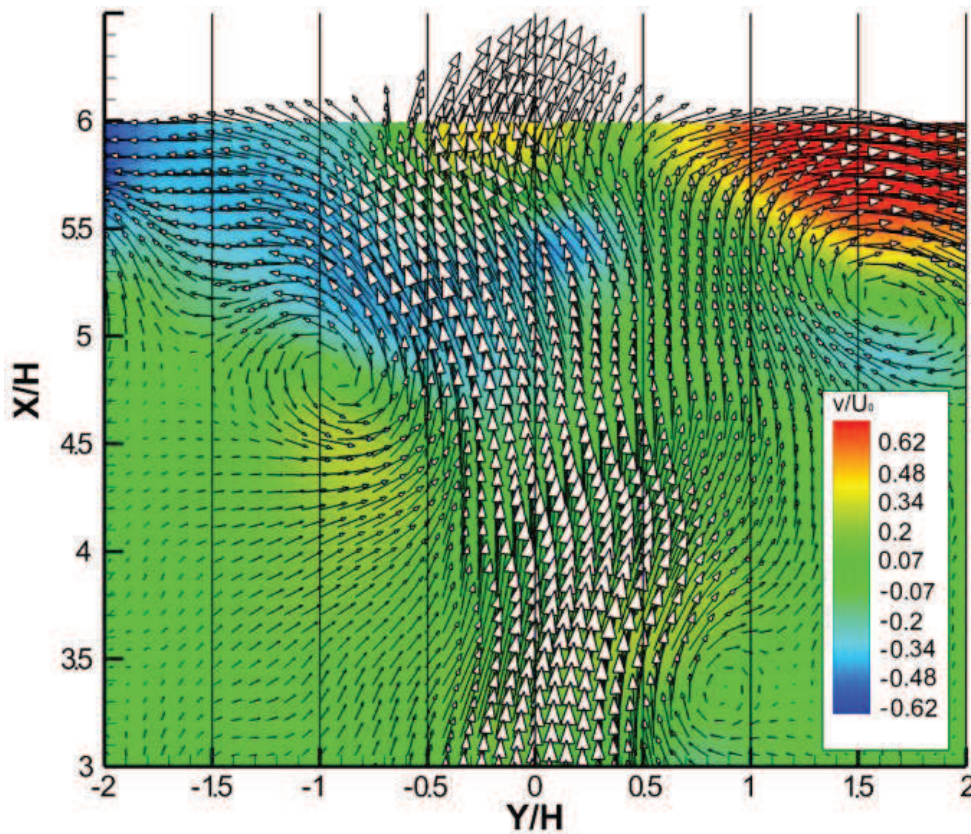


*Figure IV.26 : Champ de vitesse pour $Re=1948$ à l'instant t_5 de la *Figure IV.24* où le jet heurte le bord de la fente à $\frac{Y}{H} = -0.5$.*

IV.4.2 Influence du confinement

Dans cette partie les vitesses longitudinales et transversales sont étudiées en fonction du rapport de confinement $\left(\frac{L}{H} = 2, 4 \text{ et } 6\right)$ pour deux nombres de Reynolds. Le premier nombre de Reynolds, $Re=1948$, correspond à un régime transitoire et le second $Re=10064$, correspond à un régime turbulent de l'écoulement.

On présente l'évolution des vitesses moyennes $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ sur la *Figure IV.27* à une distance $X_p^* = 0.1$ de la plaque fendue. Quand $Re=1948$, le passage du confinement $\frac{L}{H} = 2$ au confinement $\frac{L}{H} = 4$ n'a pas d'influence majeure sur le profil de la vitesse moyenne $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ qui évolue en forme de cloche avec un maximum un peu plus élevé pour $\frac{L}{H} = 2$. Pour le confinement $\frac{L}{H} = 6$, le profil de $\langle u \rangle$ est beaucoup moins important au centre du jet et possède une base bien plus large à cause du mode de battement évoqué précédemment. Pour le nombre de Reynolds $Re=10064$, à un même éloignement de la paroi, on note que le profil de $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ pour le confinement $\frac{L}{H} = 2$ possède toujours un petit plateau au centre du jet, dissymétrique du fait de l'inclinaison du jet et avec une base plus étroite que pour les autres profils : c'est la zone du cône potentiel. Les profils de $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ pour $\frac{L}{H} = 4 \text{ et } 6$ se rejoignent et présentent la même allure avec une base plus large à cause du développement des couches de mélange. En effet, à ce nombre de Reynolds ($Re=10064$), le mode de battement n'a pas d'influence importante sur l'écoulement.

Pour le nombre de Reynolds $Re=1984$ et une distance relative $X_p^* = 0.1$ de la plaque fendue, les profils de $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ pour $\frac{L}{H} = 2 \text{ et } 4$ présentent des valeurs très proches de zéro aux points où l'écoulement s'échappe par la fente et prennent un peu plus d'amplitude en longeant la plaque transversalement.

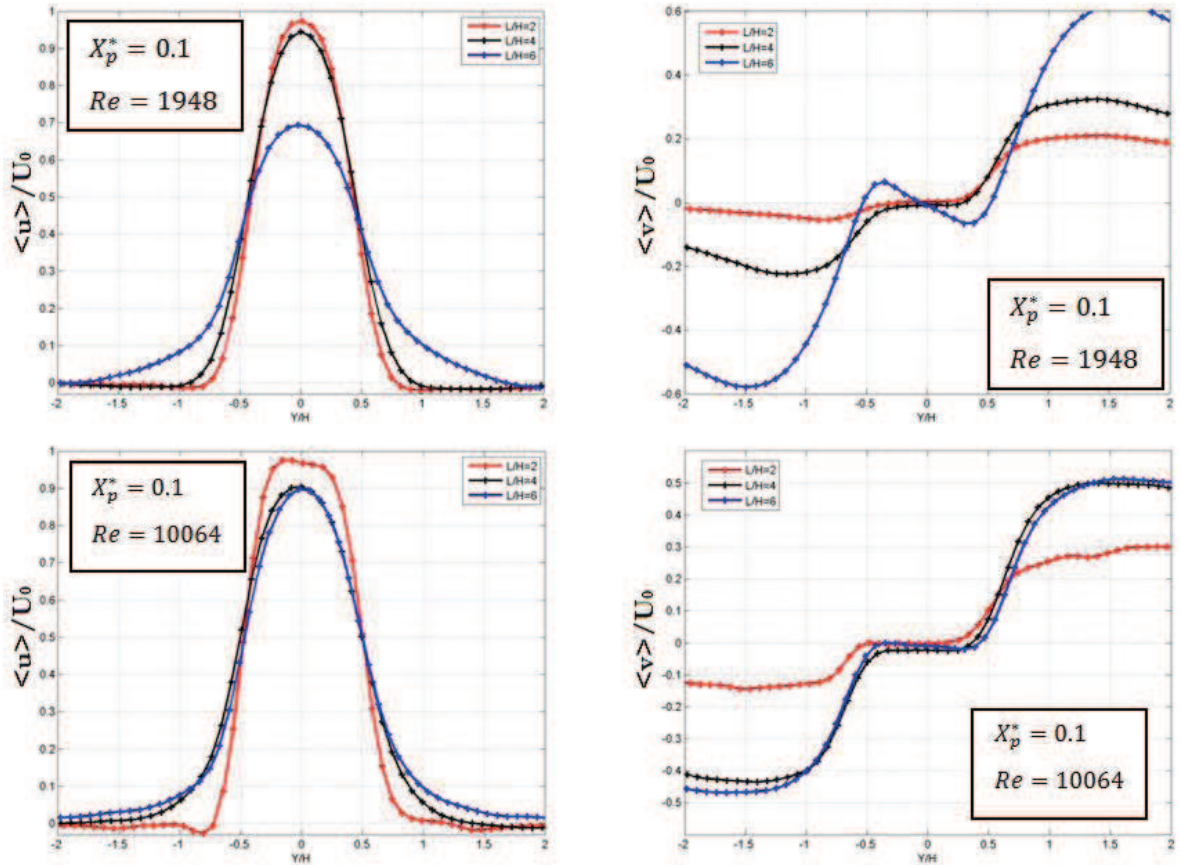


Figure IV.27 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 0.1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$.

Pour $\frac{L}{H} = 6$ à ce nombre de Reynolds ($Re=1984$), le profil de $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ est très faible autour de l'axe du jet et présente un profil antisymétrique par rapport à cet axe comme dans la section précédente. Pour le nombre de Reynolds $Re=10064$, les valeurs présentent un plateau au niveau de la fente pour prendre de l'ampleur en s'éloignant de l'axe du jet dans la direction transversale comme pour $\frac{L}{H} = 4$ et 6 et, de manière moins importante, pour $\frac{L}{H} = 2$. Les couches de mélange ont moins d'espace pour se développer pour ce dernier confinement, l'activité tourbillonnaire est donc moins développée avant le contact avec la plaque et par la suite dans la zone de paroi.

L'influence du confinement est couplée à celle du nombre de Reynolds. En effet, pour de faibles valeurs de Reynolds, passer de $\frac{L}{H} = 2$ à $\frac{L}{H} = 4$ ne change presque pas les profils de vitesses alors que pour les valeurs de Reynolds les plus élevées il y a une nette évolution pour les faibles confinements. Par contre, lorsque le rapport de confinement passe de $\frac{L}{H} = 4$ à $\frac{L}{H} = 6$, les profils

restent presque inchangés.

L'évolution des vitesses moyennes $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ à une distance $X_p^* = 1$ est présentée sur la Figure IV.28 en fonction du rapport de confinement $\frac{L}{H}$ et pour les mêmes nombres de Reynolds.

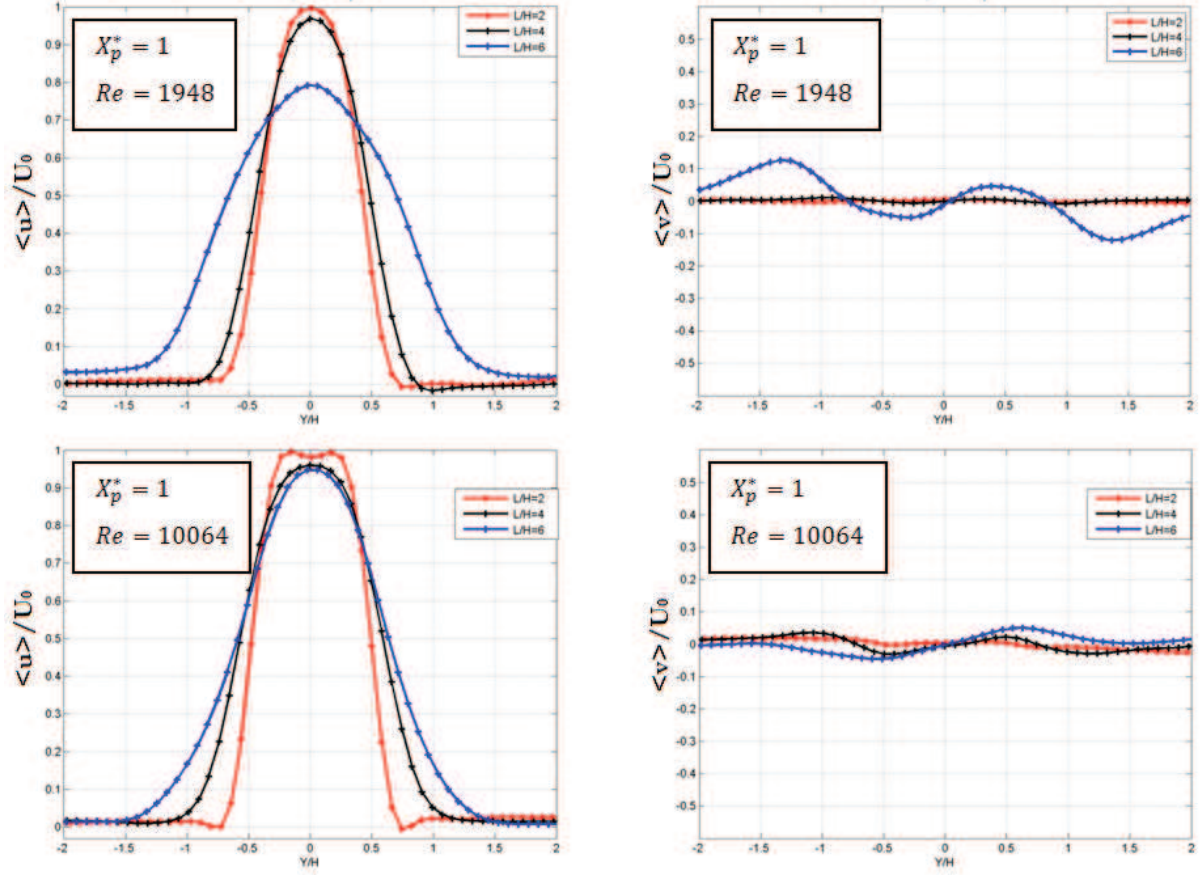


Figure IV.28 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$.

On observe une évolution similaire à celle qui a été montrée pour $X_p^* = 0.1$ pour les profils de $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ aux deux nombres de Reynolds mais avec des valeurs plus élevées. En effet, cette zone est plus proche du cône potentiel. Pour les profils de $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$, on constate une évolution semblable à celle obtenue à $X_p^* = 0.1$; pour les deux rapports de confinement $\frac{L}{H} = 2$ et 4 , les amplitudes deviennent ici plus faibles avec des petites oscillations en s'éloignant de l'axe du jet du fait de l'entraînement apporté à l'écoulement. Pour $\frac{L}{H} = 6$, les profils de $\langle v \rangle$ sont antisymétriques par

rapport à l'axe du jet et présentent des oscillations plus accentuées pour $Re=1948$ à cause du mode de battement.

L'évolution des vitesses moyennes $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ est également présentée sur la *Figure IV.29* à une distance $X_p^* = 2$ pour $\frac{L}{H} = 4$ et 6 et pour les deux nombres de Reynolds considérés.

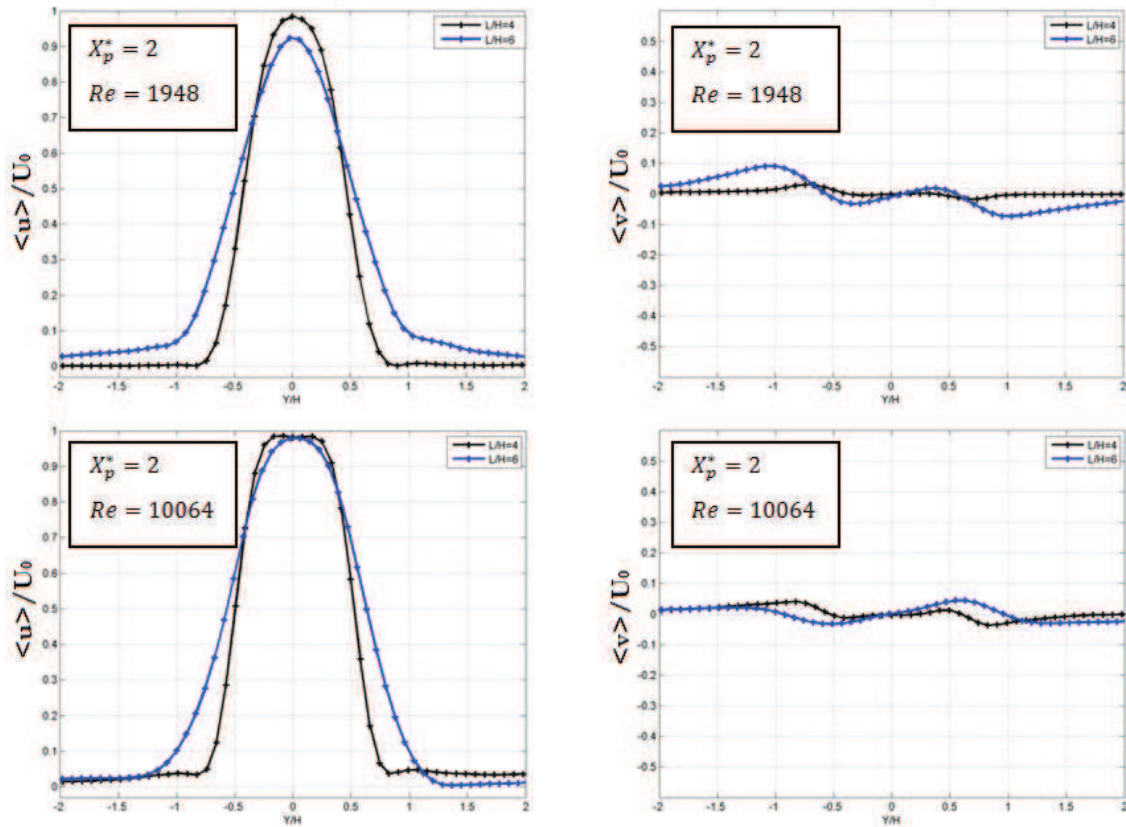


Figure IV.29 : Évolutions des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ et $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 2$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$

Pour $Re=1948$, le profil de $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ présente une évolution en forme de cloche pour les deux rapports ($\frac{L}{H} = 4$ et 6) avec un profil plus large et moins important au centre pour $\frac{L}{H} = 6$. Ceci s'explique par les couches de mélanges qui ont plus d'espace pour se développer avec ce confinement. Quand $Re= 10064$, le profil de $\frac{\langle u \rangle}{U_0}$ à $X_p^* = 2$ se rapproche du profil de la sortie du jet avec un plateau à l'intérieur du jet pour $\frac{L}{H} = 4$ qui correspond à la zone du cône potentiel. Cependant un profil en forme de cloche est obtenu pour $\frac{L}{H} = 6$ qui est à l'extérieur du cône potentiel.

À cette distance de la plaque ($X_p^* = 2$), la vitesse $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ évolue de manière antisymétrique par rapport à l'axe du jet pour les deux confinements et nombres de Reynolds. Il faut noter que les valeurs de $\frac{\langle v \rangle}{U_0}$ sont très faibles sur l'axe du jet et évoluent en s'éloignant jusqu'à atteindre un extremum dans la couche de mélange avant de revenir sur l'axe plus loin. Une légère dissymétrie est toujours présente du fait de l'inclinaison du jet.

IV.4.3 Champs moyens $\langle u \rangle$ et $\langle v \rangle$

En complément des profils de vitesses montrés à des éloignements différents de la plaque fendue, les distributions spatiales des champs de vitesses moyennes normalisées par U_0 sont présentées sur la *Figure IV.30* pour trois confinements différents et trois nombres de Reynolds.

On observe un comportement commun à toutes les configurations ; la composante longitudinale $\langle u \rangle$ domine le jet en partie centrale et reste quasi constante de la sortie du convergent jusqu'à une distance caractéristique de la longueur du cône potentiel du jet. Quand le nombre de Reynolds augmente, on constate un élargissement latéral du jet ce qui suggère un entrainement latéral plus important du fluide ambiant. Au niveau de la plaque et pour les faibles confinements et les hauts Reynolds, on observe qu'une première partie qui comprend le cône potentiel s'échappe par la fente et une seconde partie qui comprend les couches latérales et les tourbillons vient frapper la plaque. Les vecteurs vitesses changent de direction dans cette zone quand le jet est au contact de la paroi où il se partage symétriquement de part et d'autre de son axe. La dissymétrie observée de part et d'autre de la fente pour certaines configurations est due à l'inclinaison du jet à la sortie du convergent. Dans la zone de paroi, la composante transversale de la vitesse domine et son épaisseur est d'environ 15% de la distance L . Pour le confinement $\frac{L}{H} = 6$, on observe de part et d'autre de la fente, au niveau du contact avec la plaque, deux petites zones où les vitesses sont presque nulles et qui correspondent à des régions où la quantité de mouvement du jet se transforme en pression sur la paroi. Ces zones sont caractéristiques des jets qui heurtent une plaque pleine où une seule zone centrale selon la paroi apparaît (Koched (2011)). Sur l'axe du jet le fluide accélère en s'échappant de la fente. Le phénomène de battement observé pour ce rapport de confinement se caractérise à bas nombre de Reynolds par une zone très large mais de faible vitesse. Pour les plus grands rapports de confinements ($\frac{L}{H} = 4$ et 6), le jet s'élargit avec le nombre de Reynolds puis se contracte en partie centrale au passage par la fente. L'intensité de la vitesse augmente le long de la paroi lorsque le nombre de Reynolds augmente.

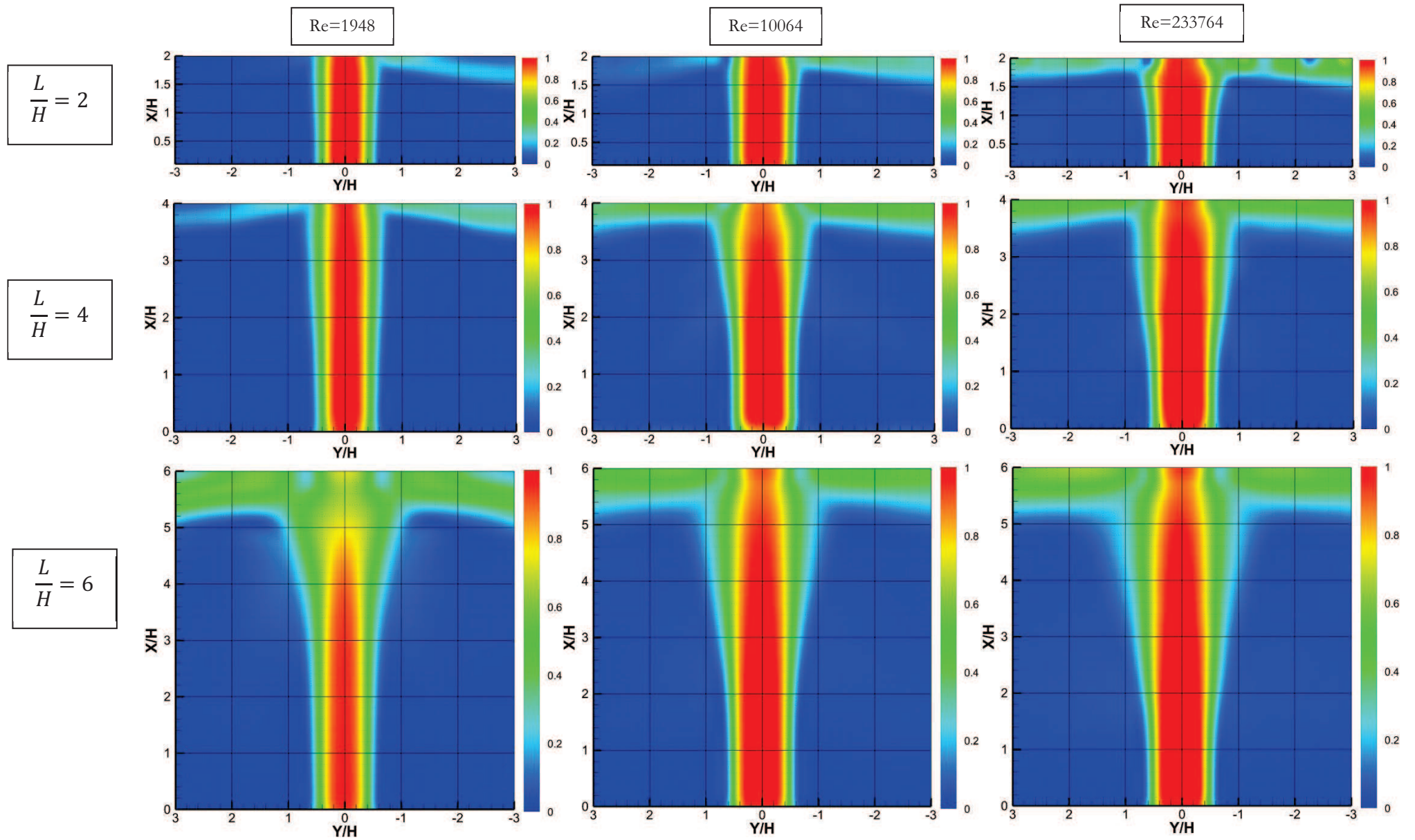


Figure IV.30 : Champs des vitesses moyennes normalisées $\frac{\langle \sqrt{u^2 + v^2} \rangle}{U_0}$.

IV.5 Évolution des fluctuations des vitesses

Pour les trois confinements $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 , les profils transversaux des taux de turbulence (moyennes quadratiques normalisées des fluctuations des vitesses longitudinales et transversales : $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$) sont présentés à plusieurs distances de la plaque ($X_p^* = 0.1, 1$ et 2) pour les nombres de Reynolds pris entre $Re=1948$ et 23376 .

IV.5.1 Influence du nombre de Reynolds

Les taux de turbulence sont fortement influencés par les conditions à la sortie du jet. Ainsi on trace les évolutions des taux de turbulence pour différents nombres de Reynolds et rapports de confinements. Pour $\frac{L}{H} = 2$, on observe les profils habituels d'évolution du taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ en forme de selle pour les différents nombres de Reynolds sur la *Figure IV.31*. À $X_p^* = 1$, on a un niveau bas à l'extérieur et au milieu de la zone du jet (inférieur à 5 %) et deux pics sur les bords à $\frac{Y}{H} = \pm 0.5$ de l'ordre de 9%.

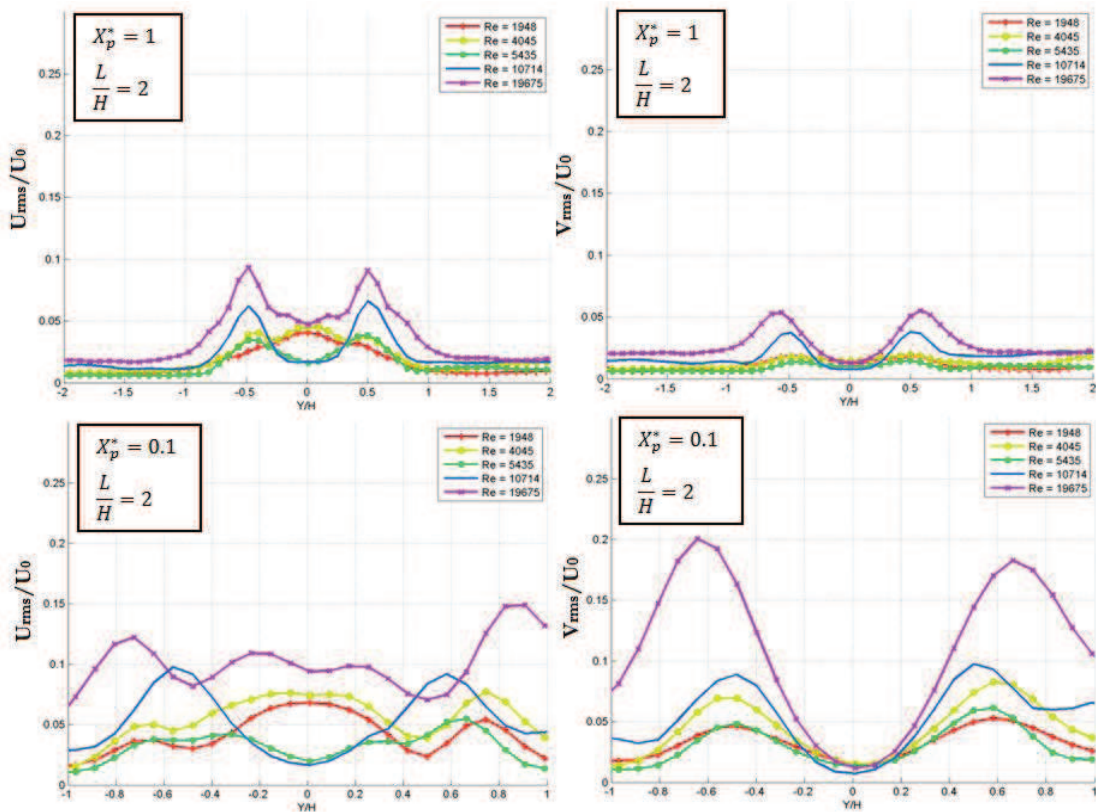


Figure IV.31 : Évolution des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 2$.

Les pics observés reflètent l'interaction du jet avec l'environnement via ses couches de mélange qui s'épaississent en s'approchant de la surface de la plaque fendue, ce qui arrondit aussi les pics. Pour les bas nombres de Reynolds, le taux de turbulence présente un pic au milieu de la fente de l'ordre de 5%. Ces fluctuations augmentent avec le nombre de Reynolds. Les profils de $\frac{v_{rms}}{U_0}$ se comportent de la même façon que $\frac{u_{rms}}{U_0}$ mais d'une manière plus symétrique. Cependant, le pic central observé dans la direction longitudinale n'est pas observé pour les faibles nombres de Reynolds. À proximité de la fente pour $X_p^* = 0.1$, une évolution similaire de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est observée mais avec des taux plus importants ($\frac{v_{rms}}{U_0}$ atteint 20% pour les hauts nombres de Reynolds). Une dissymétrie est notée surtout pour le nombre de Reynolds $Re=19675$ à cause de l'inclinaison du jet.

On peut observer la même tendance pour $\frac{u_{rms}}{U_0}$ sur la *Figure IV.32* avec un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$, un niveau bas en milieu de la fente (inférieur à 5 %) et deux pics sur les bords (de l'ordre de 7%) loin de la plaque fendue pour $X_p^* = 1$ et 2 sauf pour les deux nombres de Reynolds $Re=1948$ et 23376 . Pour le nombre de Reynolds $Re=1948$, il y a deux pics latéraux aux bords de la fente (de l'ordre de 7 %) et un pic central de l'ordre de 9% à $X_p^* = 2$, 15% quand $X_p^* = 1$ qui perd de l'ampleur très près de la paroi à $X_p^* = 0.1$ (de l'ordre de 12%). Pour le nombre de Reynolds le plus élevé ($Re=23376$) le pic central n'apparaît pas aux positions de X_p^* choisies. En s'éloignant du convergent, les couches de mélanges sources de turbulence deviennent de plus en plus épaisses tandis que la zone du cône potentiel se rétrécit. Ainsi le taux de turbulence devient de plus en plus important (de l'ordre de 15%). Pour $\frac{L}{H} = 4$ encore, les profils de $\frac{v_{rms}}{U_0}$ gardent une évolution symétrique par rapport à l'axe du jet avec deux pics latéraux qui correspondent à la zone de mélange. Entre le convergent et la fente ($X_p^* = 2$), une importante différence du taux de turbulence peut être observée entre les nombres de Reynolds élevés et les plus faibles (10% à $Re=1948$ et 18% à $Re=23376$). À l'approche de la paroi ($X_p^* = 1$), les taux de turbulence pour tous les nombres de Reynolds se rapprochent. À $X_p^* = 0.1$ le taux de turbulence $\frac{v_{rms}}{U_0}$ à nombre de Reynolds élevé devient plus faible qu'aux nombres de Reynolds faibles à l'exception de $Re=1948$. Lorsque le nombre de Reynolds augmente, les pics s'estompent pour $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et s'écartent de la fente pour $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$. Une dissymétrie est toujours présente à cause de l'inclinaison du jet.

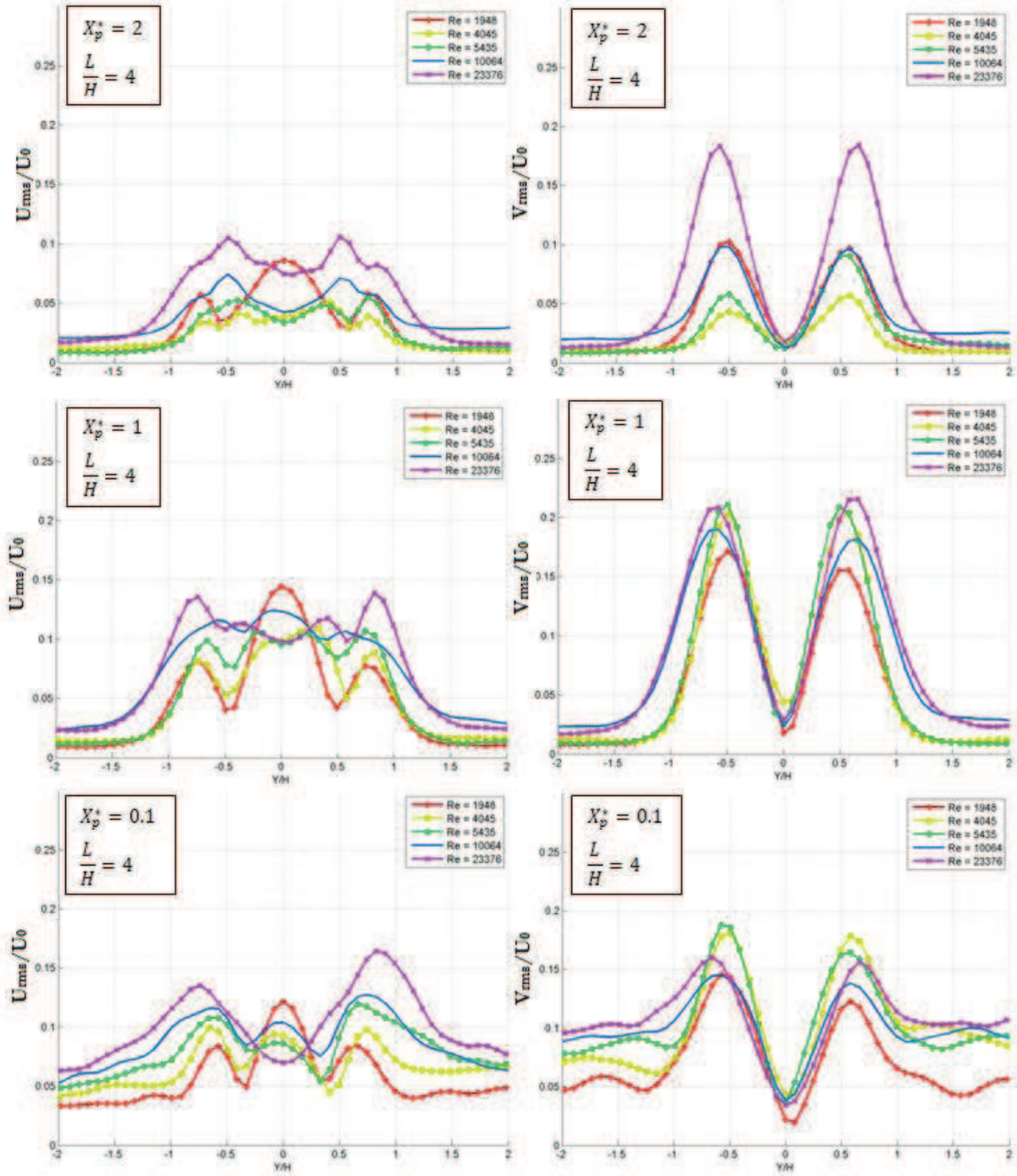


Figure IV.32 : Évolution des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$.

Pour $\frac{L}{H} = 6$ (Figure IV.33), les évolutions des taux de turbulence sont similaires au cas $\frac{L}{H} = 4$ quand $Re > 4045$ mais nettement plus amplifiées.

Pour les plus faibles valeurs de Reynolds, les pics pour $\frac{u_{rms}}{U_0}$ augmentent sur les bords en passant de $X_p^* = 3$ à $X_p^* = 2$ pour atteindre un maximum de 20%. Pour les grandes valeurs de Reynolds, $\frac{u_{rms}}{U_0}$ varie peu avec X_p^* , on passe de 11% pour $X_p^* = 3$ à 15% (pour $X_p^* = 0.1$). Parallèlement à ce pic en bordure de jet, un second pic latéral est parfois observé à cause du phénomène de battement. Pour les nombres de Reynolds $Re=1948$ et $Re=4045$ les profils sont influencés par le mode de battement du jet. Pour $Re = 1948$ et $X_p^* = 1$, $\frac{u_{rms}}{U_0}$ présente un creux au milieu du jet et deux pics latéraux aux bords de la fente. Plus loin vers $\frac{Y}{H} = \pm 1.2$, deux pics de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ sont présents. Ces pics supplémentaires n'apparaissent que pour les configurations où un mode de battement est présent. Dans ces configurations, l'écoulement se comporte comme deux jets avec deux trajectoires de part et d'autre. Ainsi, on observe les profils de deux jets combinés dont les centres se situent à $\frac{Y}{H} = \pm 0.75$ avec deux pics latéraux pour chacun. Quant aux profils de $\frac{v_{rms}}{U_0}$, ils évoluent de manière symétrique par rapport à l'axe du jet avec deux pics latéraux pour les nombres de Reynolds élevés. Pour les nombres de Reynolds faibles, l'intensité augmente à l'approche de l'obstacle en passant de 7% quand $X_p^* = 3$ à 25% quand $X_p^* = 0.1$. Pour les nombres de Reynolds élevés on observe le phénomène inverse pour $\frac{v_{rms}}{U_0}$, le taux qui diminue en s'approchant de la plaque et passe de 17% quand $X_p^* = 3$ à 12% quand $X_p^* = 0.1$.

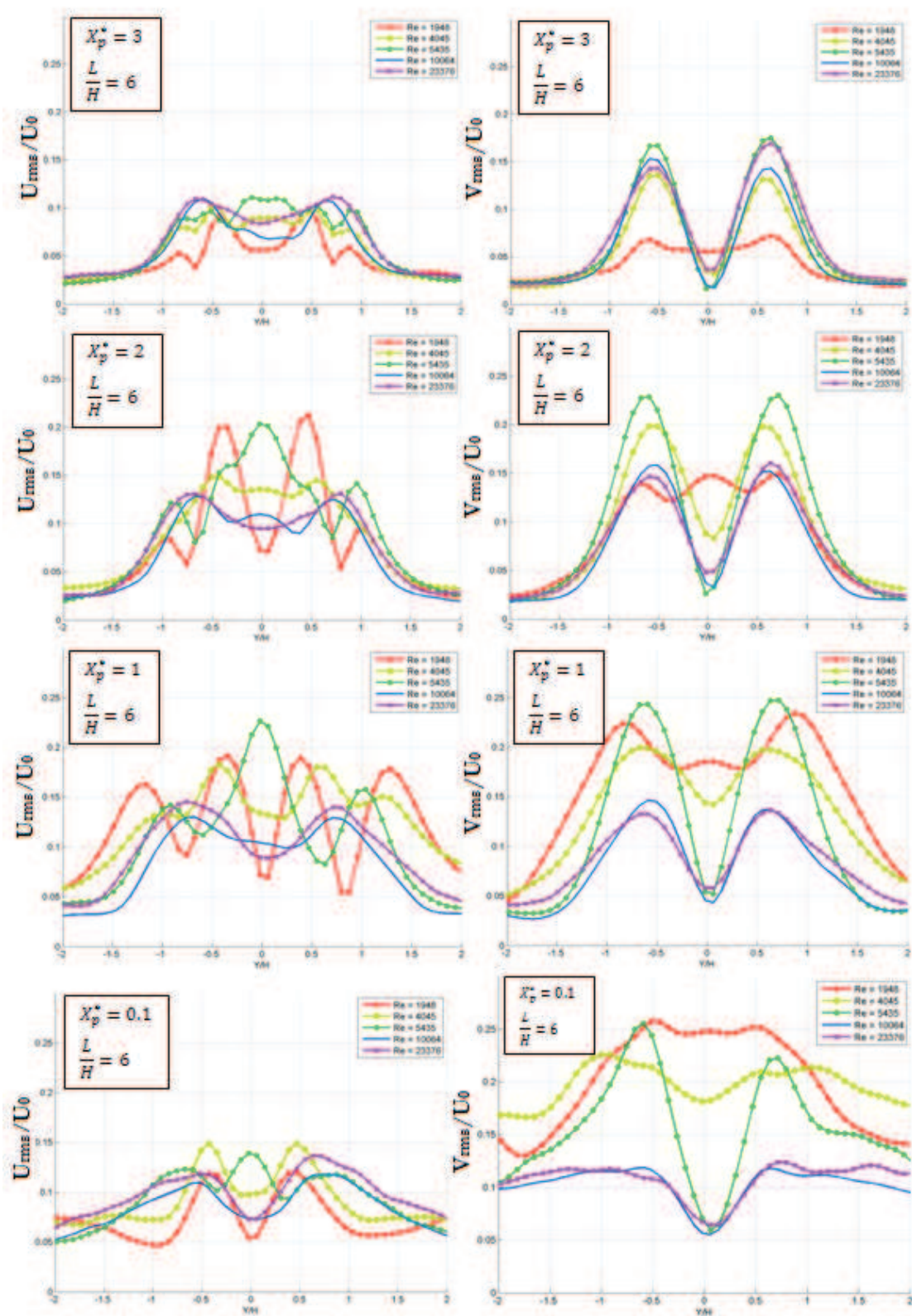


Figure IV.33 : Évolution des profils transversaux des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ pour le rapport de

confinement $\frac{L}{H} = 6$.

IV.5.2 Influence du confinement

Dans cette partie les profils de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ sont considérés en fonction du confinement ($\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6) pour deux nombres de Reynolds. Le premier nombre de Reynolds, $Re=1948$, correspond à un régime transitoire et le second, $Re=10064$, à un régime turbulent.

L'évolution des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est présentée sur la *Figure IV.34* pour une distance $X_p^* = 0.1$ de la paroi de l'obstacle. Pour $Re=1948$, le passage du rapport de confinement $\frac{L}{H} = 2$ à $\frac{L}{H} = 4$ induit une augmentation du taux $\frac{u_{rms}}{U_0}$ de 10% environ avec la même allure générale : deux pics latéraux près des bords de la fente et un pic central sur l'axe de la fente. Quant au confinement $\frac{L}{H} = 6$, au même nombre de Reynolds, le profil de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ est de même ordre que celui de $\frac{L}{H} = 4$ mais sans le pic central. Le profil de $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est symétrique pour ce nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 2, 4$ ou 6 , avec un plateau central important (25%) pour $\frac{L}{H} = 6$. Pour $Re=10064$ et $X_p^* = 0.1$ encore, les profils de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ sont en forme de selle sauf pour $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{L}{H} = 4$ où un pic central est présent. Mais d'une façon générale le taux de turbulence augmente avec le rapport de confinement.

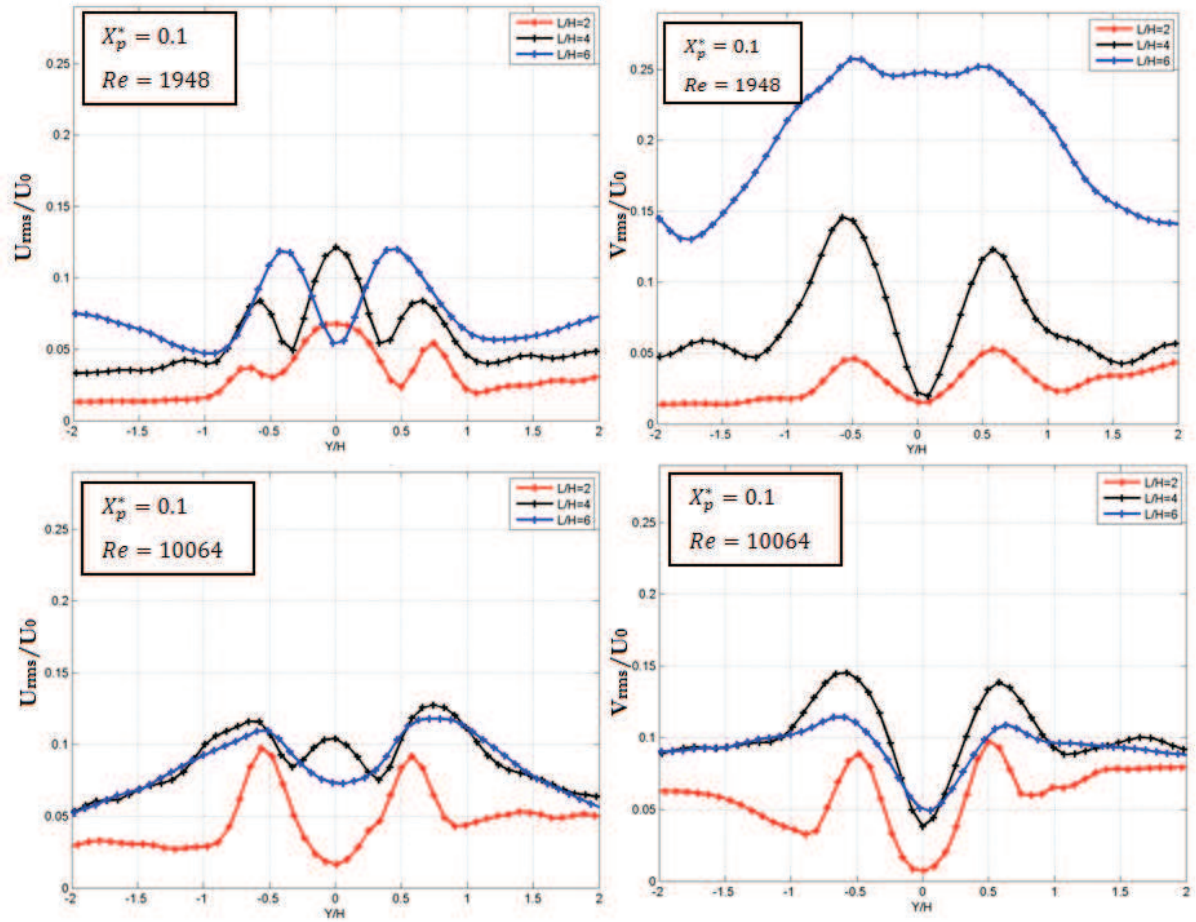


Figure IV.34 : Évolutions des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 0.1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$.

L'évolution des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est présentée sur la Figure IV.35 à $X_p^* = 1$ en fonction du rapport de confinement $\frac{L}{H}$ et pour les mêmes nombres de Reynolds. Pour $Re=1948$ et $\frac{L}{H} = 2$, $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ sont inférieurs à 5%. Pour $\frac{L}{H} = 4$, le taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ augmente considérablement sous forme d'un profil en selle avec un pic central (15%). Quand $\frac{L}{H} = 6$ le taux $\frac{u_{rms}}{U_0}$ présente des oscillations qui reflètent le battement du jet et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ possède deux pics latéraux à $\frac{Y}{H} = \pm 1$, avec des taux de l'ordre de 20%. Pour le nombre de Reynolds le plus élevé ($Re=10064$), on observe un profil classique de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ pour le confinement $\frac{L}{H} = 2$ avec deux pics aux bords de la fente à $\frac{Y}{H} = \pm 0.5$ et un plateau de turbulence très faible entre les deux pics. Pour $\frac{L}{H} = 4$ et 6, le taux de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ augmente fortement pour atteindre 10 à 15% à cette distance de

la paroi, avec deux pic latéraux et un pic central dans le cas $\frac{L}{H} = 4$. Le profil de $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est symétrique pour $\frac{L}{H} = 4$ et 6 avec un point très proche de zéro au centre du jet.

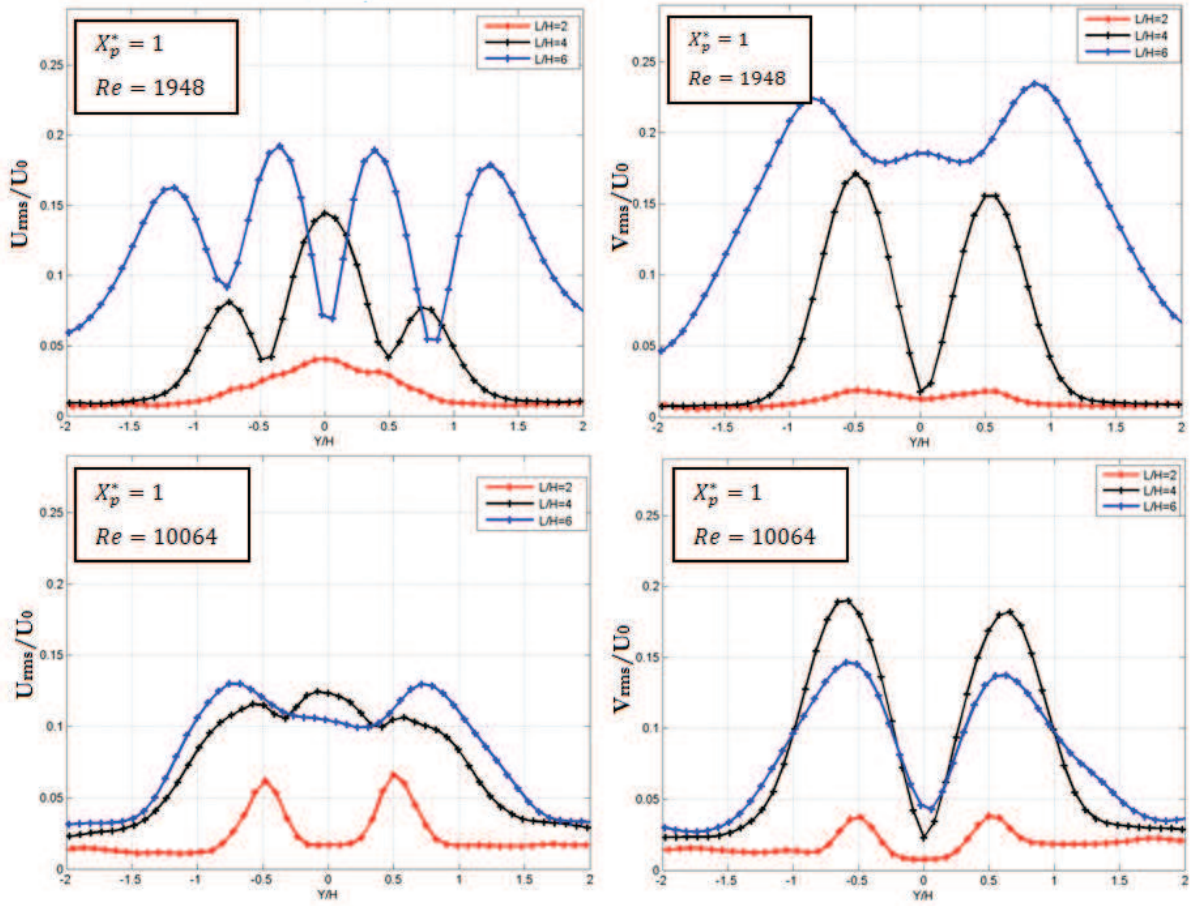


Figure IV.35 : Évolutions des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 1$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$.

L'évolution de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ est présentée sur la Figure IV.36 pour $X_p^* = 2$, $\frac{L}{H} = 4$ et 6 et les deux nombres de Reynolds étudiés dans cette partie.

Les profils de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ présentent une évolution très similaire à ce qui est observé pour $X_p^* = 1$. Le niveau de turbulence est plus important pour le confinement supérieur, toujours en forme de scelle pour $\frac{L}{H} = 4$ (avec un pic central quand $Re = 1948$). Des oscillations sont présentes dans les profils de $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ pour $\frac{L}{H} = 6$ à cause du battement du jet et de la division du jet suivant deux trajectoires précédemment décrite.

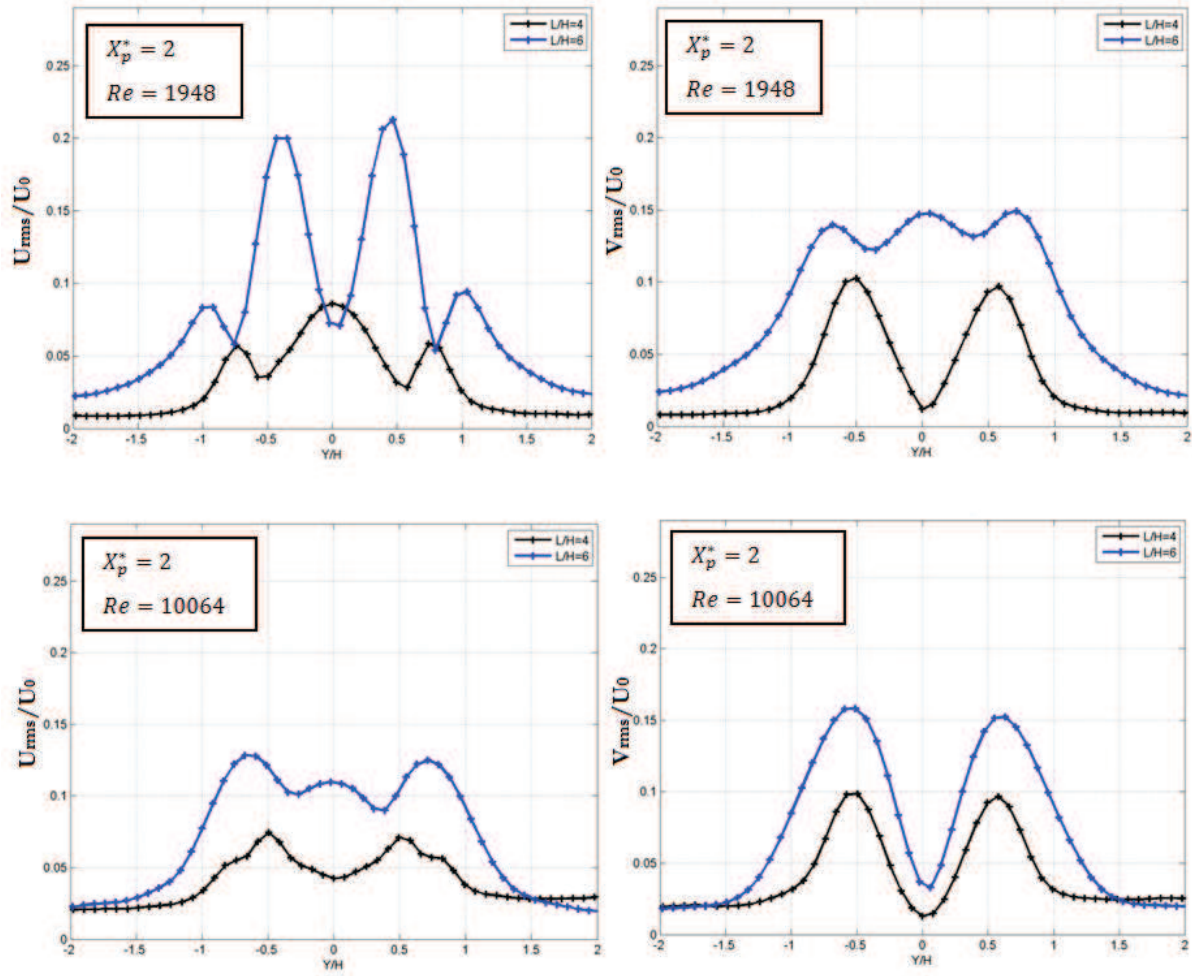


Figure IV.36 : Évolutions des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ en fonction du confinement à $X_p^* = 2$ pour $Re=1948$ et $Re=10064$.

IV.5.3 Champs moyens $\langle u_{rms} \rangle$ et $\langle v_{rms} \rangle$

Afin de voir l'évolution des taux de turbulence $\frac{u_{rms}}{U_0}$ et $\frac{v_{rms}}{U_0}$ de manière globale, on les montre sur la Figure IV.37 pour trois nombres de Reynolds et trois rapports de confinements ($\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6).

Une description commune convient dans tous les cas pour l'évolution des grandeurs fluctuantes : l'amplitude des fluctuations est très faible au centre du jet et à proximité du convergent. C'est en effet la zone du cœur potentiel. Ces fluctuations prennent de l'ampleur en s'éloignant de l'axe vers les couches de mélange et progressivement vers l'aval de la sortie du jet, pour atteindre dans certaines configurations des valeurs d'environ 25% de la vitesse moyenne à la sortie du

convergent. Elles sont ainsi faibles au plus près de la sortie de la bouche de soufflage et se localisent de part et d'autre de l'axe du jet ($\frac{y}{H} = \pm 0.7$).

Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 2$ et $Re=10064$ et 23376 , l'état imparfait de la surface de la plaque du convergent et les réflexions du laser génèrent des erreurs de mesures expérimentales sous forme de sphères de très hautes intensité turbulente. La même source d'erreurs a été constatée à la sortie du jet pour $Re=23376$.

Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$ et $Re=1948$, la distribution des fluctuations est différente ; contrairement aux autres cas, elles sont maximales sur l'axe du jet au niveau de la paroi d'impact et présentent deux « poches » de part et d'autre de la fente à quelques millimètres de la plaque. Comme expliqué précédemment, pour ce nombre de Reynolds le jet présente un mode de battement assez explicite, et l'écoulement oscille de part et d'autre de la fente. C'est ainsi que dans ce cas une bonne partie du fluide ne sort pas à travers la fente et que la largeur de la zone turbulente devient plus importante. Quand le nombre de Reynolds augmente, les fluctuations prennent de l'ampleur plus rapidement et de plus en plus près du convergent.

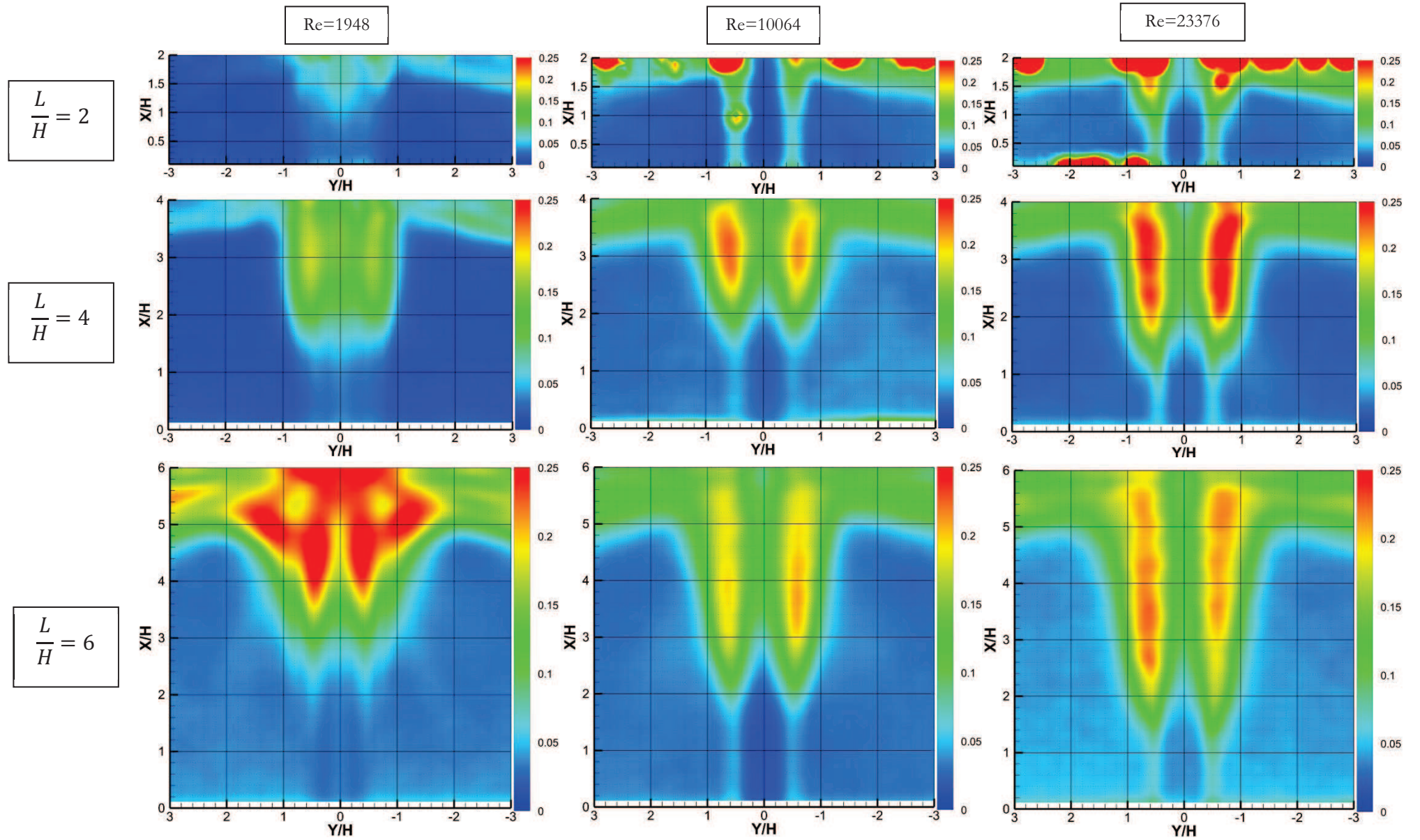


Figure IV.37 : Champs des taux de turbulence $\frac{\langle \sqrt{u_{rms}^2 + v_{rms}^2} \rangle}{U_0}$.

IV.6 Structures tourbillonnaires

IV.6.1 Critères de détection et suivi des structures tourbillonnaires

Le critère de la vorticité instantanée ne suffit pas pour distinguer à coup sûr dans un écoulement donné le cisaillement de la rotation. Par conséquent, ce critère de maximum de vorticité demeure une condition nécessaire mais non suffisante parfois pour détecter les centres des tourbillons.

D'où l'utilisation du critère de détection λ_2 décrit dans la partie bibliographique (Jeong et Hussain (1995)) pour localiser les tourbillons.

La représentation des iso-valeurs de $\lambda_2 < 0$ permet donc d'identifier le cœur des structures tourbillonnaires. Les positions des centres tourbillonnaires sont associées aux minimums de la fonction λ_2 dans les cœurs tourbillonnaires.

Pour illustrer la différence entre le champ de vorticité et celui de λ_2 , on montre sur la *Figure IV.38* un exemple pour un nombre de Reynolds $Re=3610$ et un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$. En plus des tourbillons, une zone de vorticité est détectée près du convergent et jusqu'à $\frac{x}{H} = 2.5$ qui correspond à du cisaillement dans la couche de mélange. Quant au critère λ_2 , il ne détecte que les mouvements rotatifs.

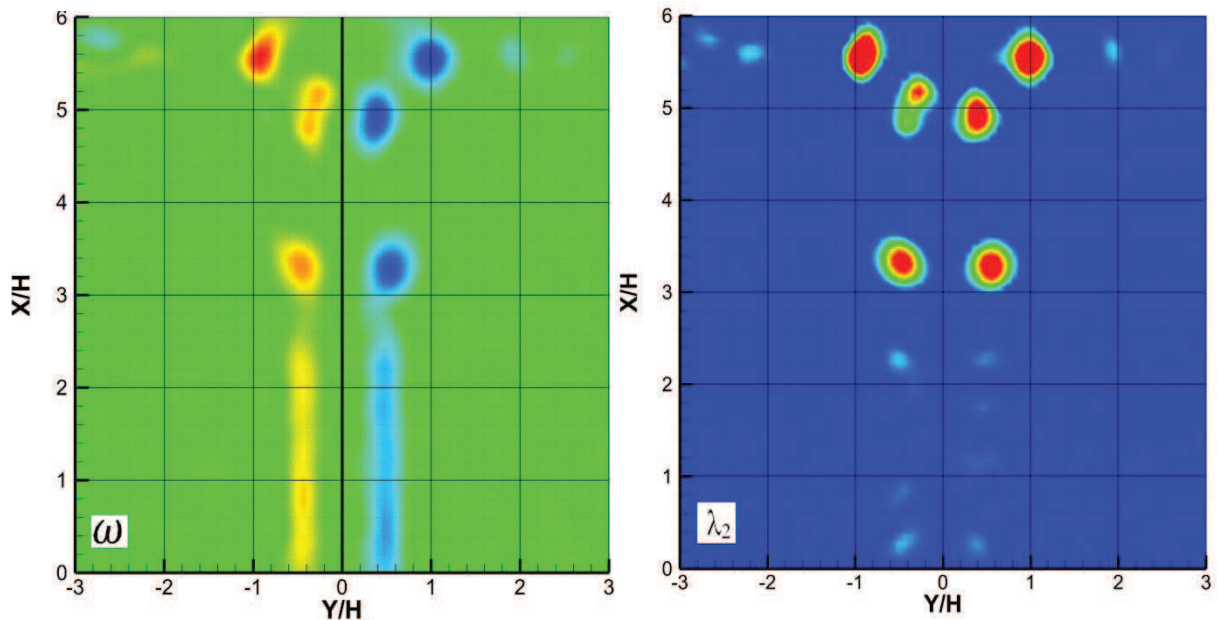


Figure IV.38 : Champ de vorticité ω et de λ_2 . Rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$ et $Re = 3610$.

IV.6.2 Modes aérodynamiques

Comme vu dans la partie bibliographique pour les fréquences des sons auto-entretenus, le saut de fréquence du Strouhal est accompagné d'un changement du mode aérodynamique. Afin d'observer l'effet du confinement et du nombre de Reynolds sur la dynamique tourbillonnaire et les modes aérodynamiques du jet, on présente sur la *Figure IV.39* des champs instantanés du critère λ_2 de l'écoulement en fonction du nombre de Reynolds pour les trois rapports de confinement $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 .

Pour le nombre de Reynolds $Re=1948$, on observe qu'en passant de $\frac{L}{H} = 2$ à $\frac{L}{H} = 4$, le nombre des tourbillons entre le convergent et la plaque est doublé tout en restant dans un mode symétrique. De même pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$, à ce nombre de Reynolds, il s'agit toujours du même nombre de tourbillons et d'un mode symétrique mais avec un mode de battement qui fait osciller les deux tourbillons symétriques en même temps (voir les tourbillons 1, 2, 3 et 4 sur la *Figure IV.39* pour $\frac{L}{H} = 6$ et $Re=1948$).

Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 2$ et le nombre de Reynolds $Re=5435$, l'écoulement est régi par un mode antisymétrique. Pour le nombre de Reynolds $Re=23376$, le nombre des tourbillons augmente encore et passe à quatre. Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ et pour les trois nombres de Reynolds considérés, les jets sont symétriques avec deux tourbillons supplémentaires par rapport au rapport de confinement $\frac{L}{H} = 2$ pour les trois nombres de Reynolds considérés.

Pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 6$ et $Re = 5435$, il existe 6 tourbillons avec un mode symétrique et un appariement tourbillonnaire qui divise la fréquence des tourbillons qui touchent la plaque par deux. Pour le nombre de Reynolds $Re=23376$, des interactions très complexes prennent lieu dans la couche de mélange sur le trajet de tourbillons avec des phénomènes d'appariement et d'entraînement.

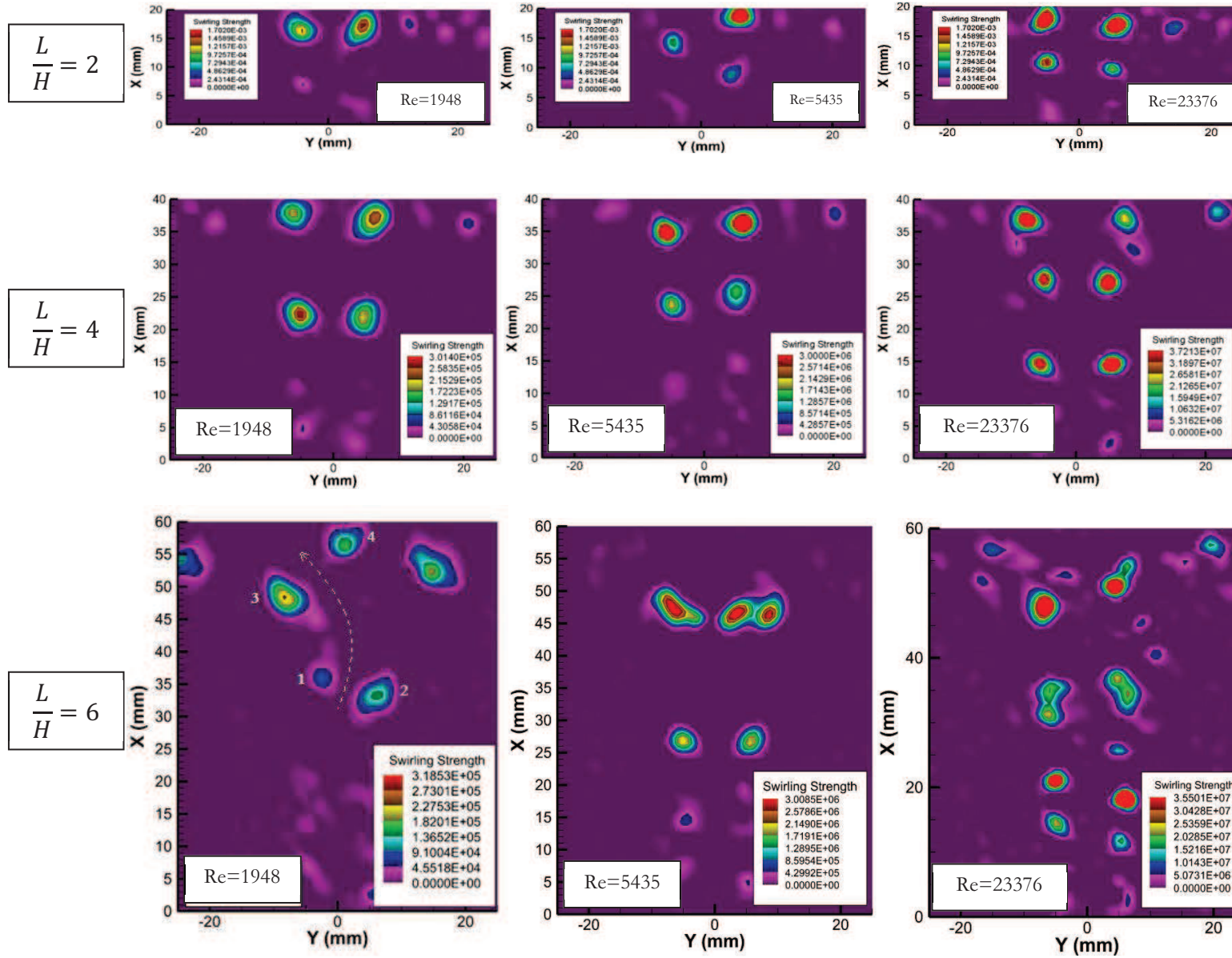


Figure IV.39 : Structures tourbillonnaires pour trois nombres de Reynolds et confinements. Critère de détection : λ_2

IV.6.3 Trajectoires et dimensions des tourbillons

Les tourbillons prennent naissance près du convergent dans la couche de mélange entre le fluide sortant et le fluide environnant. Ainsi, ces structures rotationnelles sont le fruit de plusieurs paramètres qui interviennent depuis le profil duquel ils débouchent. Le nombre de Reynolds est très déterminant pour la dynamique des tourbillons et pour l'établissement de leurs modes symétriques ou antisymétriques. Pour des faibles nombres de Reynolds, un mode transitoire peut apparaître avec un battement du jet. De même, le confinement joue un rôle important sur l'évolution de ces structures lors de leurs déplacements à travers les couches de mélanges et jusqu'à leur arrivée sur la paroi.

Afin d'observer l'effet du confinement et du nombre de Reynolds sur la trajectoire des tourbillons entre le convergent et la plaque d'impact, sur les *Figures IV.40 et IV.41*, le critère de détection λ_2 (Jeong et Hussain (1995)) est utilisé pour localiser les tourbillons. Des champs de PIV instantanés et successifs sont superposés sur ces figures pour tracer la trajectoire des tourbillons dans le temps. À chaque fois la partie supérieure du jet est présentée.

Sur la *Figure IV.40*, on observe que l'activité tourbillonnaire est faible en amplitude (par rapport à des confinements supérieurs sur la *Figure IV.41*) pour les deux nombres Reynolds considérés car les couches de mélange n'ont pas assez d'espace pour se développer ; c'est un impact du cône potentiel. Ainsi l'intensité de ces tourbillons est très faible et leurs trajectoires suivent une ligne droite jusqu'à la plaque où les tourbillons dévient dans la direction transversale.

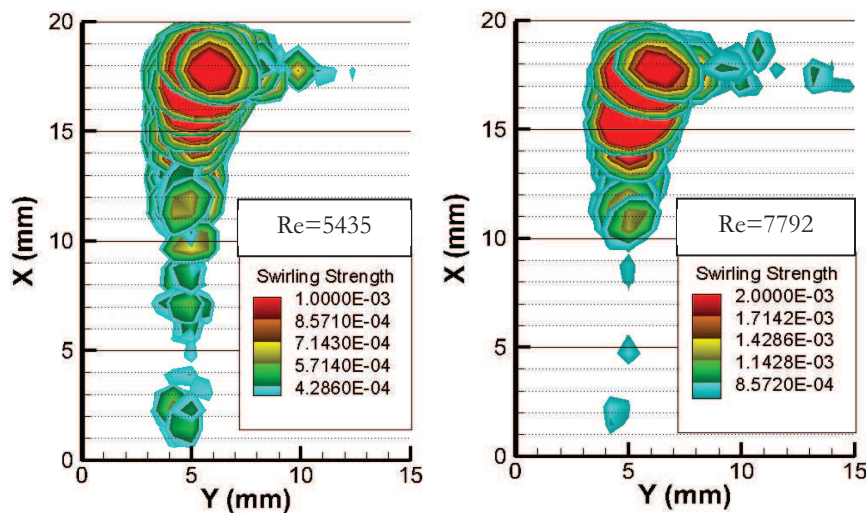


Figure IV.40 : Trajectoire des tourbillons à l'aide du critère $\lambda_2 \cdot \frac{L}{H} = 2$.

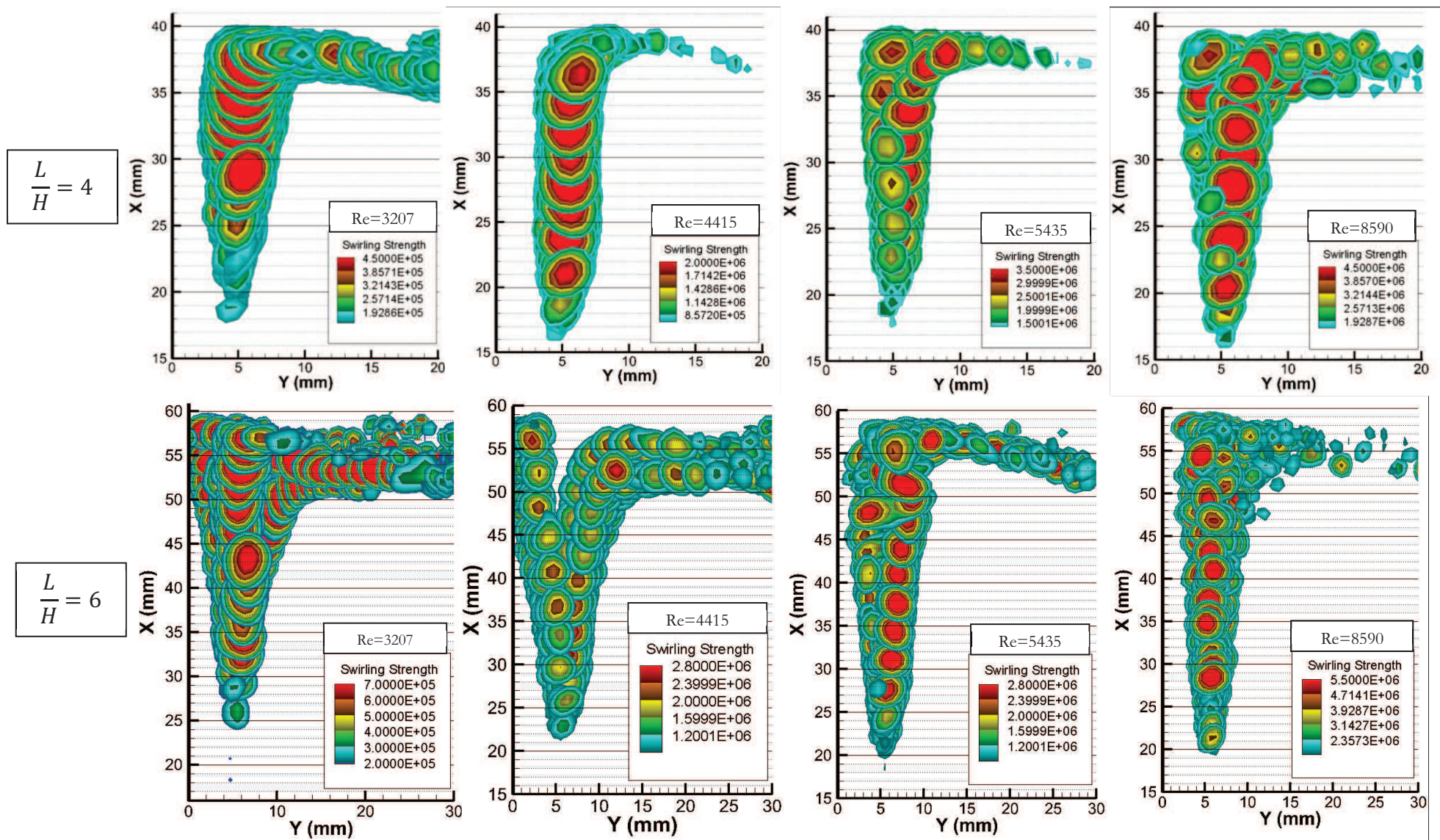


Figure IV.41 : Trajectoires des tourbillons identifiées à l'aide du critère λ_2 . $\frac{L}{H} = 4$ et 6

Les trajectoires des tourbillons pour des rapports de confinements supérieurs ($\frac{L}{H} = 4$ et 6) sont présentées sur la *Figure IV.41* à différents nombres de Reynolds.

Pour le confinement $\frac{L}{H} = 4$, les amplitudes de λ_2 sont beaucoup plus intenses que pour le confinement $\frac{L}{H} = 2$. Pour tous les Reynolds présentés, les tourbillons commencent à prendre de l'ampleur vers $\frac{x}{H} = 1.5$ et puis avancent dans la direction de la plaque.

Cependant deux trajectoires sont observées pour les deux Reynolds $Re=3207$ et $Re=4415$ où les tourbillons qui arrivent sur la plaque se partagent en deux parties : la première s'échappe par la fente, la seconde est déviée après avoir heurté la plaque et continue son chemin dans la direction transversale. Pour les deux nombres de Reynolds, $Re=5435$ et $Re=8590$, il existe deux trajectoires principales pour les tourbillons. La première trace une trajectoire droite et très serrée vers l'axe, ce qui va permettre à certains tourbillons de s'échapper par la fente. Le second chemin suit une droite avec une pente qui va amener les tourbillons vers la plaque pour dévier dans l'autre direction et créer un jet de paroi.

Si l'on considère le confinement $\frac{L}{H} = 6$ pour les deux nombres de Reynolds $Re=3207$ et $Re=4415$, on observe que plusieurs chemins sont empruntés par les tourbillons lors de leur déplacement vers la plaque. Il s'agit dans ces cas du chemin induit par le mode de battement dont le rôle est important pour ce confinement pour les faibles nombres de Reynolds comme vu précédemment. Pour $Re=5435$, deux trajectoires obtenues sont similaires à ce qu'il a été vu pour le confinement $\frac{L}{H} = 4$ au même nombre de Reynolds. Pour $Re= 8590$, on obtient une combinaison peu structurée des deux trajectoires des tourbillons.

Ces trajectoires empruntées par les tourbillons ont un rôle très important dans l'interaction entre le jet et la plaque et sur le niveau acoustique ainsi obtenu. Pour mettre ceci en évidence, dans le chapitre suivant, le couplage et les corrélations entre la dynamique de ces tourbillons et le signal acoustique acquis simultanément sont étudiés.

IV.7 Bilan

Dans cette partie, l'évolution de la vitesse moyenne axiale a été présentée en fonction du nombre de Reynolds pour trois rapports de confinement $\frac{L}{H} = 2, 4$ et 6 . La décroissance de la vitesse

axiale ne suit pas la même loi pour un même nombre de Reynolds quand on a deux confinements différents (un petit et un grand confinement).

Ensuite, les grandeurs relatives à la couche de mélange ainsi que les évolutions des profils de vitesses moyennes et fluctuantes sont présentés pour différents nombres de Reynolds et rapports de confinement. Différents profils peuvent être trouvés en fonction des paramètres. Un mode de battement pour les grands rapports de confinements et faibles nombres de Reynolds est à l'origine de certaines évolutions des valeurs relatives à la couche de mélange ou des profils de vitesses et de fluctuations qui sont spéciales à ce mode.

Enfin, la dynamique des écoulements a été visualisée grâce au critère λ_2 en fonctions des différents paramètres du jet $(Re, \frac{L}{H})$. Plusieurs trajets empruntés par les tourbillons pour une même configuration ont pu être observés.

Chapitre V.

Couplages aéroacoustiques

V.1	Introduction	124
V.2	Fréquences des sons auto-entretenus	125
V.3	Corrélations entre la dynamique tourbillonnaire et les sons auto-entretenus	131
V.3.1	Analyse des trajectoires des tourbillons en fonction du niveau acoustique	131
V.4	Analyse de la position et des dimensions des tourbillons	134
V.4.1	Position des centres des tourbillons	134
V.4.2	Dimensions des tourbillons	136
V.5	Analyse de phases entre structures tourbillonnaires et signaux acoustiques	140
V.5.1	Suivi temporel	140
V.5.2	Méthodes de moyennes de phase appliqué sur le signal acoustique et celui de la vitesse transversale de l'écoulement $\mathbf{v}$	146
V.6	Analyse des corrélations entre l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle (ECT) et niveaux acoustiques	148
V.7	Corrélations entre vitesses transversales et signaux acoustiques	151
V.7.1	Corrélations croisées entre vitesses transversales et signaux acoustiques	151
V.7.2	Application des troncatures spectrales pour l'étude de corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale	159
V.8	Bilan	163

V.1 Introduction

Le son de fente présenté dans la partie bibliographique fait partie de la famille des sons auto-entretenus et ses corrélations avec la dynamique tourbillonnaire des écoulements impliqués dans ce phénomène sont très importantes.

En effet, lorsqu'un phénomène de sons auto-entretenus s'établit, le détachement tourbillonnaire se produit à la même fréquence que l'onde acoustique générée. Les signaux de vitesse et de pression sont donc corrélés à la fréquence fondamentale du son émis, ce qui engendre à cette fréquence un pic de corrélation entre ces deux quantités.

Ainsi des relations spatio-temporelles sont établies pour suivre l'évolution de la corrélation entre le signal acoustique et les structures tourbillonnaires dans leur l'avancement dès la naissance jusqu'à la plaque fendue.

L'énergie cinétique turbulente (ECT) est aussi considérée en fonction du nombre de Reynolds. Cette quantité est importante car elle contribue aux échanges et aux transferts énergétiques du champ dynamique vers le champ acoustique tout particulièrement dans le cas des configurations bruyantes. Étant donné que le jet étudié ici est plan, les zones et les configurations sont choisies de façon à pouvoir négliger les effets tridimensionnels de l'écoulement et ainsi on considère l'ECT bidimensionnelle dans le plan (XY).

Pour voir où se situent les configurations les plus bruyantes, sur la cartographie de la *Figure V.1*, on présente les niveaux acoustiques en fonction du rapport de confinement et du nombre de Reynolds. Sur cette figure, les niveaux acoustiques les plus élevés se trouvent autour d'un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 3$. D'où, dans ce chapitre, les rapports de confinement $\frac{L}{H} = 3$ et 4 sont essentiellement considérés pour analyser l'évolution des modes aérodynamiques du jet simultanément avec le niveau acoustique obtenu. En effet, avec ce rapport de confinement, la dynamique tourbillonnaire se trouve dans des conditions optimales vis-à-vis de la boucle de rétroaction responsable des sons auto-entretenus.

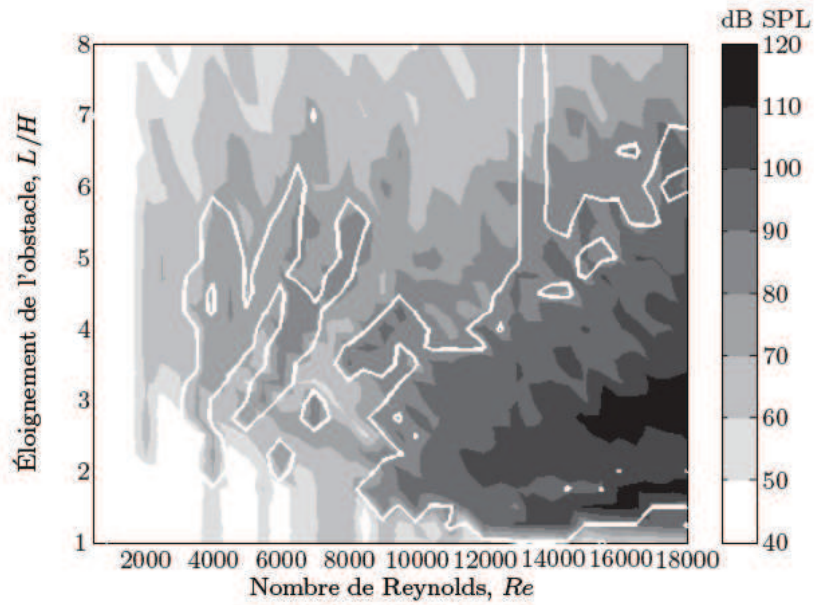


Figure V.1 : Niveaux de pression acoustique obtenus en fonction du nombre de Reynolds et du rapport de confinement (Glessner (2006)).

V.2 Fréquences des sons auto-entretenus

Les sons auto-entretenus se présentent dans le spectre des signaux acoustiques mesurés expérimentalement par des pics de forte intensité. Les sons auto-entretenus et leurs fréquences d'émission ont été étudiés par Rossiter (1964) dans le cas d'un jet affleurant une surface munie d'une cavité. Il a décrit la perturbation créée dans la couche de cisaillement d'une cavité par les ondes de pression générées au niveau du bord de la cavité qui se situe en aval. Les structures cohérentes de la couche de cisaillement arrivent sur le bord aval de la cavité et génèrent des perturbations acoustiques. Rossiter a proposé un modèle qui est utilisé pour déterminer les pics de fréquence les plus énergétiques dans le spectre acoustique.

Le mécanisme physique de la configuration expérimentale de cette étude est similaire et le modèle de Rossiter peut être utilisé comme les autres dimensions de la cavité ne devraient pas affecter la boucle de rétroaction. En effet, l'arrivée des structures tourbillonnaires sur la plaque génère des ondes acoustiques qui se propagent en amont et excitent la couche de cisaillement du jet près de la sortie du jet. La longueur de la cavité correspond à la distance du confinement (L) dans le jet étudié ici. Dans le modèle de Rossiter, les pics de fréquences acoustiques dépendent du rapport de confinement, de la vitesse de convection (U_c) des structures cohérentes dans la couche de cisaillement et du nombre de modes (n). Le nombre de modes correspond à la longueur d'onde

où le nombre des structures tourbillonnaires existantes le long de la couche de cisaillement de l'écoulement. Pour le mode $n = 2$ par exemple, Gharib et Roshko (1987) montrent que deux longueurs d'ondes (ou deux structures tourbillonnaires) existent entre la sortie du jet et l'obstacle, tandis que pour le mode 3, il y a trois ondes (ou trois structures tourbillonnaires).

Rossiter (1964) a proposé l'équation suivante : $S_t = \frac{f_r L}{U_0} = \frac{n - \alpha}{M + 1/\kappa}$

où f_r est la fréquence acoustique cherchée, L est la distance de confinement dans la présente configuration, U_0 est la vitesse moyenne à la sortie de la buse, n est le nombre de modes, M est le nombre de Mach, κ est le rapport de la vitesse de convection des structures cohérentes sur la vitesse de sortie de l'écoulement (U_0) et α est le temps écoulé entre l'arrivée d'une structure tourbillonnaire sur la paroi et l'émission d'une onde acoustique due à l'arrivée de cette structure. Le paramètre α est considéré comme une valeur empirique et est ajusté en fonction des données expérimentales. Pour les faibles nombres de Mach, aucun délai ne doit exister entre l'arrivée des structures tourbillonnaires sur le bord de la fente et la génération des ondes acoustiques, comme indiqué par El Hassan (2008). Ainsi, α est considéré négligeable ($\alpha \approx 0$).

On applique le modèle de Rossiter sur la configuration de jet heurtant une surface rigide en présence d'une plaque fendue afin de comparer les modes obtenus avec ce modèle avec les fréquences des sons auto-entretenus trouvées dans les spectres des signaux acoustiques mesurés expérimentalement (les fréquences les plus énergétiques trouvées dans les spectres des signaux acoustiques) pour différents nombres de Reynolds. Les premières fréquences du modèle de Rossiter pour $n = 1$ et les fréquences des sons auto-entretenus trouvées dans les signaux acoustiques expérimentaux sont présentés sur la *Figure V.2* en fonction du nombre de Reynolds. On peut voir sur cette figure que les modes trouvés avec le modèle de Rossiter évoluent linéairement en fonction du nombre de Reynolds. Quant aux modes des signaux expérimentaux, ils ont une évolution linéaire mais par morceaux avec des sauts de fréquences. Une tendance similaire avec une légère différence est obtenue entre les fréquences de Rossiter et les fréquences expérimentales pour les faibles nombres de Reynolds compris entre 1000 et 4000. Quand $Re=4415$, un saut de fréquences est observé pour les modes des signaux expérimentaux. À ce nombre de Reynolds un changement du mode aérodynamique est accompagné de ce saut de fréquences ; c'est le nombre des tourbillons entre la sortie du convergent et la plaque qui change. Ainsi ' n ' est différent de 1 ($n \neq 1$) ce qui engendre une différence entre les modes obtenus avec le modèle de Rossiter qui sont calculé pour $n = 1$. En effet pour les nombres de Reynolds

compris entre 4415 et 9000, le nombre de tourbillons existant entre la sortie du jet et l'obstacle (plaque fendue) augmente, ainsi le paramètre n doit être ajusté dans le calcul des modes du modèle de Rossiter. Des sauts de fréquences pour les modes expérimentaux sont observés pour $Re \approx 9000, 15000$ et 21000 comme montré sur la *Figure V.2*. Pour des nombres de Reynolds supérieurs à 9000, la boucle de rétroaction de l'excitation acoustique créée par les tourbillons heurtant la plaque fendue et qui contrôle la couche de cisaillement, passe du chemin direct (l'excitation acoustique est directement couplée à la couche de cisaillement) au chemin indirect (l'excitation acoustique est couplée avec le volume d'où le jet est émis) comme il a été montré par Billon, et al. (2005). En suivant ce chemin de rétroaction indirect les fréquences d'émission sont contrôlées par le conduit d'où le jet débouche. Ce changement de chemin de rétroaction n'est pas pris en compte dans le modèle de Rossiter ce qui ajoute une source d'écart supplémentaire entre les modes du modèle de Rossiter et les modes expérimentaux.

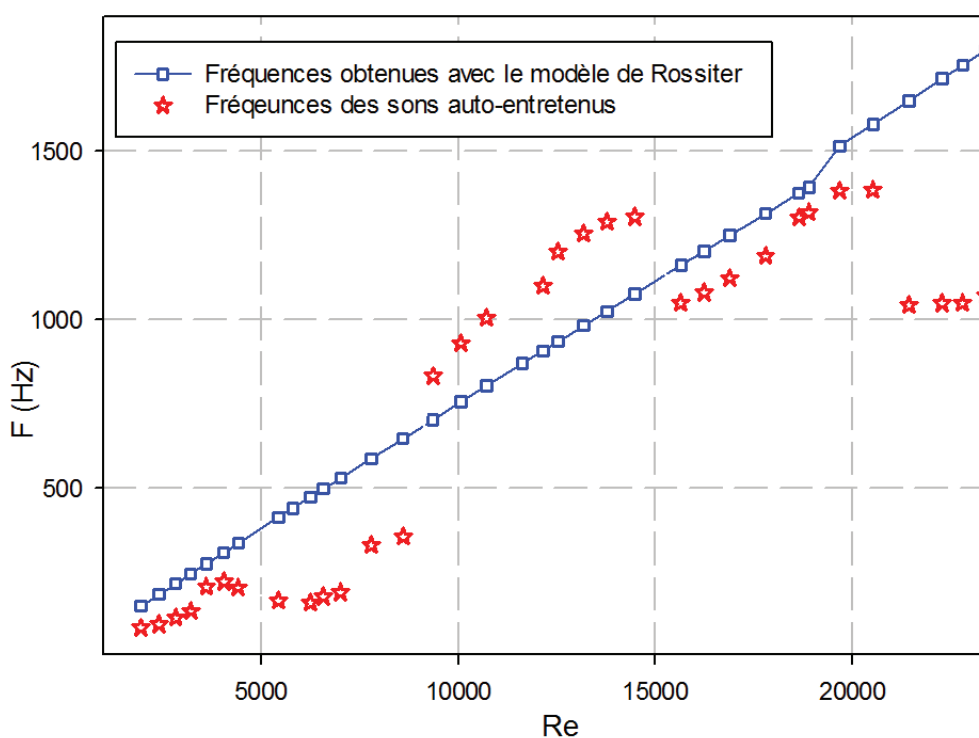


Figure V.2 : Évolution des fréquences obtenues avec le modèle de Rossiter ($\alpha = 0, n = 1$) et des fréquences des sons auto-entretenus en fonction du nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 4$.

Pour mettre en évidence la production de sons auto-entretenus d'un jet heurtant une plaque fendue, le champ acoustique rayonné dans la configuration expérimentale étudiée ici est mesuré dans le cas d'une plaque fendue et une plaque pleine au même nombre de Reynolds. Ainsi, les

spectres des signaux acoustiques mesurés dans les deux cas sont présentés sur la *Figure V.3* pour un nombre de Reynolds ($Re=5435$) et un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. L'effet de la fente se voit très clairement au niveau des fréquences excitées. Dans le cas d'une plaque pleine, le signal acoustique a un spectre typique d'un bruit blanc ; une fois la fente introduite, le spectre change radicalement et on voit apparaître dans le spectre une fréquence fondamentale f_0 égale à 165 Hz ainsi que ses harmoniques $2f_0, 3f_0, 4f_0, 5f_0$ et $6f_0$. La fréquence fondamentale f_0 la plus énergétique du spectre acoustique est appelée la fréquence du son auto-entretenu.

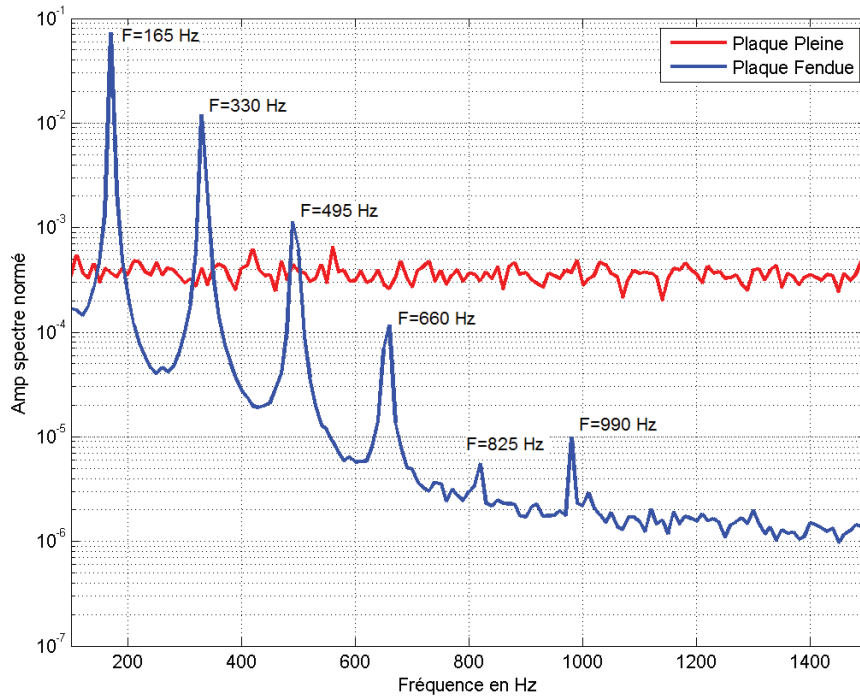


Figure V.3 : Spectres des signaux acoustiques pour $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$.

L'influence du nombre de Reynolds sur la fréquence des sons auto-entretenus $(f)_0$ est étudiée pour différents rapports de confinement ($\frac{L}{H} = 3, 4$ et 6). Ainsi, sur la *Figure V.4*, la fréquence des sons auto-entretenus croît linéairement et par morceaux avec des valeurs assez rapprochées pour les trois rapports de confinement jusqu'à des Reynolds inférieurs à 3500. Pour les nombres de Reynolds supérieurs à 3500, les fréquences des sons-auto-entretenus évoluent par morceaux avec des sauts de fréquences. Pour un nombre de Reynolds donné, la fréquence des sons auto-entretenus (f_0) est moins élevée lorsque le rapport de confinement $\frac{L}{H}$ augmente. Au-delà de ce nombre de Reynolds ($Re=3500$), les modes aérodynamiques changent en fonction du rapport de confinement et du nombre de Reynolds (le nombre des tourbillons entre le convergent et la

plaque fendue change selon le rapport de confinement $\frac{L}{H}$). En plus, la rétroaction indirecte et les modes de résonance du conduit sont mis en jeu pour des nombres de Reynolds à partir de $Re=9000$ (Glessner (2006)). Les changements des modes aérodynamiques ou le chemin de rétroaction se traduisent par des changements brutaux des fréquences excitées observables dans les spectres des signaux acoustiques.

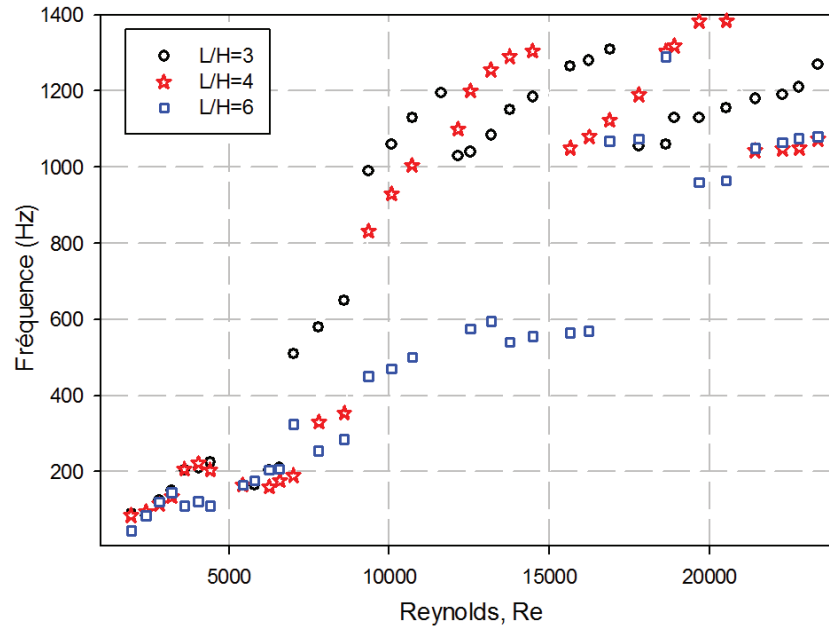


Figure V.4 : Fréquences des sons auto-entretenus (f_0) en fonction du nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 3, 4$ et 6.

Les sons auto-entretenus sont accompagnés de niveaux acoustiques qui peuvent atteindre des valeurs très importantes. Les niveaux de pression acoustique obtenus dans le jet étudié ici sont présentés sur la Figure V.5 en fonction du nombre de Reynolds pour des rapports de confinement $\frac{L}{H} = 3$ et 4. Les fréquences des sons auto-entretenus (f_0) sont également tracées sur cette figure en fonction du nombre de Reynolds.

Quand $\frac{L}{H} = 3$, les fréquences des sons auto-entretenus (f_0) présentent des sauts et évoluent linéairement par morceau en fonction du nombre de Reynolds. Quant au niveau acoustique, il augmente quand le nombre de Reynolds augmente avec des pics pour certains nombres de Reynolds. Les pics du niveau acoustique coïncident avec des sauts de fréquences des sons-auto-entretenus ($Re=4100, 6230, 12250$ et 17800). Cette évolution montre une optimisation de la boucle de rétroaction et du transfert d'énergie du champ dynamique au champ acoustique lors

d'un saut de fréquences. De même pour $\frac{L}{H} = 4$, des pics du niveau acoustique sont observés quand un saut de fréquences survient. Ces pics seront examinés de plus près dans la section suivante.

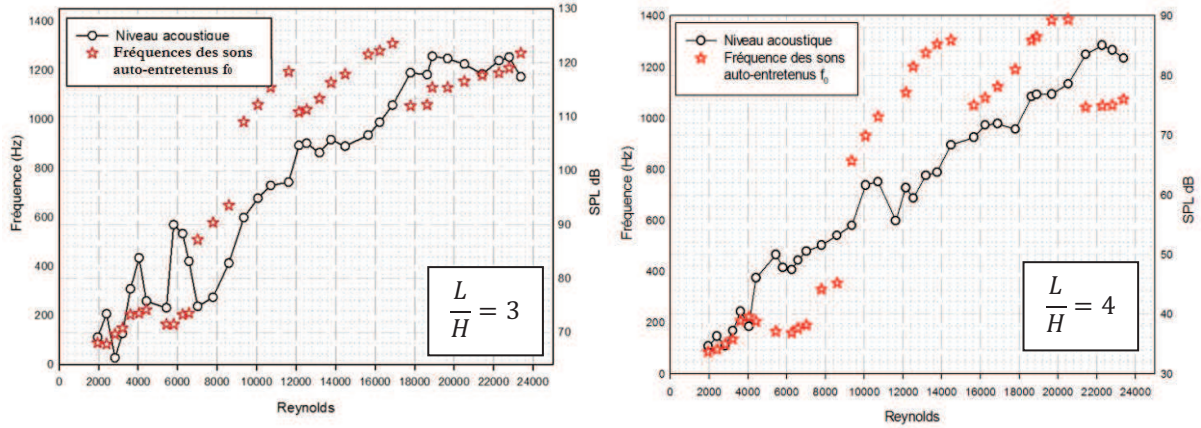


Figure V.5 : Fréquences des sons auto-entretenus f_0 en fonction du nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 3$ et 4.

Pour illustrer le changement aérodynamique quand un saut de fréquences des auto-entretenus survient, on considère par exemple le pic du niveau acoustique et le saut de fréquences des sons auto-entretenus qui prennent place à $Re=3610$ pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ (Figure V.7). Ainsi, sur la Figure V.6 les champs de vorticité sont visualisés à deux instants quelconques à deux nombres de Reynolds ; celui du pic acoustique à $Re=3610$ et le nombre de Reynolds qui précède à $Re=3207$ pour un même rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. Les champs de vorticité ω_{xy} sont calculés dans le plan (XY) suivant $\vec{e}_z$. Quand le nombre de Reynolds passe de $Re=3207$   $Re=3610$; on peut voir que le nombre de tourbillons existant entre la sortie du convergent et la plaque a doublé (il passe de 2 à 4 tourbillons). La fréquence des sons auto-entretenus est liée à la fréquence des tourbillons et leurs changements de modes aérodynamiques. Le pic du niveau acoustique se produit avec ce saut de fréquences ce qui implique que le changement de mode aérodynamique aide à amplifier l'intensité acoustique et favorise le transfert d'énergie vers le champ acoustique. Un constat similaire est obtenu pour les autres pics du niveau acoustique.

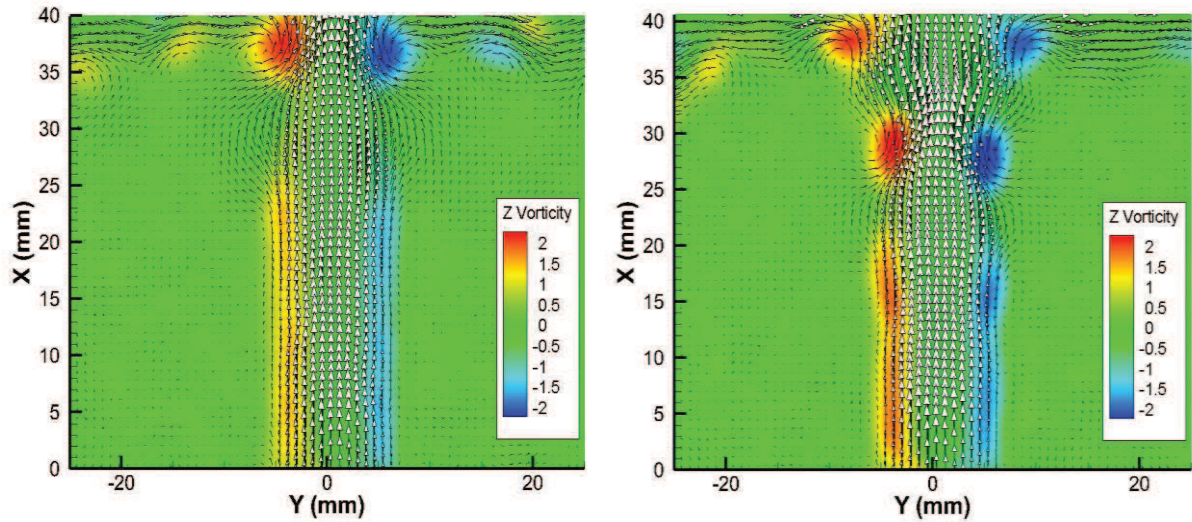


Figure V.6 : Champs de vorticité ω_{xy} pour $Re = 3207$ (gauche) et $Re = 3610$ (droite). $\frac{L}{H} = 4$.

V.3 Corrélations entre la dynamique tourbillonnaire et les sons auto-entretenus

Les corrélations entre la dynamique des tourbillons principaux de Kelvin-Helmholtz et l'onde acoustique permettent de mieux comprendre la génération des sons auto-entretenus. La vorticité étant connue pour sa sensibilité au cisaillement ne sera pas utilisée dans ce qui suit. Le critère λ_2 de Jeong et Hussain (1995) sera utilisé pour identifier les structures tourbillonnaires. Ce critère présenté dans la bibliographie permet la détection de la position du centre des structures rotatives et fait la distinction entre le mouvement rotatif et le cisaillement.

V.3.1 Analyse des trajectoires des tourbillons en fonction du niveau acoustique

Dans cette partie le confinement expérimental bruyant ($\frac{L}{H} = 4$) est considéré pour plusieurs nombres de Reynolds présentant des pics de niveaux acoustiques.

Dans le but d'analyser la dynamique tourbillonnaire dans des cas bruyants, on consid rera le jet à deux pics du niveau acoustique qui sont accompagnés d'un saut de fréquences des sons auto-entretenus (Figure V.5) et ceci à $Re=3610$ et $Re=5435$ comme montré sur la Figure V.7. Les deux nombres de Reynolds $Re=3207$ et $Re=4415$ qui précédent les deux nombres de Reynolds $Re=3610$ et 5435 (choisis aux pics acoustiques) sont également étudiés (Figure V.7). L'évolution des trajectoires des tourbillons ainsi que leurs dynamiques seront abordées pour ces nombres de Reynolds.

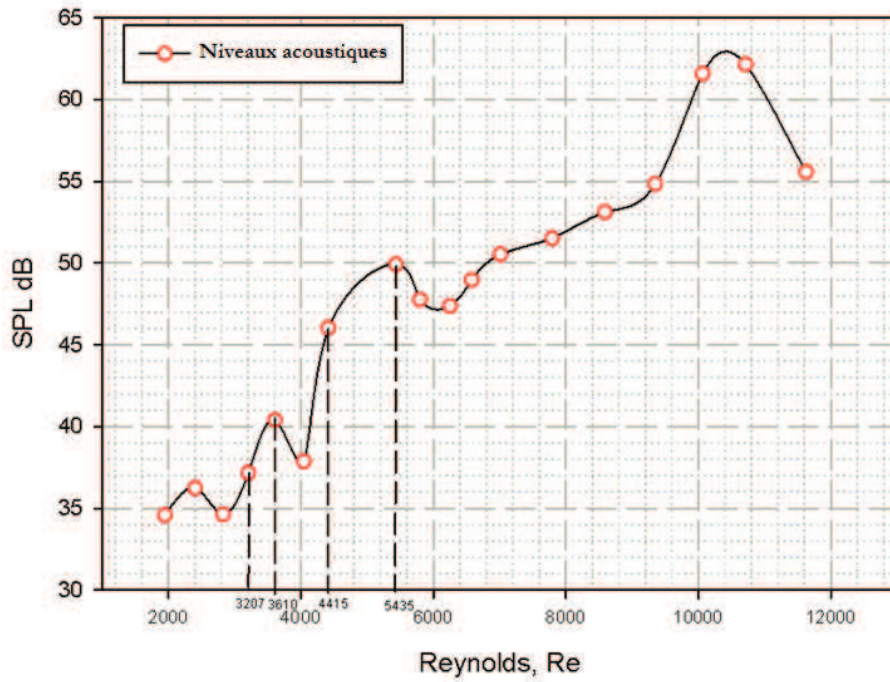


Figure V.7 : Niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds. $\frac{L}{H} = 4$

Pour visualiser les tourbillons et suivre leurs trajectoires dans ces configurations considérées, les champs PIV sont traités et le critère λ_2 est calculé pour une série de mesures de chaque cas. Ainsi, les champs de λ_2 sont superposés pour des instants successifs sur les Figures V.8 et V.9, où on peut voir les trajectoires des tourbillons qui ne sont visualisées que sur la moitié du jet.

Pour le nombre de Reynolds $Re=3610$ qui représente un pic du niveau acoustique et le nombre de Reynolds $Re=3207$ qui vient juste avant le pic acoustique, on présente les trajectoires des tourbillons sur la Figure V.8. Dans le cas du nombre de Reynolds $Re=3610$, (c.à.d. au premier pic du niveau acoustique considéré sur la Figure V.7), les tourbillons tracent deux trajectoires (T1 et T2), une première qui présente une légère pente et qui est moins serrée vers l'axe (nommée T1) et une deuxième qui est verticale et serrée vers l'axe du jet (nommée T2). Pour le nombre de Reynolds $Re=3207$ (c.à.d. au nombre de Reynolds qui précède le premier pic du niveau acoustique considéré sur la Figure V.7), les tourbillons ne tracent qu'une seule trajectoire avec une légère pente vers l'extérieur de la fente. Les tourbillons empruntant la première trajectoire (T1) inclinée à l'axe du jet sont déviés dans la direction transversale et suivent le jet de paroi. Les tourbillons qui prennent la trajectoire T2 s'échappent à travers la fente qui se trouve entre $\frac{Y}{H} = -0.5$ et $\frac{Y}{H} = 0.5$.

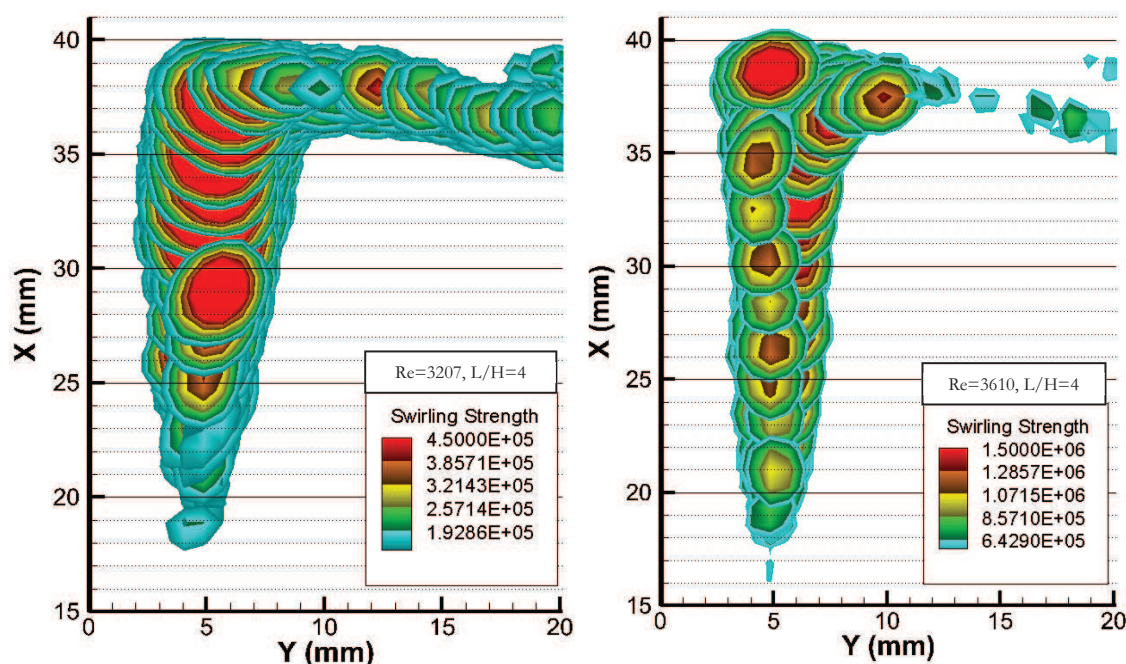


Figure V.8 : Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y>0$) pour deux nombres de Reynolds $Re=3207$ et $Re=3610$.

On présente les trajectoires des tourbillons pour les deux nombres de Reynolds $Re=4415$ et $Re=5435$ qui correspondent aux nombres de Reynolds du deuxième pic acoustique choisi sur la Figure V.7 et le nombre de Reynolds qui le précède. Un constat similaire peut être observé quand $Re=5435$ où les tourbillons empruntent deux trajectoires, une première (T1) suivant laquelle les tourbillons sont déviés dans la direction transversale et une deuxième (T2) qui présente les tourbillons s'échappant à travers la fente de la plaque. Quand $Re=4415$, les tourbillons suivent une seule trajectoire similaire à (T1) qui les emmènent vers le jet de paroi.

En effet en suivant pas à pas les tourbillons aux nombres de Reynolds produisant le pic du niveau acoustique à $Re=5435$, il est possible de voir qu'un tourbillon sur deux s'échappe par la fente de la plaque en empruntant la trajectoire verticale serrée vers l'axe pendant que le tourbillon qui le suit est dévié dans la direction transversale en suivant la deuxième trajectoire amenant le tourbillon à longer la paroi. Une illustration plus détaillée « image par image » est présentée sur la Figure V.19 (page 145).

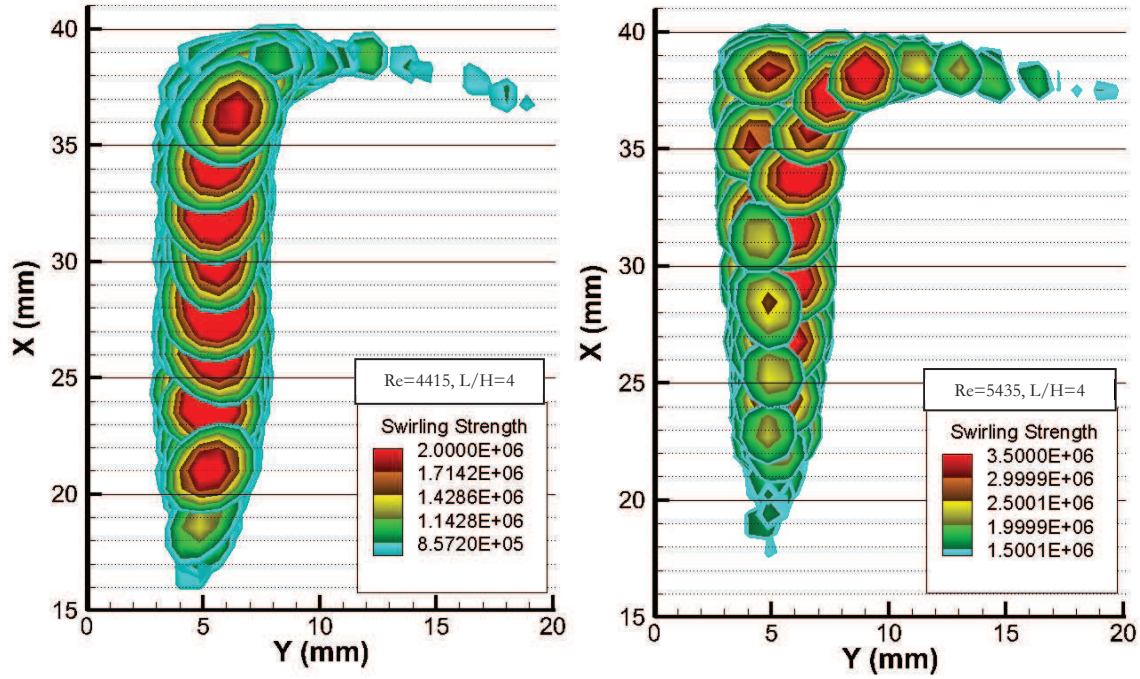


Figure V.9 : Champs de λ_2 montrant les trajectoires des tourbillons sur la moitié du jet ($Y > 0$) pour deux nombres de Reynolds, $Re=4415$ et $Re=5435$.

V.4 Analyse de la position et des dimensions des tourbillons

V.4.1 Position des centres des tourbillons

Dans cette partie la trajectoire des centres des tourbillons et leurs diamètres au cours de leur évolution sont étudiés pour différents nombres de Reynolds bruyants et moins bruyants.

Pour localiser les centres des tourbillons, le critère λ_2 est utilisé. En examinant les champs il est possible de constater qu'une différence existe entre le centre des tourbillons (C2) repéré visuellement et le centre (C1) repérés à l'aide de λ_2 . Cette différence peut être appréciée sur un exemple présenté sur la Figure V.10(a) où on considère une visualisation du champ de vitesses à un instant donné, superposé au champ de λ_2 . Comme on peut le voir sur cette figure les deux centre C1 et C2 ne sont pas superposés.

Pour remédier à ce problème, les champs PIV doivent être filtrés avant traitement en retirant la vitesse moyenne d'entraînement. La vitesse obtenue est appelée la vitesse relative $\vec{V}$. Sur la Figure V.10(b) on peut constater que, après avoir soustrait la vitesse moyenne d'entraînement aux champs instantanés, les centres C1 et C2 se superposent pour le même champ considéré sur la Figure V.10(a).

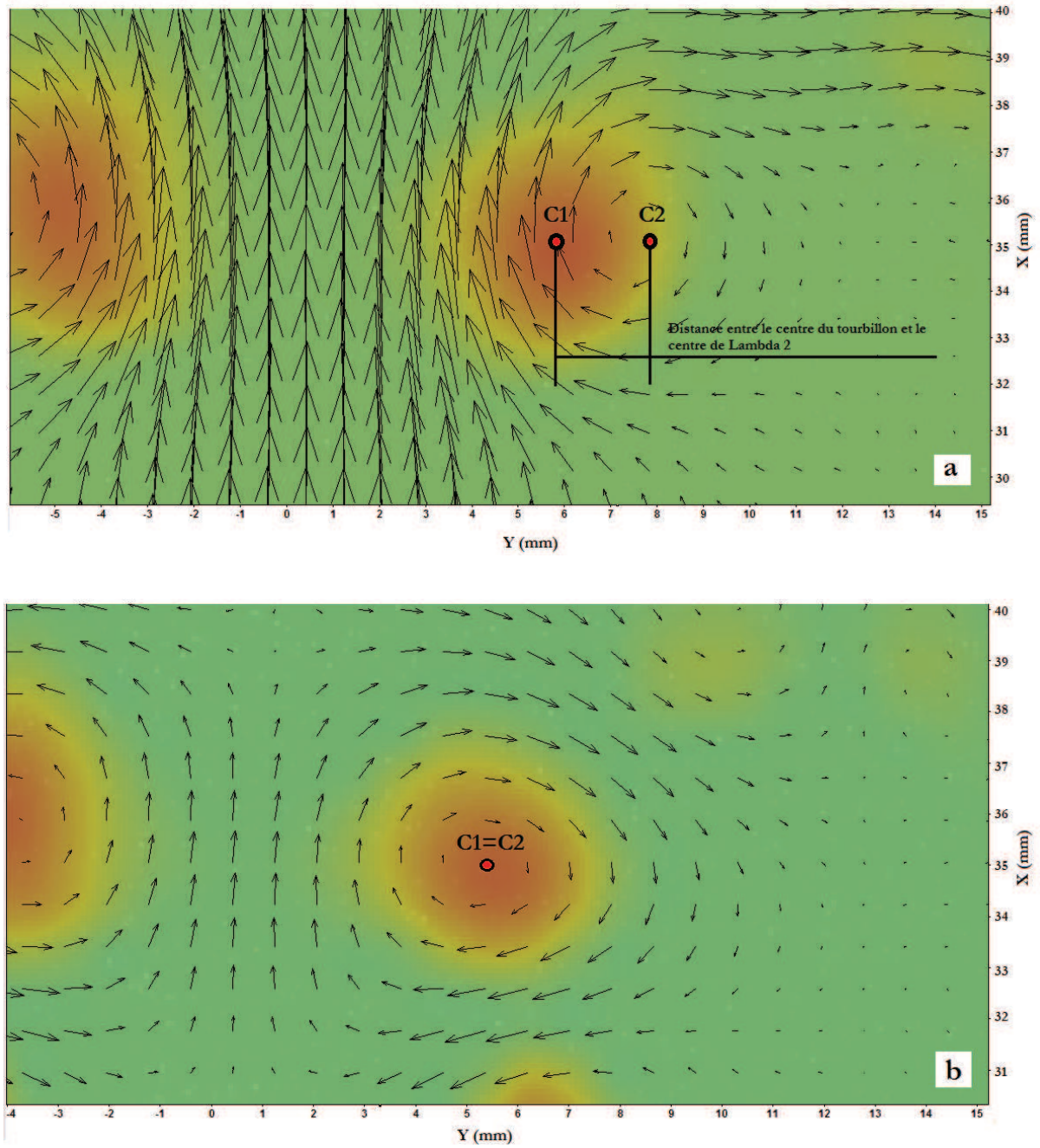


Figure V.10 : C1 : Centre du tourbillon repéré grâce au calcul de λ_2 , C2 : Centre du tourbillon repéré grâce au champ de vecteurs. (a) : champ original. (b) : champ après soustraction de la vitesse moyenne d'entraînement.

$Re=2824$

Ainsi, on utilisera ces champs filtrés pour suivre l'évolution des tourbillons. La position des centres des tourbillons est présentée sur la Figure V.11 pour les deux nombres de Reynolds $Re=4415$ et $Re=5435$. Les positions des centres des tourbillons de la trajectoire T1 (pour $Re=5435$) restent constants jusqu'à l'approche de la paroi où les tourbillons dévient dans la direction transversale. Pour ce même nombre de Reynolds ($Re=5435$) présentant le pic du niveau

acoustique, une deuxième trajectoire (T2) qui est plus serrée vers l'axe se distingue de la première trajectoire (T1) suivant laquelle les tourbillons s'échappent par la fente de la plaque. Quand $Re=4415$, les centres des tourbillons empruntent une trajectoire entre les deux trajectoires T1 et T2. Cette trajectoire est presque rectiligne jusqu'à l'approche de la plaque fendue où les tourbillons commencent à dévier et les centres s'éloignent de l'axe du jet. En effet, quand $Re=5435$, il existe toujours deux tourbillons successifs qui suivent deux trajectoires différentes (T1 et T2) et qui interagissent entre eux en présence de l'entraînement d'une manière répulsive.

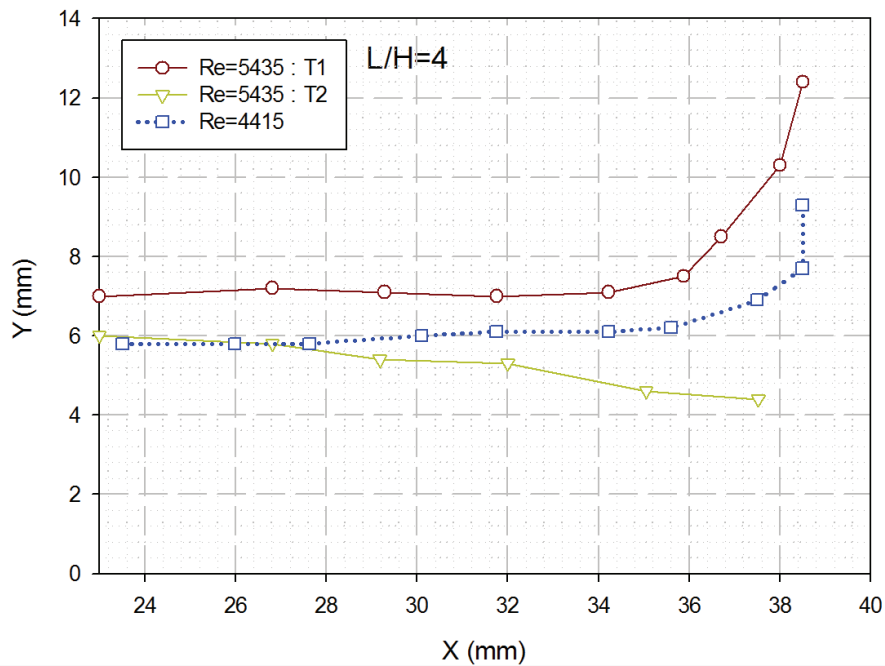


Figure V.11 : Suivi des centres des tourbillons pour un Reynolds bruyant, $Re=5435$ et un Reynolds moins bruyant, $Re=4415$. T1 : Trajectoire des tourbillons qui s'écartent de l'axe du jet, T2 : Trajectoire des tourbillons qui s'échappent par la fente de la plaque fendue.

V.4.2 Dimensions des tourbillons

Le diamètre des tourbillons responsables des sons-auto-entretenus évolue en fonction du nombre de Reynolds et donc le niveau acoustique en même temps. Dans le but de déterminer les diamètres des tourbillons aux nombres de Reynolds $Re=4415$ et $Re=5435$ on a examiné deux techniques. La première technique revient à tracer l'évolution de la composante transversale de la vitesse relative $\vec{V}$ sur une droite horizontale passant par le centre du tourbillon. La distribution de cette vitesse atteint une valeur nulle au centre du tourbillon et puis évolue de part et d'autre de ce centre pour atteindre deux extremums (un positif et un négatif). Ainsi le diamètre du tourbillon est la distance entre ces deux extremums comme on peut le voir sur la Figure V.12. Pour être

précis et tenir compte des déformations des tourbillons lors de leur entrainement, cette opération devrait être répétée suivant différentes directions et faire la moyenne afin d'avoir un diamètre équivalent moyen.

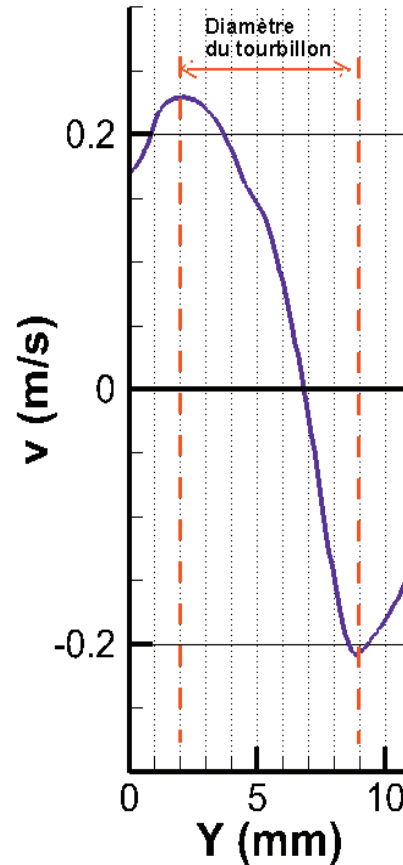


Figure V.12 : Détermination du diamètre du tourbillon en utilisant la composante transversale de la vitesse relative $\vec{V}$.

La deuxième technique pour calculer le diamètre des tourbillons est basée sur le calcul de l'intensité de la circulation de la vitesse : $I = \frac{\Gamma}{S}$ où $\Gamma = \int_C \vec{V} \cdot d\vec{l}$ sur un contour C et S est la surface du tourbillon. En augmentant le rayon du contour C à partir du centre du tourbillon utilisé pour calculer I, la valeur de I varie jusqu'à atteindre une valeur du rayon au-delà de laquelle elle garde une valeur constante. Cette limite peut être utilisée comme approximation du rayon du tourbillon. Un exemple de l'évolution de la circulation en fonction du rayon est montré sur la Figure V.13. Sur cette figure l'intensité de la circulation du tourbillon est présentée pour des tourbillons empruntant la trajectoire T1 en fonction de sa position de la paroi de la plaque fendue pour le nombre de Reynolds $Re=5435$ et le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ présentant un pic du

niveau acoustique. On peut voir que les profils de I se rapprochent pour un rayon de 4.95 mm. Il n'est pas possible d'aller jusqu'au bout de cette méthode à cause des limites du domaine de mesure (la plaque est la limite du domaine de mesure) et le rayon utilisé ne peut pas dépasser une certaine valeur quand on s'approche de la paroi de la plaque. De même, les effets tridimensionnels à proximité de la paroi qui jouent un rôle important ne sont pas pris en compte ce qui induit des erreurs sur le calcul.

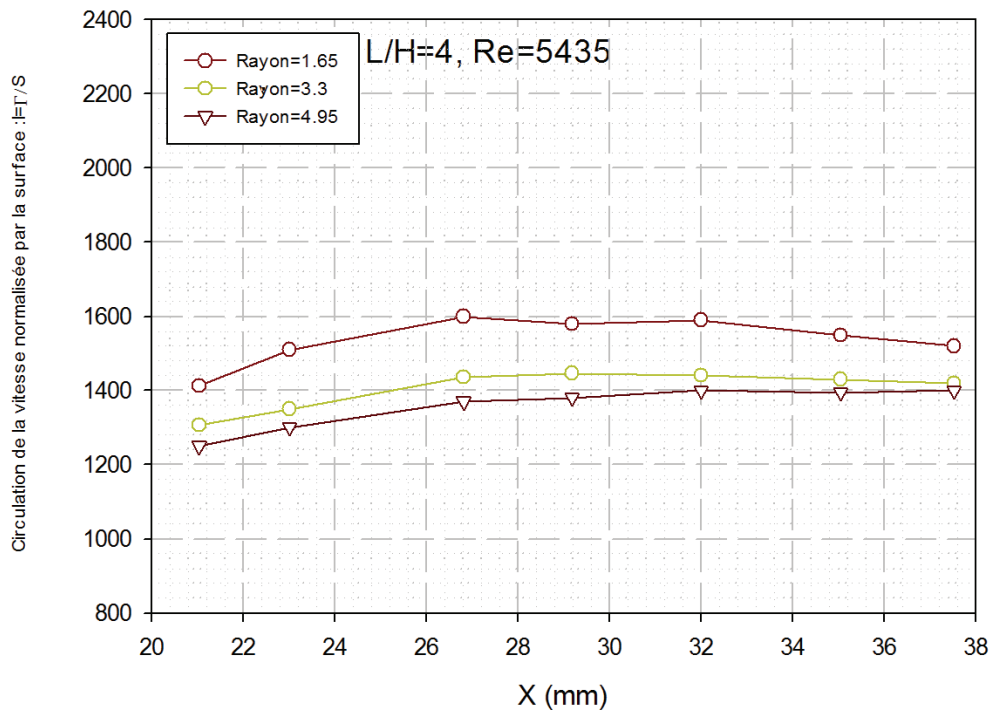


Figure V.13 : détermination du rayon des tourbillons en utilisant l'intensité de circulation.

Étant donné que la première méthode (qui utilise l'évolution de la composante transversale de la vitesse relative $\vec{V}$) est plus précise et facilement implantable, on l'utilisera pour analyser l'évolution du diamètre des tourbillons en s'approchant de la plaque fendue pour les deux trajectoires $T1$ (Tourbillons déviés) et $T2$ (tourbillons s'échappent par la fente de la plaque) quand $Re=5435$ et $Re=4415$. Sur la Figure V.14, on peut constater deux choses à travers ces évolutions :

- La configuration moins bruyante ($Re=4415$) présente des tourbillons plus gros en diamètre,
- À l'arrivée à la plaque, la dimension des tourbillons se réduit à fur et à mesure de leur avancement.

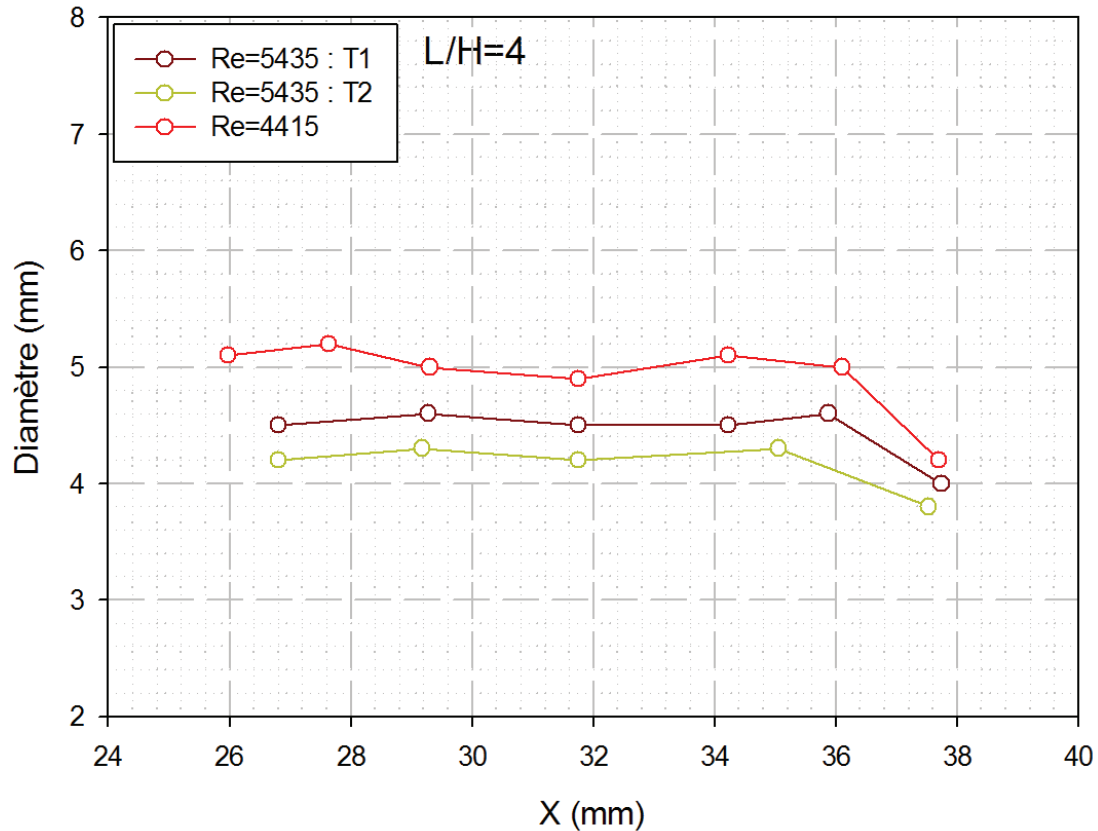


Figure V.14 : diamètres des tourbillons selon les deux trajectoires T1 (Tourbillons déviés) et T2 (tourbillons s'échappent par la fente de la plaque).

Quand $Re = 54356$, les tourbillons gardent un diamètre constant jusqu'à l'approche de la paroi de la plaque fendue où ils s'allongent et s'écrasent et donc le diamètre apparent diminue. Le tourbillon s'échappant par la fente de la plaque (trajectoire T2) possède un diamètre de 4.2 mm environ pendant que le tourbillon dévié (Trajectoire T1) dans la direction transversale est légèrement supérieure (4.5 mm environ). Un constat similaire peut être fait quand $Re = 4415$ où les tourbillons ont un diamètre de 5 mm environ.

L'évolution du diamètre des tourbillons est montrée pour différents nombres de Reynolds sur la Figure V.15. Pour les nombres de Reynolds les plus bas, le diamètre des tourbillons atteint des valeurs maximales (environ 9 mm) et puis il diminue quand le nombre de Reynolds augmente jusqu'à atteindre une valeur limite (environ 4 mm).

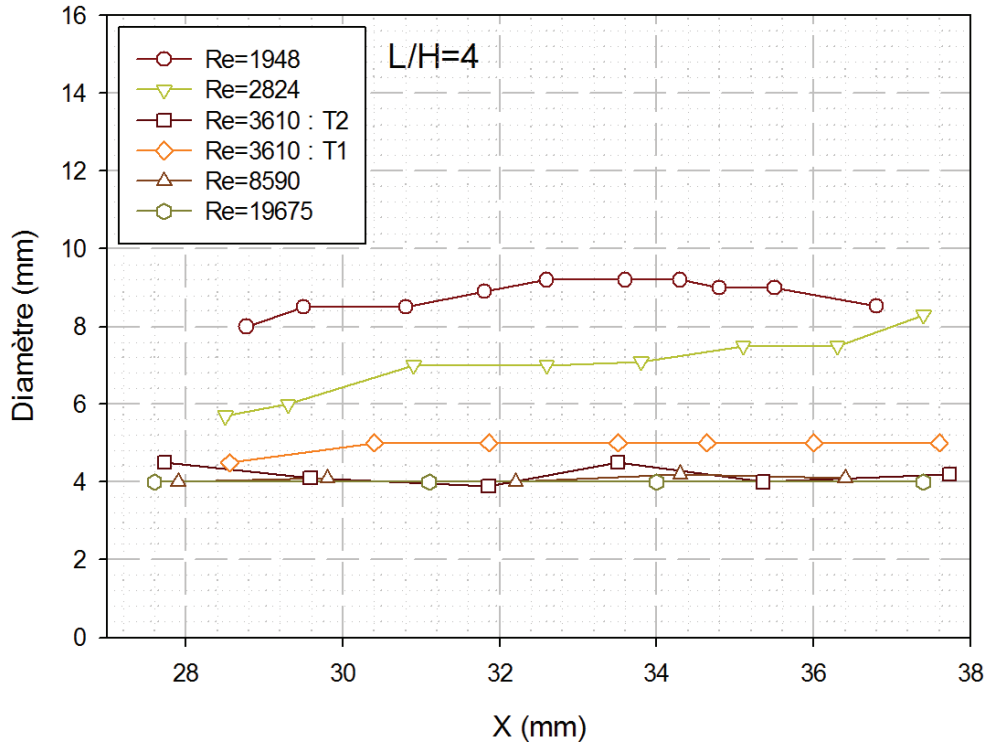


Figure V.15 : diamètres des tourbillons pour différents nombre de Reynolds. T1 (Tourbillons déviés) et T2 (tourbillon qui s'échappe par la fente de la plaque fendue)

V.5 Analyse de phases entre structures tourbillonnaires et signaux acoustiques

V.5.1 Suivi temporel

Pour les configurations bruyantes, il est important d'analyser la phase entre les structures tourbillonnaires qui heurtent la plaque fendue et le champ acoustique rayonné par l'interaction de l'écoulement avec la paroi de la plaque. Cette analyse permet de trouver des corrélations entre les sons auto-entretenus et l'arrivée des tourbillons sur la palque, c'est pourquoi on considérera les deux nombres de Reynolds correspondant au pic acoustique à $Re=4415$ et $Re=5435$ pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$.

Les signaux temporels du microphone et de la vitesse transversale v sont montrés sur la Figure V.16 pour $Re=4415$ au point $\frac{y}{H} = 0.6$ et $\frac{x}{H} = 3.9$ (la position du point 'P' repéré sur la Figure V.17 avec une étoile). Ce point est choisi dans la zone où les tourbillons heurtent la paroi de la plaque à proximité de la fente. Les signaux du microphone et de la vitesse transversale sont

en phase. L'onde acoustique est créée en même temps que l'arrivée des structures primaires de Kelvin Helmholtz sur la plaque. Étant donné que les phénomènes considérés sont répétitifs, $t_0=0$ ms est considéré l'instant du début de mesures. Trois phases de l'écoulement sont repérées sur la *Figure V.16* aux instants $t_1 = 2.86$ ms, $t_2 = 3.53$ ms et $t_3 = 5.8$ ms. Les champs de vitesses correspondants à ces instants sont montrés sur la *Figure V.17*. Le critère λ_2 , est également utilisé pour la détection des tourbillons. Sur la *Figure V.17(a)*, le tourbillon primaire de Kelvin-Helmholtz se rapprochant de la plaque, à l'instant t_2 , (0.6 ms plus tard), juste avant l'arrivée du tourbillon sur la plaque (*Figure V.17(b)*), la vitesse transversale ' v ' atteint un maximum comme montré sur la *Figure V.16*. Des valeurs légèrement négatives sont atteintes par la vitesse transversale v dans les régions proches de la plaque à cause de l'interaction des structures primaires avec la surface d'impact et la naissance de nouvelles structures tournantes dans le sens opposé. De plus, dans la zone proche de la fente, le jet rétrécit pour se faire absorber par la fente ce qui contribue à l'augmentation des vitesses transversales dans le sens négatif.

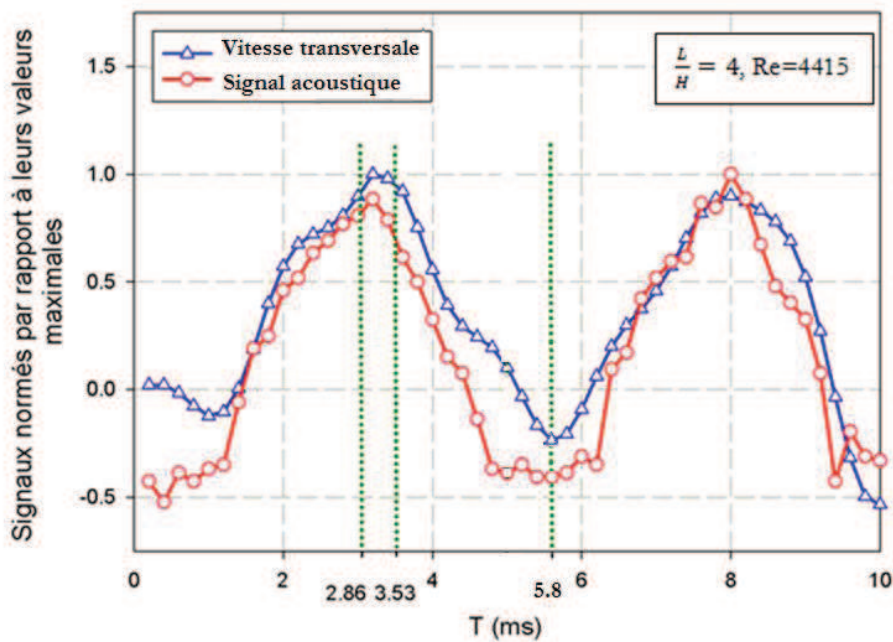


Figure V.16 : le signal acoustique et la vitesse transversale v . Tous les signaux sont acquis simultanément et sont normés par rapport à leur amplitude maximale.

L'instant t_3 correspond à un minimum local du signal de la vitesse transversale v et du signal acoustique sur la *Figure V.16*. Le tourbillon arrivant à la plaque (noté S_1 sur la *Figure V.17 (c)*) est convecté transversalement loin de l'axe du jet et une structure secondaire (noté S_2 sur la

Figure V.17 (c)) est générée et éjectée proche la paroi. Ainsi la vitesse transversale atteint son minimum pour devenir négative à cause d'une partie de l'écoulement qui est aspirée à cet instant par la fente dans le sens opposé de l'avancement du tourbillon primaire.

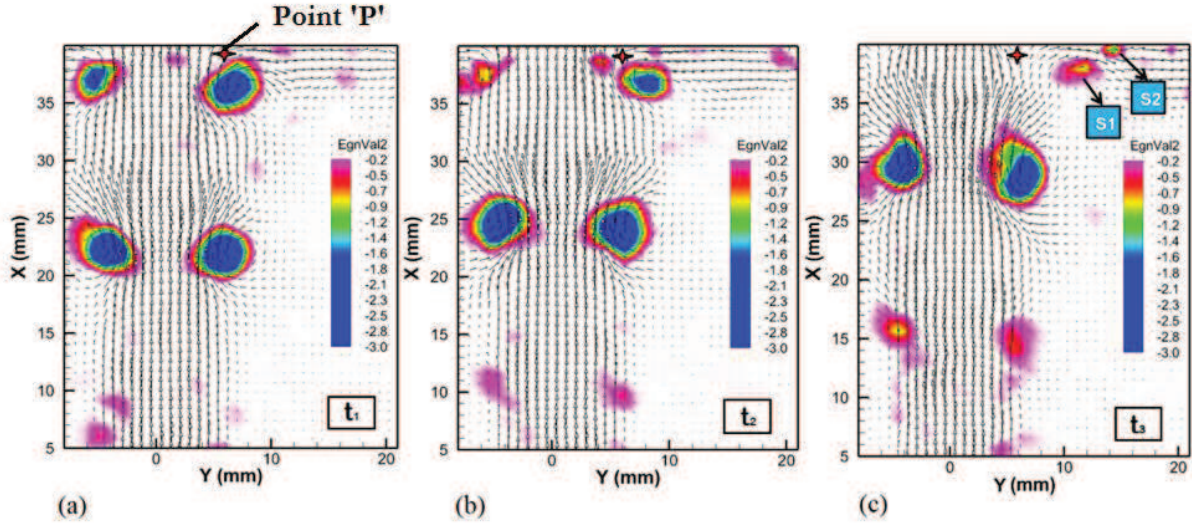


Figure V.17 : Champs des vitesses et du critère λ_2 pour : (a) : $t_1 = 2.86$ ms, (b): $t_2 = 3.53$ ms et (c): $t_3 = 5.8$ ms. $Re=4415$

La dynamique des tourbillons et les conditions de phases sont très importantes dans la génération des sons auto-entretenus comme on le vient de voir pour le nombre de Reynolds $Re=4415$. En effet quand les structures tourbillonnaires arrivent à la paroi, la production sonore se produit de manière synchronisée avec la vitesse transversale des tourbillons.

Quand le nombre de Reynolds $Re=5435$, les tourbillons empruntent deux trajectoires suivant lesquelles ils s'échappent par la fente ou ils suivent le jet de paroi (vu dans la section V.3.1). Un suivi image par image des structures tourbillonnaires simultanément avec le champ acoustique est très important pour observer la phase entre les tourbillons (selon les deux trajectoires) et le signal acoustique.

Ainsi, le signal acoustique mesuré à l'aide du microphone est présenté sur la Figure V.18 pour une durée qui correspond à deux périodes de ses oscillations à $Re=5435$ et pour $\frac{L}{H} = 4$. Les instants reportés en noir sur cette courbe correspondent à des instants de mesures PIV dont les images sont visualisées sur la Figure V.19.

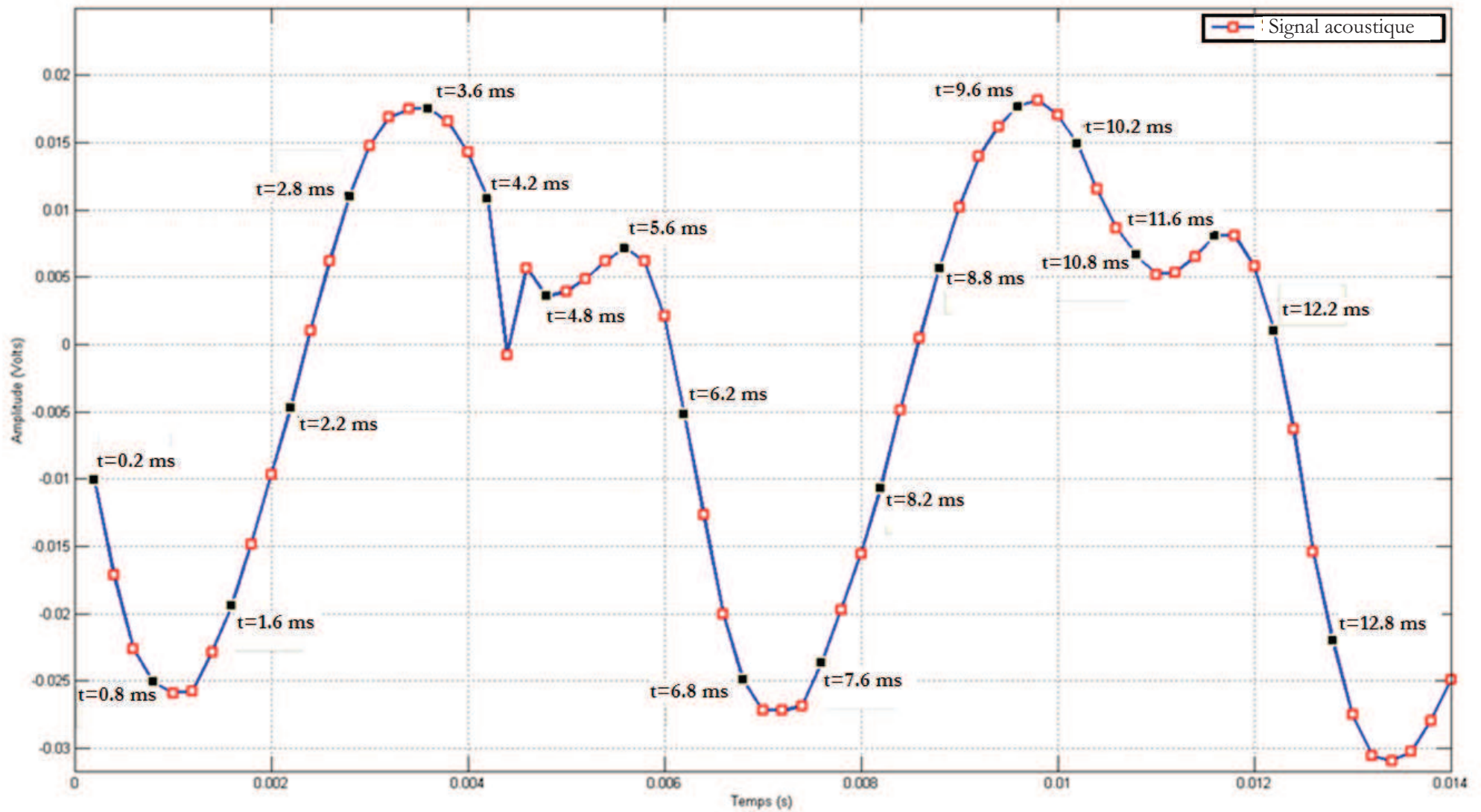
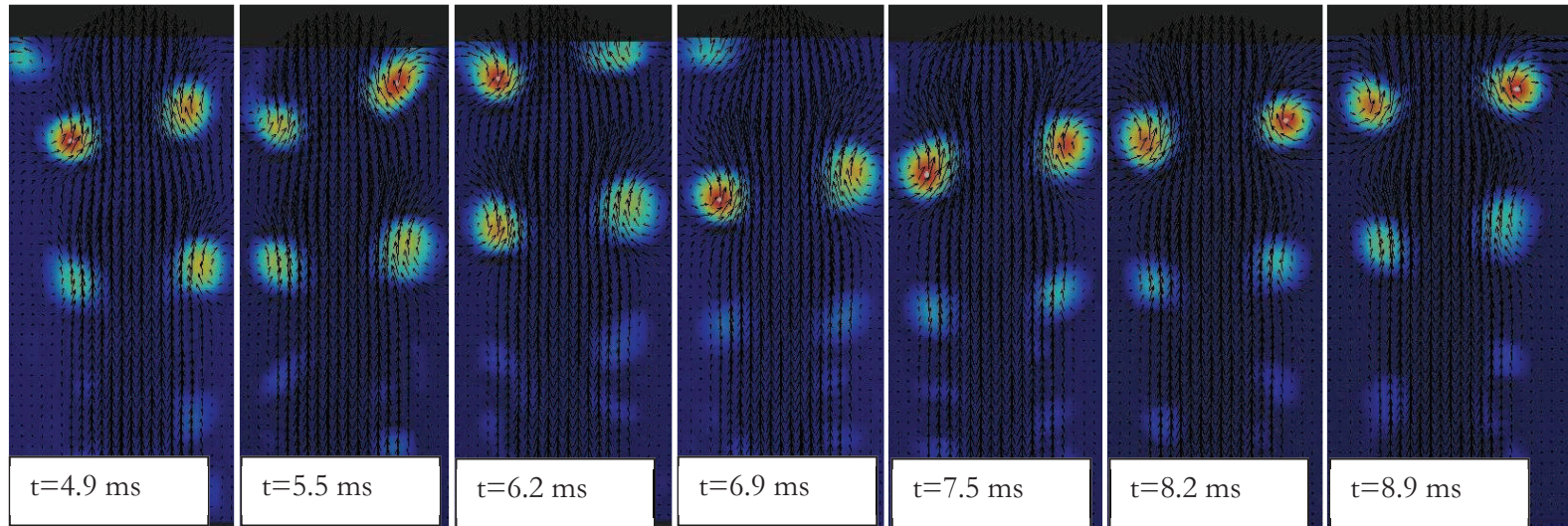
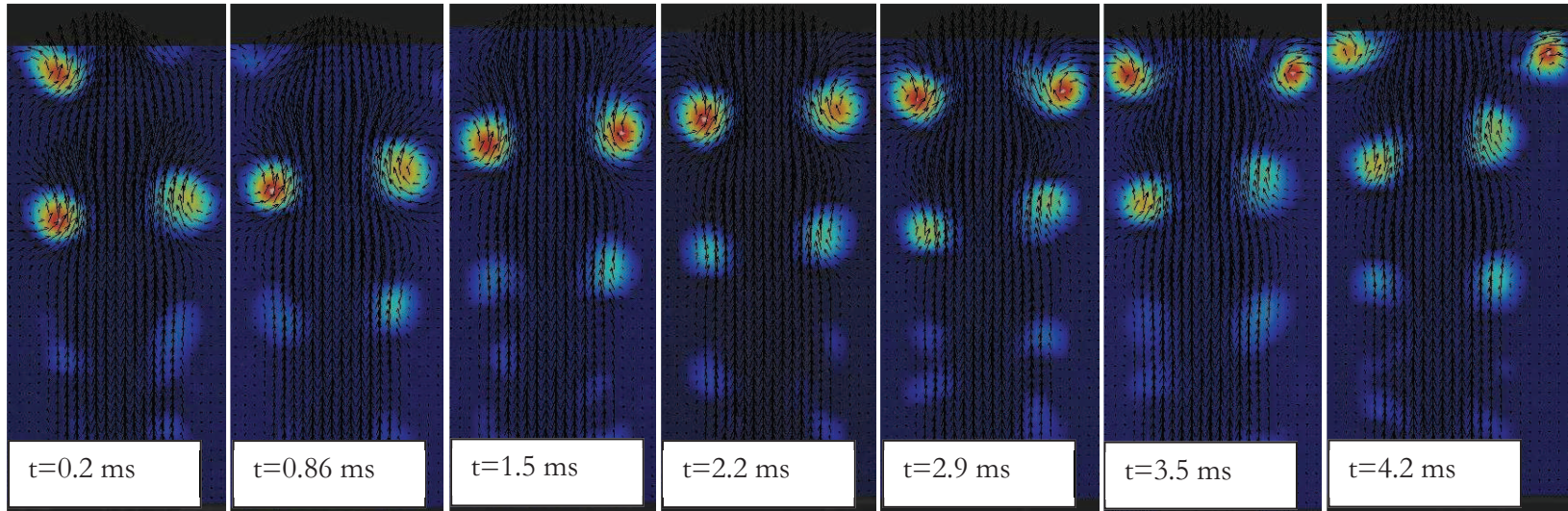


Figure V.18 : Signal acoustique. $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$.



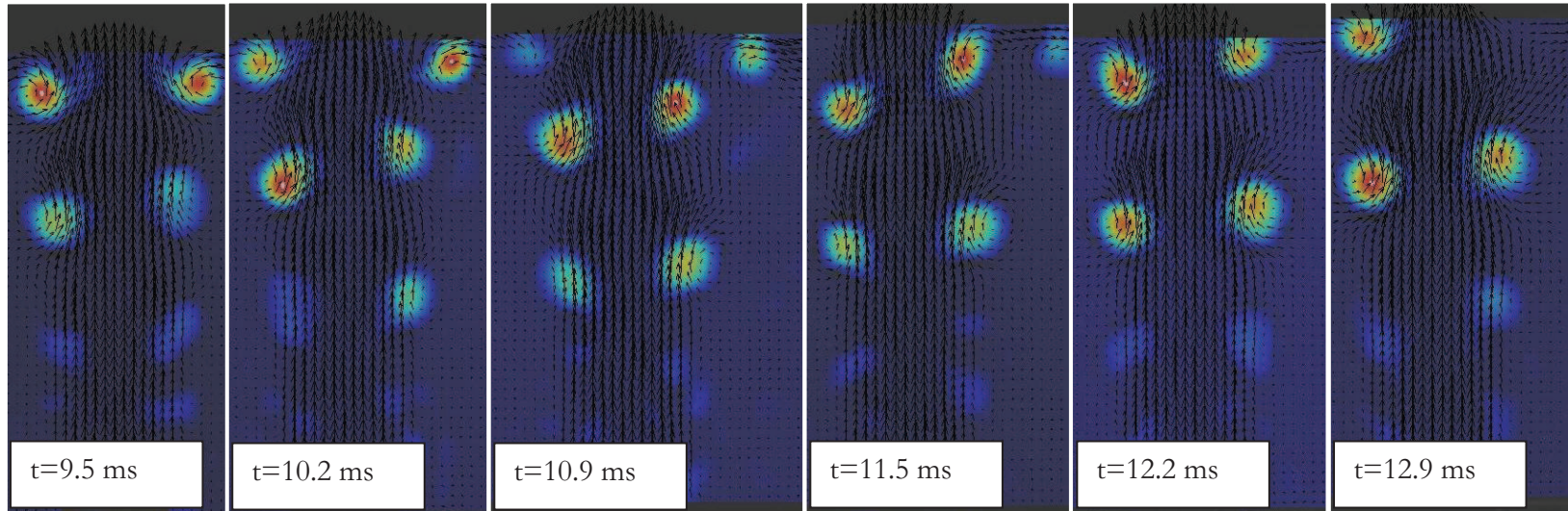


Figure V.19 : Tourbillons identifiés grâce au critère λ_2 . $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$

Le signal acoustique montré sur la *Figure V.18* présente une période à deux pics successifs (à la même fréquence avec un déphasage) ayant des amplitudes différentes. En observant les instants $t=3.6$ ms et $t=9.6$ ms sur la *Figure V.18* et les instants $t=3.5$ ms et $t=9.5$ ms sur la *Figure V.19*, on constate que le premier pic qui a l'amplitude la plus importante se produit quand deux tourbillons arrivent à la plaque de part et d'autre de la fente. Ces deux tourbillons rétrécissent la veine de l'écoulement avant de dévier transversalement tout en provoquant une accélération du jet au niveau de la fente par les effets de rotation. À ces instants ($t=3.5$ ms et $t=9.5$ ms), les deux tourbillons dévient dans la direction transversale suivant la trajectoire T1 observée dans la section V.3.1. En observant le deuxième pic aux instants $t=5.6$ ms et $t=11.6$ ms du signal acoustique sur la *Figure V.18* et les instants correspondants $t=5.5$ ms et $t=11.5$ ms de la *Figure V.19*, il est possible de voir qu'il s'agit du moment où le tourbillon de droite arrive au niveau du bord de la fente en générant un effet d'accélération sur un seul côté avant d'être avalé par l'écoulement à travers la fente. Ensuite le deuxième tourbillon du côté gauche arrive au niveau de la paroi en retard par rapport au tourbillon de droite et s'éclate sur le bord de la fente pour être avalé en partie par cette dernière. En effet, l'axe du jet n'est pas parfaitement horizontal et les tourbillons de part et d'autre de cet axe présentent un certain retard entre eux. Les tourbillons aux instants $t=5.5$ ms et $t=11.5$ ms suivent la trajectoire T2 de la section V.3.1 pour s'échapper à travers la fente de la paroi. Le minimum du signal acoustique (instants $t=0.8$ ms et $t=6.8$ ms de la *Figure V.18*) est atteint quand les tourbillons principaux sont loin de la paroi de la plaque (instants $t=6.8$ ms et $t=6.9$ ms de la *Figure V.19*).

Ainsi, les pics du signal acoustique sont atteints quand les tourbillons arrivent au niveau de la fente où ils étranglent la veine de l'écoulement d'une manière périodique et de cette façon se crée un effet de flute, où on bouche ses trous pour créer les sons auto-entretenus, en rétrécissant le passage de l'écoulement par la fente par la présence des tourbillons. Quand les deux tourbillons qui sont déviés dans la direction transversale sont à proximité de la fente, le signal acoustique atteint son maximum, quand les deux tourbillons s'échappent par la fente de la plaque on obtient le deuxième pic du signal acoustique qui est moins important. En effet quand les deux tourbillons passent à travers la fente l'étranglement de la veine de l'écoulement est moins important.

V.5.2 Méthodes de moyennes de phase appliquées sur le signal acoustique et celui de la vitesse transversale de l'écoulement v

La méthode de moyennes de phase s'appuie sur l'acquisition synchronisée des mesures laser avec la mesure du signal acoustique périodique. Les moyennes de phase sont obtenues par un post-traitement de ces acquisitions. La moyenne de phase correspond à la moyenne, en tous points de

l'espace, des valeurs d'une quantité g réalisée pour une valeur particulière φ du cycle du signal de contrôle (le signal acoustique est choisi comme signal de contrôle dans notre étude). Une présentation complète de l'application de cette méthode peut être trouvée dans Forestier et al. (1998). L'emploi de cette méthode permet de comparer la phase entre le signal acoustique et le signal de la vitesse transversale choisi au point voulu de manière statistique et dépendante du temps.

La méthode de moyenne de phase est appliquée sur les signaux de l'acoustique et de la vitesse transversale (toujours au point $\frac{X}{H} = 3.9$ et $\frac{Y}{H} = 0.6$: région où les tourbillons arrivent sur la paroi de la plaque) pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. Sur les *Figures V.20* et *V.21* on montre les phases des signaux du champ acoustique mesuré et des vitesses transversales en utilisant cette méthode. Les *Figures V.20(a)* et *V.21(a)* présentent les moyennes interpolées des signaux acoustiques mesurés pour $Re = 4415$ et $Re=5435$ respectivement. Sur les *Figures V.20(b)* et *V.21(b)* on présente les moyennes interpolées des signaux acoustiques et des vitesses transversales de l'écoulement au point choisi. L'axe horizontal représente le temps (t^*) normalisé avec la période des sons auto-entretenus du signal de contrôle (signal acoustique) : $T_0 = \frac{1}{f_0}$.

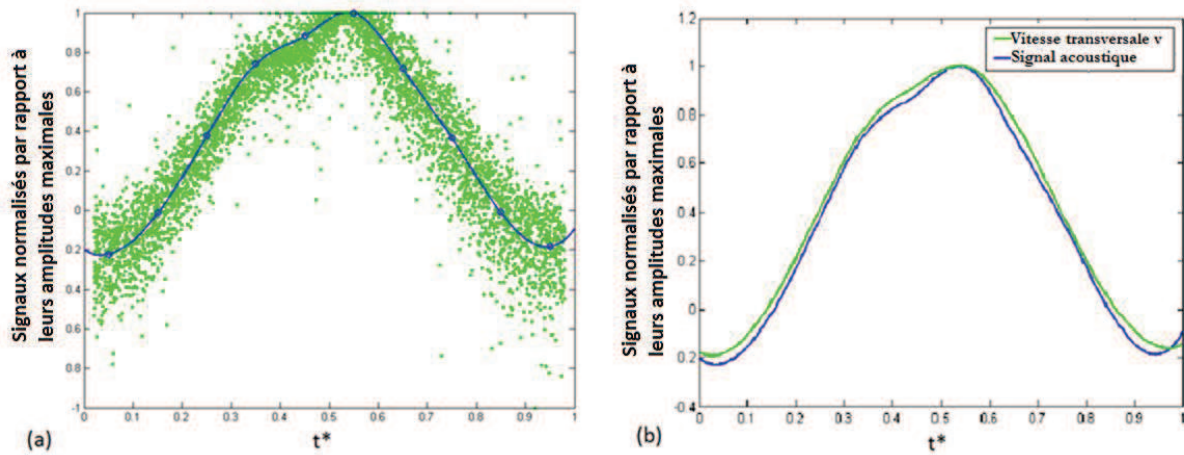


Figure V.20 : Moyennes de phase du signal acoustique et de la vitesse transversale v pour $\frac{L}{H} = 4$ et $Re=4415$

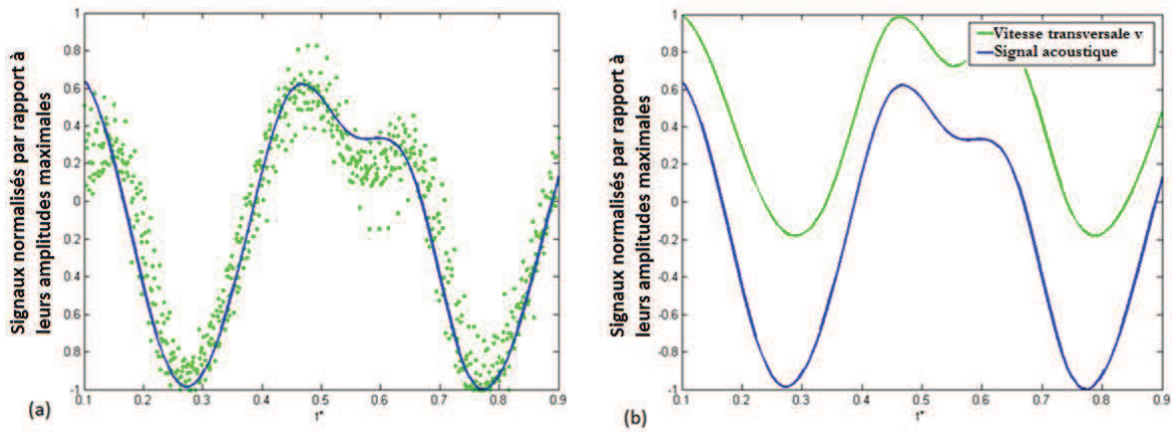


Figure V.21 : Moyennes de phase du signal acoustique et de la vitesse transversale v pour $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 5435$

En utilisant cette méthode de moyennes de phase on retrouve la même phase entre le signal acoustique et la vitesse transversale v (choisie au point proche de la fente) pour les deux nombres de Reynolds $Re = 4415$ et $Re = 5435$ ce qui confirme les observations faites dans la partie précédente. En effet, l'onde acoustique est produite avec l'arrivée des tourbillons à la paroi de la plaque fendue.

V.6 Analyse des corrélations entre l'Énergie Cinétique Turbulente bidimensionnelle (ECT) et niveaux acoustiques

Powell (1964) a développé une analogie qui permet de prendre en compte des sources sonores créées par les tourbillons dans un écoulement à bas nombre de Reynolds. Howe (1975) a été le premier à utiliser cette analogie dans le cas d'un écoulement proche d'une paroi. Le corollaire de l'énergie de Howe permet d'évaluer la puissance acoustique échangée avec l'écoulement. Ceci nécessite d'avoir trois quantités, la vorticité, la vitesse de l'écoulement et la vitesse acoustique en utilisant des données expérimentales ou numériques. Quand la boucle d'auto-entretien est optimisée, le transfert d'énergie du champ aérodynamique au champ acoustique se fait dans une configuration géométrique permettant des interactions optimales entre le champ acoustique et celui des fluctuations aérodynamiques. La vitesse acoustique est une grandeur très délicate qui nécessite une métrologie spécifique très pointue (LDV). Avec des mesures PIV 2D, on peut évaluer l'énergie cinétique turbulente surfacique du champ aérodynamique et analyser sa corélation avec le niveau acoustique.

Ainsi, dans cette partie, l'ECT bidimensionnelle de l'énergie cinétique turbulente moyenne est examinée (ou l'énergie cinétique turbulente surfacique moyenne) en fonction du nombre de

Reynolds pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$ où l'émission acoustique est élevée. L'évolution de l'énergie cinétique turbulente est importante à quantifier en même temps que le niveau acoustique pour mieux comprendre son rôle dans ce phénomène et le transfert d'énergie entre ces deux champs.

L'énergie cinétique turbulente bidimensionnelle (ECT) est calculée sur chaque pixel des images des mesures PIV dans le plan (X,Y) puis normalisée par la vitesse moyenne de sortie de la manière suivante : $ECT = \frac{u'^2 + v'^2}{\langle U_0^2 \rangle}$.

Dans un deuxième calcul, la résultante de cette quantité sur tous les pixels de l'image PIV est divisée par la surface sur laquelle le calcul de l'ECT est fait. En appliquant ce calcul sur des images de PIV successives, on obtient l'évolution de l'ECT bidimensionnelle par unité de surface en fonction du temps. Ensuite le temps est normalisé par la période des sons auto-entretenus du signal acoustique mesuré ($T_0 = \frac{1}{f_0}$). De cette manière l'ECT bidimensionnelle par unité de surface est obtenue en fonction de la période du cycle acoustique des sons auto-entretenus.

Une configuration présentant un pic du niveau acoustique ($Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$) est considérée et l'évolution de l'ECT est montrée par cycle acoustique. Il est possible de voir sur la *Figure V.22* qu'il existe une opposition de phase entre les signaux de l'énergie cinétique turbulente surfacique et celui de l'acoustique. La fréquence de ces deux signaux est également identique. Comme vu dans la partie précédente, le pic du signal acoustique correspond à l'impact des tourbillons sur la plaque, ceci implique que le transfert énergétique du champ fluctuant au champ acoustique s'optimise et devient maximal au moment où les tourbillons atteignent la paroi de la plaque fendue de part et d'autre de la fente. Ainsi, quand la boucle de rétroaction s'optimise, la même fréquence est imposée et l'énergie cinétique turbulente devient minimale car elle est cédée au champ acoustique et ainsi ils sont en opposition de phase.

Quand les tourbillons arrivent près de la fente, un bouchage partiel du passage de l'écoulement prend place à cause de ces structures tourbillonnaires ce qui fait augmenter le son des sifflements à travers la fente et en même temps l'ECT est transférée vers le champ acoustique.

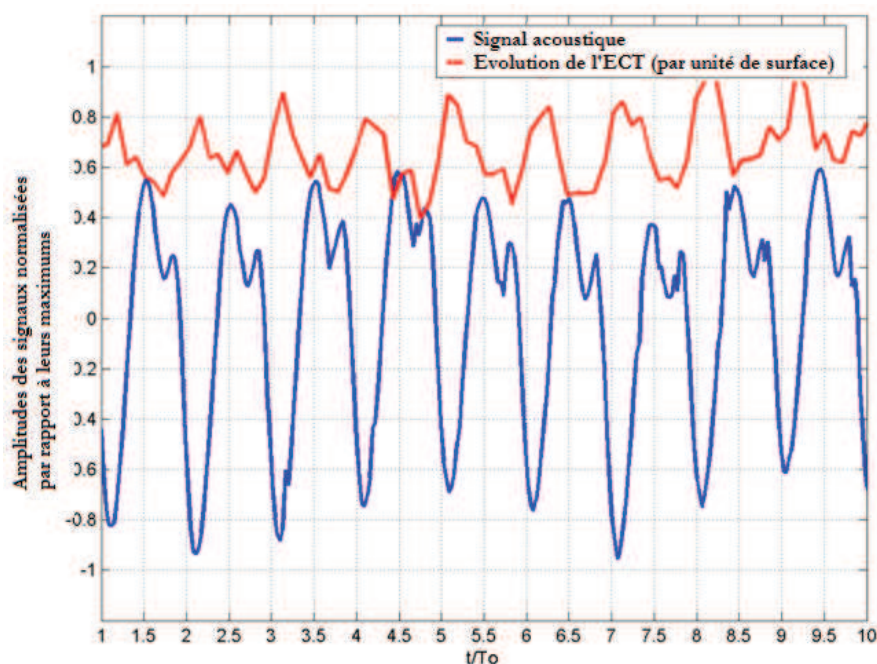


Figure V.22 : Amplitudes normalisées par leurs valeurs maximales du signal acoustique et de l'Énergie

Cinétique Turbulente bidimensionnelle par unité de surface pour $\frac{L}{H} = 4$ et $Re = 5435$

Afin de regarder l'évolution de l'ECT surfacique en fonction des nombres de Reynolds bruyants et moins bruyants pour le rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$, la moyenne de l'ECT (par unité de surface) obtenue durant une période acoustique des sons auto-entretenus (durant une période T_0) est calculée. Ainsi, sur la Figure V.23, la moyenne de l'ECT par unité de surface et par cycle acoustique (une période T_0) est tracée pour différents nombres de Reynolds. Sur cette figure l'ECT présente deux pics principaux, un premier à $Re=3610$ et un deuxième entre $Re=4415$ et $Re=5435$. Les deux pics de l'ECT coïncident avec deux pics du niveau acoustique. Comme expliqué auparavant, la boucle de rétroaction des sons auto-entretenus est optimale quand une énergie maximale passe du champ fluctuant au champ acoustique. Il se trouve que ce transfert d'énergie est favorisé quand l'énergie fluctuante est disponible pour ces échanges énergétiques. En plus, cette condition favorable se trouve toujours sur la limite d'un saut de fréquence f_0 des sons auto-entretenus qui correspond au changement du mode aérodynamique.

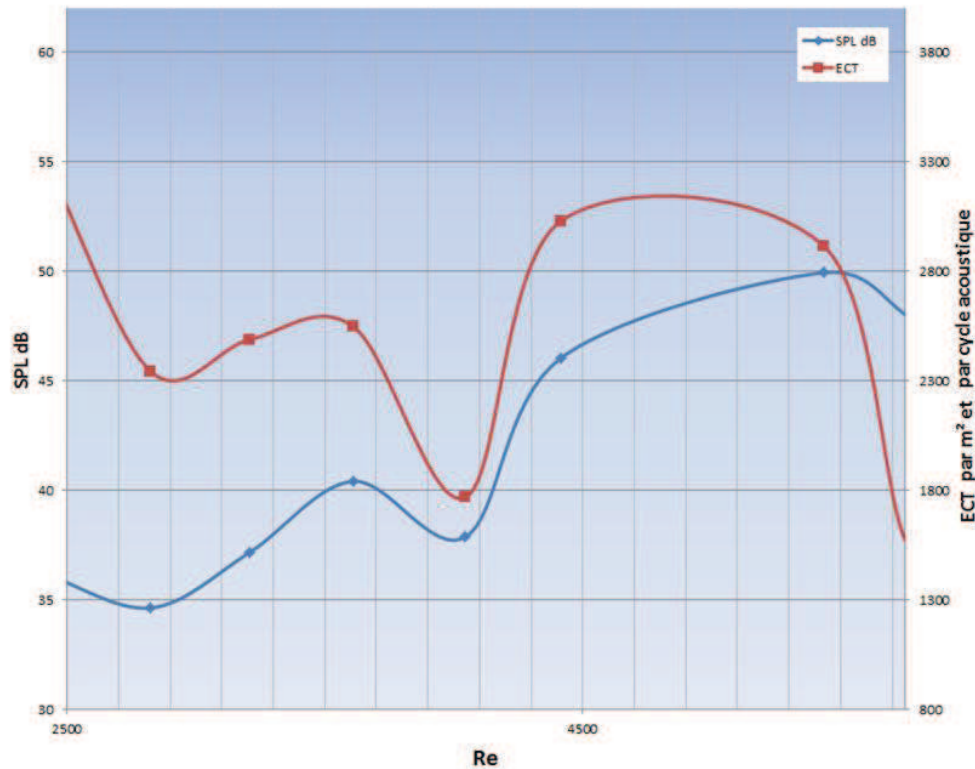


Figure V.23 : Évolution du niveau acoustique et de l'Énergie Cinétique Turbulente (ECT) bidimensionnelle adimensionnée par cycle acoustique. $\frac{L}{H} = 4$.

V.7 Corrélations entre vitesses transversales et signaux acoustiques

Comme il a été expliqué dans les parties précédentes, l'interaction des tourbillons primaires avec la plaque fendue, forme dans certaines configurations, une source sonore contrôlée par une boucle de rétroaction qui s'installe dans le jet.

Dans cette partie, on va suivre les tourbillons, dès leurs formations et leurs corrélations avec le signal acoustique dans des configurations non bruyantes et bruyantes. ($\frac{L}{H} = 4$, $Re=4045$, $Re=4415$ et $Re=5435$).

V.7.1 Corrélations croisées entre vitesses transversales et signaux acoustiques

Afin de comprendre la différence entre des configurations de l'écoulement qui sont bruyantes et d'autres qui sont moins bruyantes, les trajectoires des tourbillons sont présentées entre la sortie du jet et la plaque fendue. Les corrélations croisées entre les vitesses transversales du jet (représentant le passage des tourbillons) et les signaux acoustiques mesurées sont établies.

On considère tout d'abord un nombre de Reynolds, $Re=4045$, présentant un niveau acoustique relativement faible (*Figure V.7*). La trajectoire des tourbillons sur la *Figure V.24* est obtenue grâce à des champs superposés de λ_2 . Ainsi on peut voir que les tourbillons avancent vers la plaque fendue et puis dévient dans la direction de la paroi à partir de $\frac{X}{H} = 3.6$. Le centre de ces tourbillons se trouve à $\frac{Y}{H} \approx 0.65$ quand $\frac{X}{H} = 3.5$.

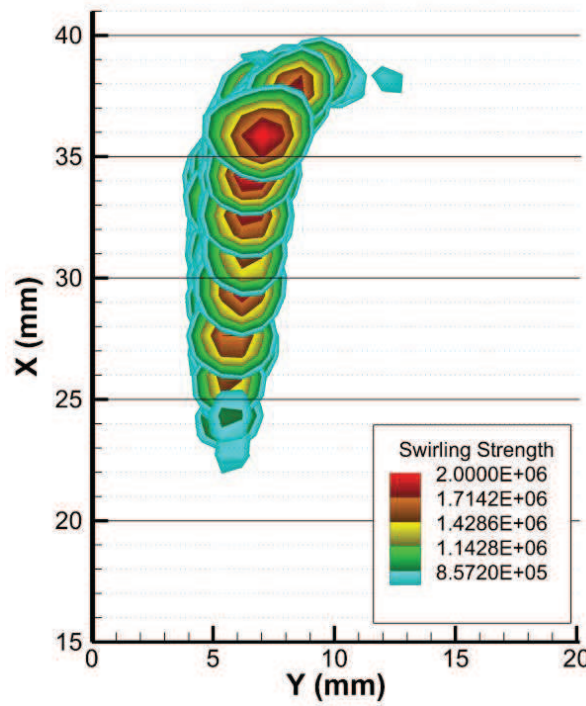


Figure V.24 : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2 pour $Re = 4045$ et $\frac{L}{H} = 4$

Pour le même nombre de Reynolds ($Re=4045$), les corrélations entre le signal acoustique et les vitesses transversales sont présentées sur la *Figure V.25(a)* le long de la droite $\frac{Y}{H} = 0.6$ pour un rapport de confinement $\frac{L}{H} = 4$. Un pic de corrélation centré sur $t=0$ ms existe toujours très près de la plaque à $\frac{X}{H} = 3.9$ mais avec un coefficient de corrélation faible (environ 0.32). En effet, comme montré sur la *Figure V.25(b)*, le signal acoustique est différent du signal de la vitesse transversale v .

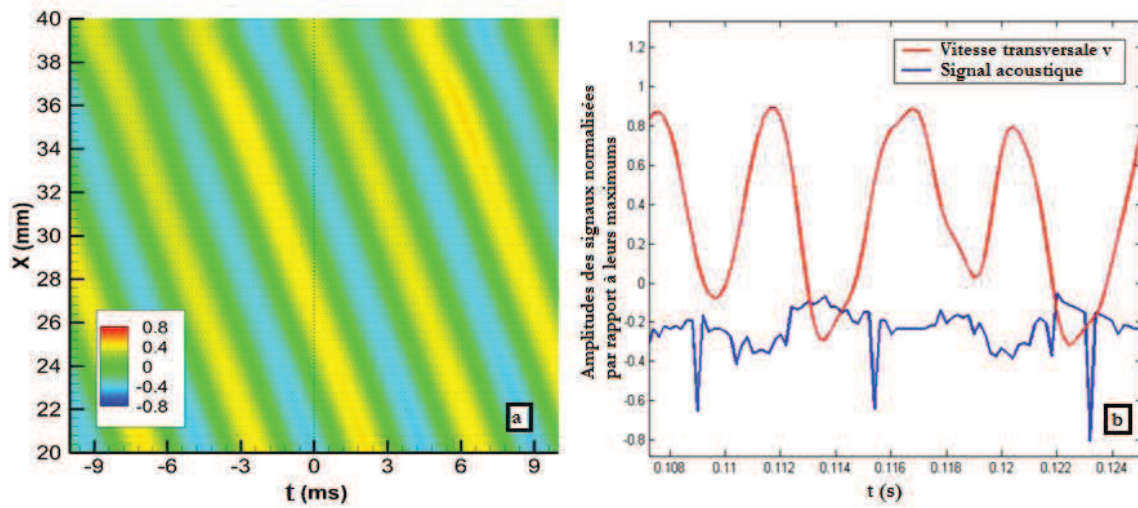


Figure V.25 : (a) : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de $\frac{Y}{H} = 0.6$,

(b) : Signal acoustique et vitesse transversale v à $\frac{Y}{H} = 0.6$ et $\frac{X}{H} = 3.9$. Pour $Re = 4045$ et $\frac{L}{H} = 4$

Afin de voir la différence que peut présenter une configuration bruyante par rapport à une autre non bruyante, on considère le nombre de Reynolds $Re=4415$ qui a un niveau acoustique beaucoup plus fort que celui qui est obtenu quand $Re=4045$ (voir Figure V.7).

La trajectoire des tourbillons est obtenue sur la Figure V.26(a) en superposant les champs successives de λ_2 . Les tourbillons heurtent la plaque avant qu'ils ne suivent une trajectoire qui longe la paroi de la plaque. La trajectoire des tourbillons de cette configuration est plus serrée vers l'axe du jet par rapport à la trajectoire des tourbillons quand $Re=4045$ (le centre des tourbillons est à $\frac{Y}{H} = 0.5$ quand $\frac{X}{H} = 3.5$ pour $Re=4415$ et à $\frac{Y}{H} = 0.65$ quand $\frac{X}{H} = 3.5$ pour $Re=4045$ (Figure V.24)). En effet quand les tourbillons empruntent une trajectoire plus serrée vers l'axe, le niveau acoustique devient plus important, on remarque que cette situation correspond au bouchage du passage de l'écoulement par la fente par la présence des structures tourbillonnaires.

Les corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale v le long de l'axe $\frac{Y}{H} = 0.6$ ($Re=4415$ et $\frac{L}{H} = 4$) sont présentées sur la Figure V.26(b). Un pic de corrélation centrée sur $t = 0$ ms à $\frac{X}{H} = 3.9$ est obtenu entre ces deux signaux. Les corrélations croisées présentent une pente qui ralentit à l'approche de la paroi de la plaque (à $\frac{X}{H} = 3.6$). Cette pente représente la vitesse de convection des tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Une fois que l'écoulement est proche

de la paroi, la pente devient plus faible, les tourbillons dévient vers la direction Y et la vitesse de convection diminue à cause de l'interaction de l'écoulement avec la plaque. La vitesse de convection des tourbillons U_c a été vérifiée dans les deux zones inférieure et supérieure à $\frac{X}{H} = 3.6$. Pour cela, la corrélation croisée entre deux signaux de la vitesse transversale v extraits en deux points quelconque à proximité de la région d'impact ($3.6 < \frac{X}{H} < 4$) et dans la couche de cisaillement du jet a été calculée. La vitesse de convection U_c des tourbillons peut être obtenue grâce à la distance entre les deux points choisis et le temps de retard du pic de la corrélation croisée entre les deux signaux extraits à ces deux points. La vitesse de convection est $U_c = 2.5$ m/s quand $3.6 < \frac{X}{H} < 4$. Le même calcul est effectué pour deux points différents loin de la paroi ($\frac{X}{H} < 3.6$) ce qui donne une vitesse de convection $U_c = 3$ m/s. Ces vitesses de convection confirment que les tourbillons décélèrent à proximité de la plaque à partir de $\frac{X}{H} = 3.6$. La même conclusion a été obtenue à partir des pentes des corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale sur la *Figure V.26(b)*.

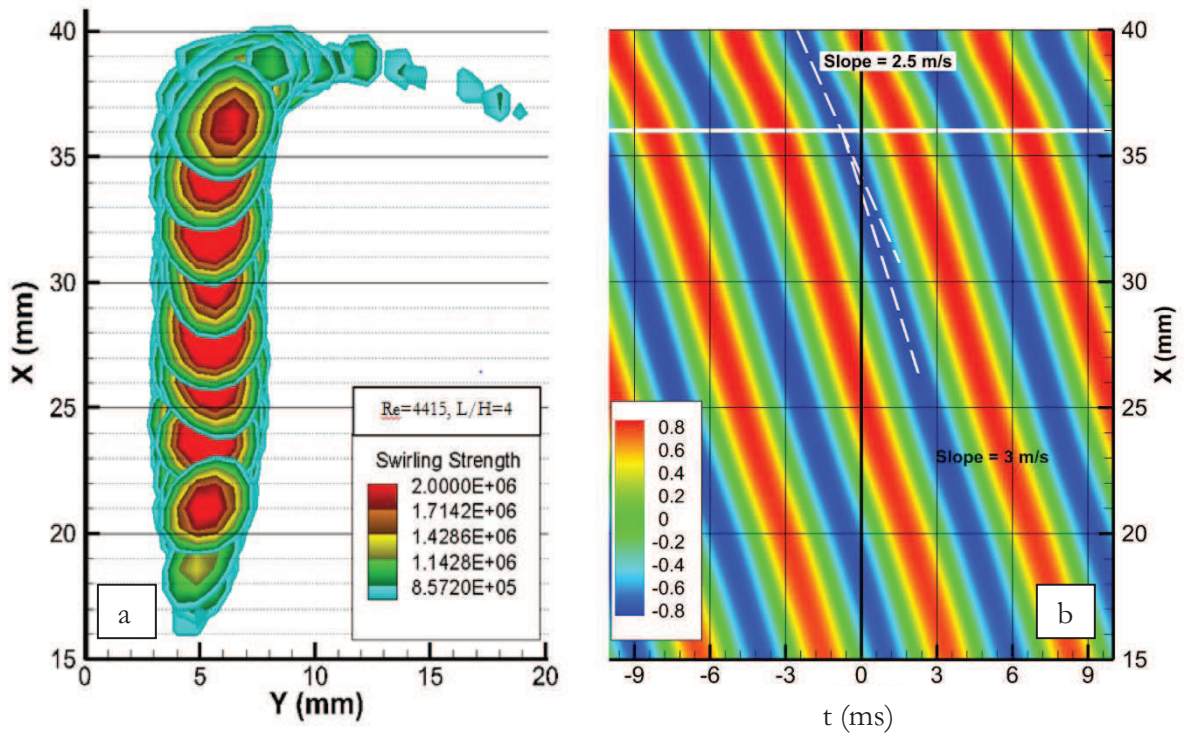


Figure V.26 : (a) : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2 . (b) : corrélations entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de l'axe $Y = 6\text{mm}$. Pour $Re=4415$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Après avoir considéré deux nombres de Reynolds présentant un cas bruyant et un autre non bruyant, on passe à l'étude de la configuration au nombre de Reynolds $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$ qui représente un pic acoustique (voir *Figure V.7*).

Pour visualiser la trajectoire des tourbillons dans cette configuration, des champs successifs de λ_2 sont superposées sur la *Figure V.27(a)*. On peut voir sur cette figure que les tourbillons dans ce cas bruyant empruntent deux trajectoires ; une première suivant laquelle les tourbillons s'échappent par la fente et une deuxième suivant laquelle les tourbillons dévient dans la direction transversale à l'approche de la paroi. En fait, à chaque fois il existe deux tourbillons qui avancent ensemble et interagissent entre eux en gênant l'un l'autre ce qui amène un des deux tourbillons vers une trajectoire plus serrée vers l'axe pour s'échapper à travers la fente pendant que le deuxième tourbillon est plus écarté de l'axe du jet et longe la paroi de la plaque après déviation.

La carte spatio-temporelle des corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale v est présentée sur la *Figure V.27(b)* le long de l'axe $\frac{Y}{H} = 0.6$ ($Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$). Sur cette figure on peut voir qu'il existe deux pics de corrélation élevés près de la paroi à $\frac{X}{H} = 3.9$, un premier pic positif qui est centré sur $t=0$ ms et un deuxième pic qui est retardé d'environ 3 ms. Cette distribution des corrélations croisées entre la vitesse transversale et le signal acoustique est due à deux tourbillons qui arrivent à la plaque successivement où le premier dévie dans la direction transversale et le deuxième échappe par la fente de la plaque.

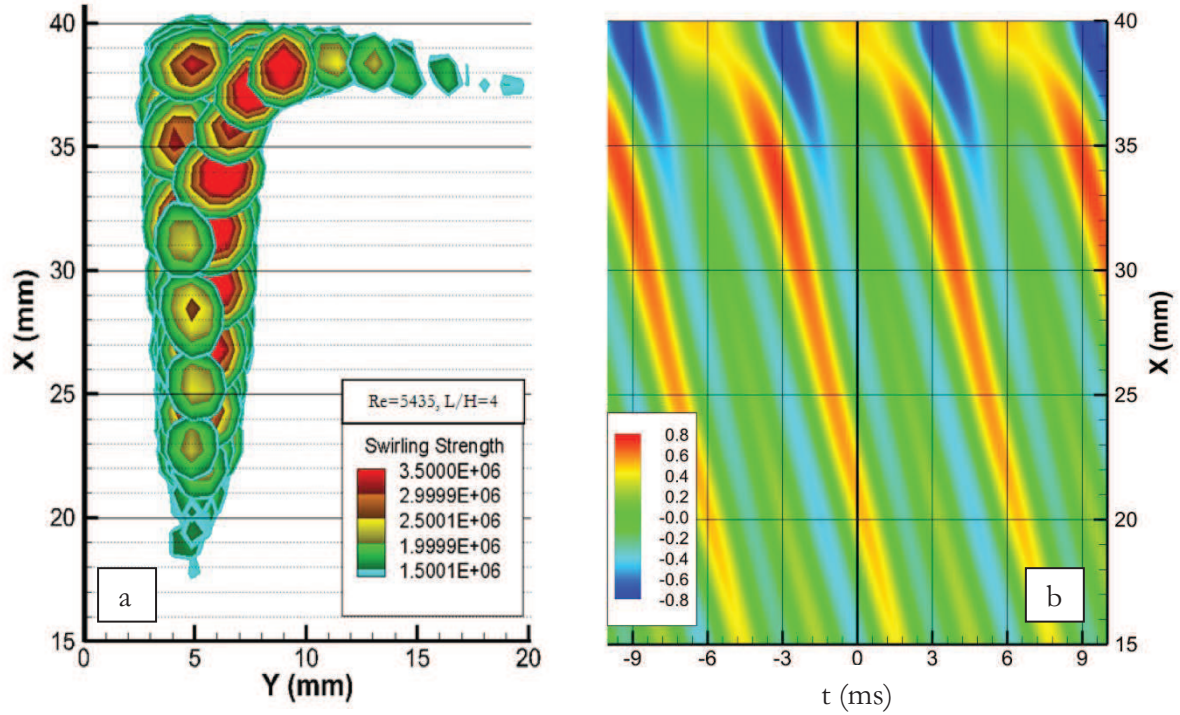


Figure V.27 : (a) : Trajectoire des tourbillons identifiés à l'aide du critère λ_2 . (b) : corrélations entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) le long de l'axe $Y = 6\text{mm}$ pour $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Les vitesses transversales sont considérées plus loin de l'axe à $\frac{Y}{H} = 1.2$ et $\frac{Y}{H} = 2$ et leurs corrélations croisées avec le signal acoustique sont calculées pour voir le rôle des structures primaires à ces éloignements de l'axe du jet. On considère les deux nombres de Reynolds bruyant et moins bruyant ($Re = 4415$ et 5435) qui présentent des corrélations significatives entre leurs signaux acoustiques et les vitesses transversales.

On présente les corrélations croisées sur la Figure V.28(a) entre le signal acoustique et les vitesses transversales pour $Re=4415$ à $\frac{Y}{H} = 1.2$. Loin de la plaque fendue, l'entraînement de l'écoulement environnant est fortement influencé par le passage des tourbillons principaux de Kelvin-Helmholtz. À $\frac{X}{H} = 3.5$, où les structures de Kelvin-Helmholtz commencent à dévier dans la deuxième direction, leur influence sur l'écoulement environnant devient faible et l'inter-corrélation entre la pression acoustique et la vitesse transversale v est négligeable. À $\frac{X}{H} = 3.7$, un pic de corrélation centré sur $t = 0$ ms se manifeste, ce pic apparaît au moment même où les structures primaires arrivent à la plaque et est directement lié à leur déviation dans la direction transversale le long de l'axe Y. Très proche de la plaque fendue, les corrélations croisées

présentent un pic retardé d'environ 1.36 ms. Les tourbillons secondaires générés dans la zone d'impact sont responsables de ce pic de corrélation.

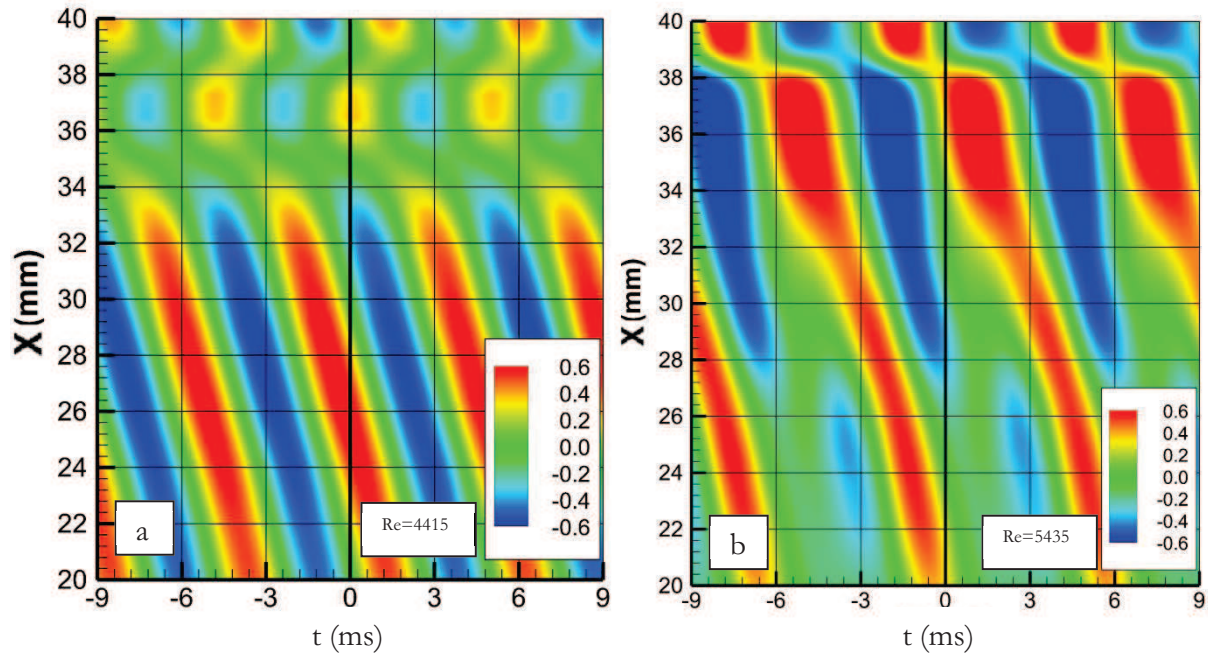


Figure V.28 : Corrélations croisées entre le signaux acoustiques et les vitesses transversales (v) à $\frac{Y}{H} = 1.2$ pour

$$Re = 4415, Re = 5435 \text{ et } \frac{L}{H} = 4.$$

Pour la configuration du pic acoustique à $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$, on présente les corrélations croisées entre le signal acoustique et les vitesses transversales pour $Re=5435$ à $\frac{Y}{H} = 1.2$ sur la Figure V.28(b). L'entraînement de l'écoulement environnant est influencé par le passage des tourbillons principaux de Kelvin-Helmholtz jusqu'à $\frac{X}{H} = 3.8$ sans faire clairement la différence entre les tourbillons déviant dans la direction transversale à la paroi et les tourbillons échappant par la fente. À $\frac{X}{H} = 3.8$, la corrélation subit subitement un saut de phase pour arriver avec un retard de 1.35 ms environ à la plaque. En effet, deux tourbillons primaires successifs avancent en groupe de deux et à cette distance, le premier prenant la trajectoire suivant laquelle il s'échappe par la fente est aspiré par cette dernière et ne reste que le tourbillon empruntant la trajectoire suivant laquelle le tourbillon dévie dans la direction transversale. Et donc à cette distance, les deux tourbillons qui avancent ensemble et interagissent entre eux sont séparés et seulement un tourbillon est dévié dans la direction transversale pour longer la paroi de la plaque. Cette dynamique tourbillonnaire est à l'origine du saut de phase des corrélations croisées à $\frac{Y}{H} = 1.2$. En

plus, le jet de paroi joue un rôle avec ses différentes structures résultant de l'interaction entre l'écoulement et la plaque fendue.

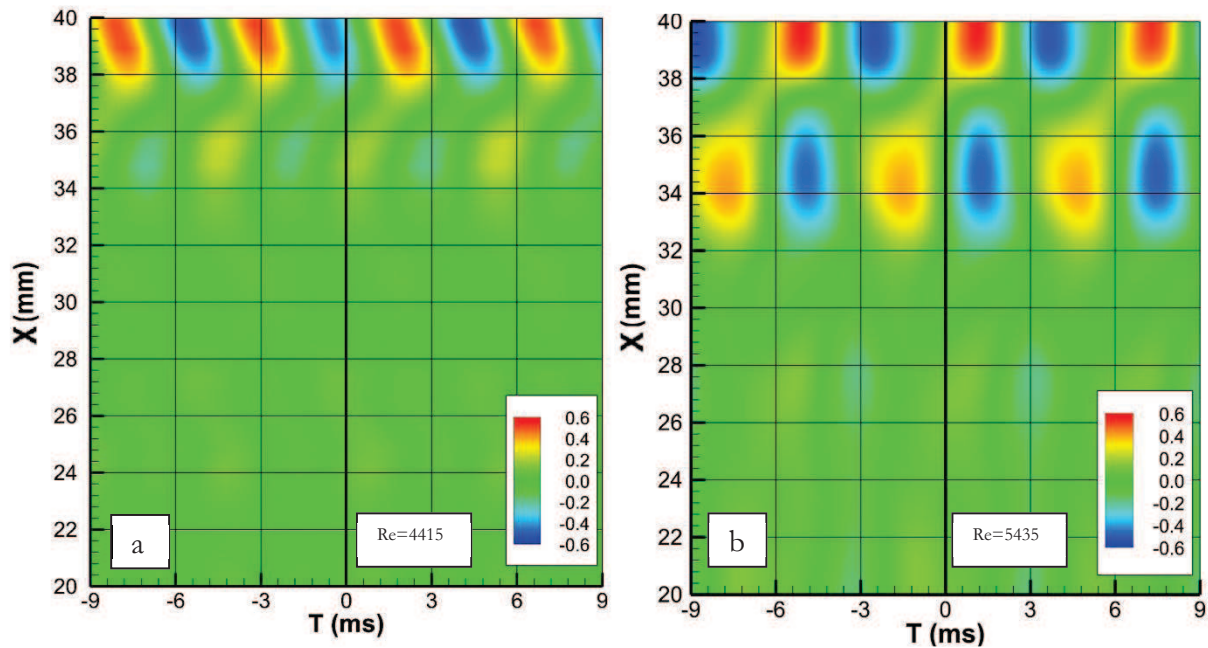


Figure V.29 : Corrélations croisées entre le signaux acoustiques et les vitesses transversales (v) à $\frac{Y}{H} = 2$ pour

$$Re = 4415, Re = 5435 \text{ et } \frac{L}{H} = 4.$$

On considère ensuite les corrélations croisées entre le signal acoustique et les vitesses transversales pour $Re=4415$ à $\frac{Y}{H} = 2$. Ainsi, sur la Figure V.29(a) on peut voir que l'entraînement de l'écoulement environnant est peu influencé par le passage des tourbillons de Kelvin-Helmholtz loin de la plaque pour ce nombre de Reynolds et les corrélations sont très faibles. Les corrélations restent non significatives jusqu'à $\frac{X}{H} = 3.8$ où un pic de corrélation apparaît. Ce pic de corrélation est lié aux structures du jet de paroi qui sont adjacentes à la surface de la plaque fendue. Sur la Figure V.29(b) on peut voir les corrélations croisées entre le signal acoustique et les vitesses transversales pour $Re=5435$ à $\frac{Y}{H} = 2$. Les corrélations sont non significatives jusqu'à $\frac{X}{H} = 3.4$ où un pic de corrélation apparaît puis une faible corrélation à $\frac{X}{H} = 3.7$ avant de retrouver un deuxième pic de sens opposé entre $\frac{X}{H} = 3.8$ et la plaque qui se trouve à $\frac{X}{H} = 4$. Ces deux pic de corrélation (quand $\frac{Y}{H} = 2$) sont expliqués par deux structures tourbillonnaires de sens opposés (tourbillon et contre tourbillon) qui avancent en longeant la paroi de la plaque comme on peut le voir sur la Figure V.30.

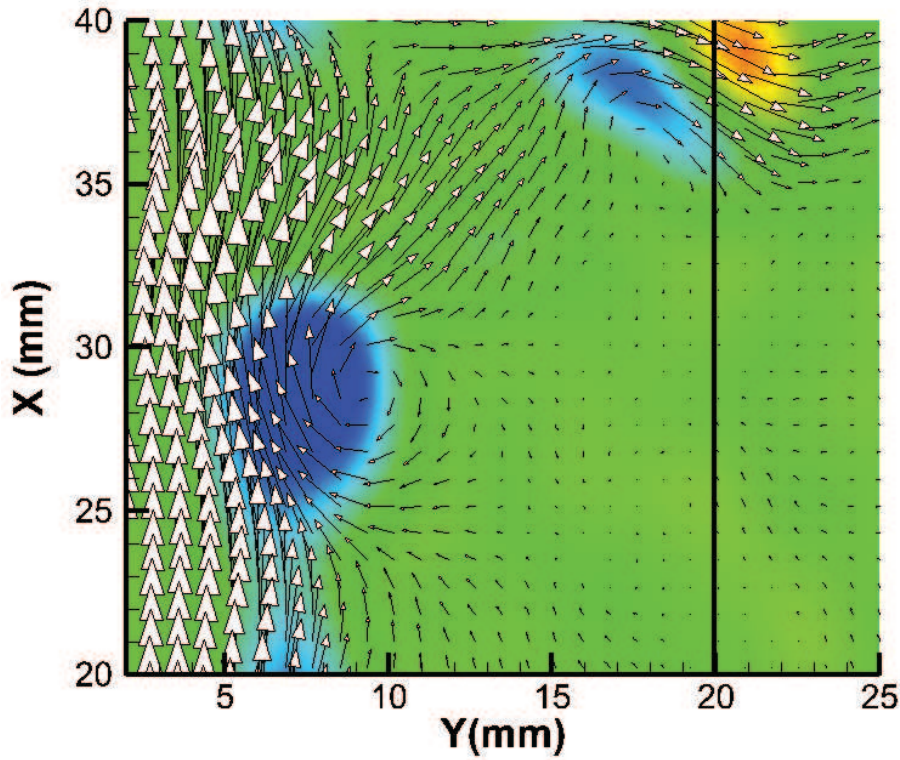


Figure V.30 : Champ de vorticité ω_{xy} et de vecteurs vitesses pour $Re = 5435$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Les corrélations établies dans cette partie mettent en évidence la relation entre les tourbillons primaires et le signal acoustique généré à leurs arrivées à la paroi de la plaque fendue. Elles permettent aussi de détecter le changement de structures tourbillonnaires quand on a un saut de phase sur la cartographie spatio-temporelle des corrélations comme observé sur la Figure V.30 par exemple. Toutefois les sons auto-entretenus générés par les structures tourbillonnaires sont le fruit d'une boucle de rétroaction qui contrôle ce processus. Cette boucle de rétroaction s'installe à travers une perturbation qui excite les couches de cisaillement du jet. En utilisant les signaux bruts de vitesses ou de l'acoustique, les passages des tourbillons primaires sont dominants par rapport aux autres petites perturbations qui peuvent exister et avoir un rôle très important dans le phénomène des sons auto-entretenus. D'où dans la partie suivante on cherchera à travers les corrélations l'existence d'autres phénomènes révélant de petites perturbations dans le jet.

V.7.2 Application des troncatures spectrales pour l'étude de corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale

Afin de calculer les inter-corrélations entre le signal acoustique et la vitesse transversale v , il est tout d'abord utilisé le signal original de vitesse directement extrait du calcul PIV. Dans ce signal, les tourbillons principaux de Kelvin-Helmholtz sont les structures dominantes et le passage de

ces structures primaires cache d'autres informations appartenant à d'autres phénomènes physiques qui sont moins importants devant ces premiers en termes d'amplitude. Par conséquent, la technique de pré-blanchiment (troncature spectrale) proposée par Ho et Nosseir (1981) est utilisée. Grâce à cette technique, les pics qui ne sont pas directement liés au passage des tourbillons de Kelvin-Helmholtz sont repérés. Cela consiste à remplacer les pics les plus élevés dans le spectre croisé des deux signaux considérés avec la valeur moyenne de deux fréquences voisines choisies par rapport à un seuil prédéfini ; ensuite l'inter-corrélation est calculée en utilisant la transformée de Fourier inverse du spectre résultant.

On considère toujours les deux nombres de Reynolds bruyants ($Re=4415$ et $Re=5435$) et deux lignes pour les corrélations ; une première à $\frac{Y}{H} = 0.6$ qui se trouve dans la couche de cisaillement où les tourbillons primaires évoluent et une deuxième ligne à $\frac{Y}{H} = 2$ loin de l'influence des structures tourbillonnaires primaires.

Les corrélations croisées entre les signaux du microphone et les vitesses transversales v après pré-blanchiment pour $Re=4415$ sont données sur la *Figure V.31* pour $\frac{Y}{H} = 0.6$ et 2 . Les inter-corrélations sont tracées pour toutes les positions à partir de la sortie de la bouche de soufflage ($\frac{X}{H} = 0$) jusqu'à très près de la paroi de la plaque fendue ($\frac{X}{H} = 3.9$). Pour $\frac{Y}{H} = 0.6$ sur la *Figure V.31(a)*, la présence d'une corrélation périodique est notée. La période de cette corrélation reste liée aux structures de Kelvin-Helmholtz ($F = 210$ Hz pour ce nombre de Reynolds), mais la principale différence est que l'évolution de la corrélation ne présente pas une pente comme c'était le cas avant le 'pré-blanchiment'. Le pic de corrélation est centré sur $t = 0$ ms tout le long de l'axe $\frac{Y}{H} = 0$ et devient négligeable entre la buse et $\frac{X}{H} = 1$.

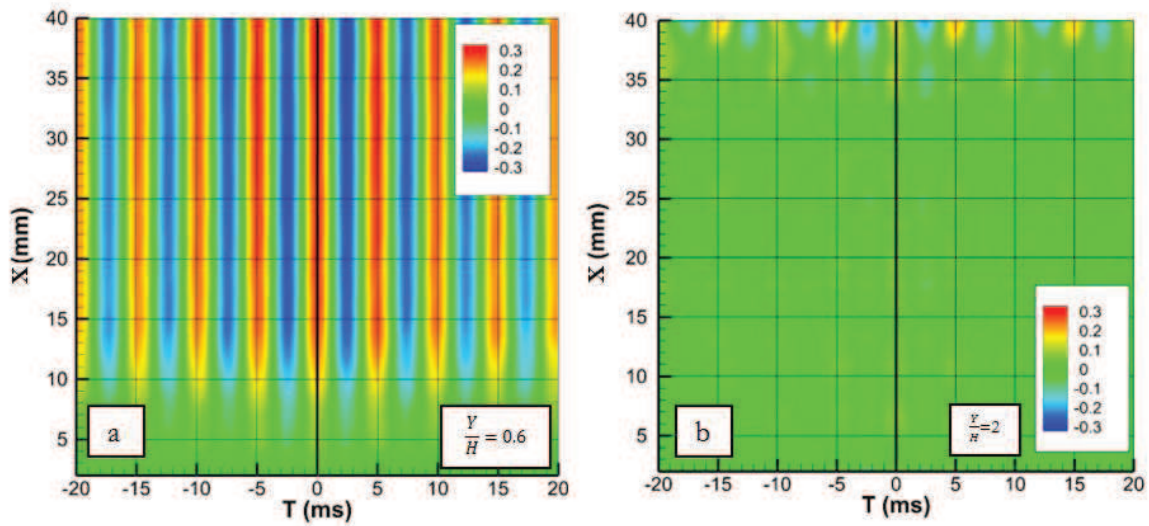


Figure V.31 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) pour $\frac{y}{H} = 0.6$ et 2 et $Re=4415$ après pré-blanchiment.

Pour $\frac{y}{H} = 2$, les inter-corrélations entre la vitesse transversale après le pré-blanchiment et le signal acoustique sont présentées sur la Figure V.31(b). Les corrélations observées à cette distance ($\frac{y}{H} = 2$) avant pré-blanchiment sur la Figure V.29 n'y sont plus. Une corrélation non significative existe très près de la paroi de la plaque.

On considère maintenant le deuxième nombre de Reynolds $Re=5435$ qui représente le pic acoustique pour voir si le même constat est présent. Sur la Figure V.32, les corrélations croisées entre les signaux du microphone et les vitesses transversales v après pré-blanchiment pour $Re=5435$ sont tracées pour $\frac{y}{H} = 0.6$ et 2. Une description similaire au cas précédent ($Re=4415$) peut être faite où un pic central sur $t=0$ ms est présent pour $\frac{y}{H} = 0.6$ sans avoir la pente liée à l'évolution des structures de Kelvin Helmholtz (Figure V.27(b)). De même sur la Figure V.32(b) pour $\frac{y}{H} = 2$, les coefficients de corrélations sont négligeables et non significatifs.

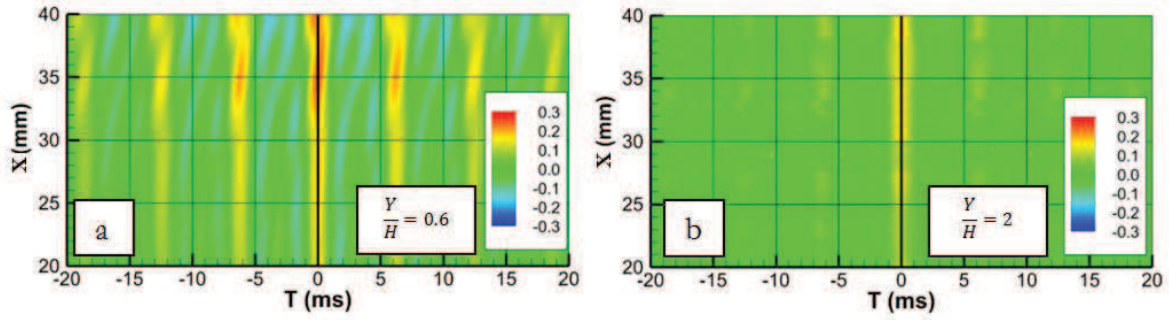


Figure V.32 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) pour $\frac{Y}{H} = 0.6$ et 2 et $Re=5435$ après pré-blanchiment.

D'après l'utilisation de cette méthode de pré-blanchiment pour deux nombres de Reynolds bruyants ($Re=4415$ et $Re=5435$), on constate qu'un pic de corrélation entre le signal acoustique et les vitesses transversales se trouve le long de l'axe $\frac{Y}{H} = 0$ sans présenter une pente contrairement aux corrélations trouvées avant la méthode de pré-blanchiment de ces signaux. Dans le cas des sons auto-entretenus, la couche de cisaillement près du convergent de sortie est contrôlée par une boucle de rétroaction directe pour $Re \leq 9000$ (Billon (2003)), ce qui est expliqué par une perturbation engendrée par l'arrivée du jet sur la paroi de la plaque qui déclenche une instabilité qui s'installe le long de l'axe du jet entre la plaque et la zone de naissance des tourbillons dans la couche de cisaillement de l'écoulement. Ainsi cette instabilité est indépendante du temps dans le calcul des corrélations car elle existe le long de la couche de cisaillement sans évolution spatiale comme les structures tourbillonnaires primaires. Les corrélations observées dans la couche de cisaillement ($\frac{Y}{H} = 0.6$) après la méthode de pré-blanchiment pourraient être expliquées par cette instabilité qui remonte le jet jusqu'à très près de la sortie du jet où les tourbillons commencent à naître (Assoum, et al. (2013)). À $\frac{Y}{H} = 2$, on n'obtient pas de corrélation après application de la méthode de pré-blanchiment. En effet dans cette région les instabilités de rétroaction installées dans la couche de cisaillement n'existe plus.

Afin de pouvoir vérifier ce constat sur un cas non bruyant, on considère sur la Figure V.33 le nombre de Reynolds $Re=4045$ pour $\frac{L}{H} = 4$. Ce nombre de Reynolds présente un niveau acoustique bien plus faible que ceux qui sont obtenus pour $Re=4415$ et $Re=5435$. Les corrélations croisées sont présentées entre le signal acoustique et les vitesses transversales v après

l'application de la méthode de pré-blanchiment le long de $\frac{Y}{H} = 0.6$. Sur cette figure, aucune corrélation significative ne peut être relevée.

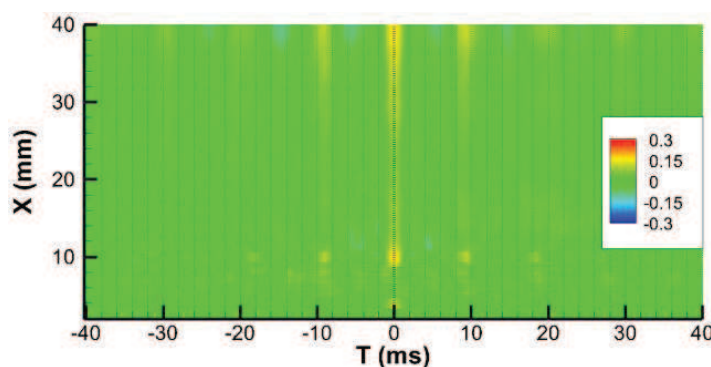


Figure V.33 : Corrélations croisées entre le signal acoustique et la vitesse transversale (v) à $\frac{Y}{H} = 2$ et $Re=4045$ après pré-blanchiment.

Pour ce nombre de Reynolds, les sons auto-entretenus sont relativement faibles, et la perturbation qui se trouve le long du jet pour contrôler le détachement tourbillonnaire dans les configurations bruyantes (comme pour $Re=4415$ et $Re=5435$) n'est pas installée. Ainsi les corrélations avec le signal acoustique sont faibles et les sons auto-entretenus ne sont pas optimisés.

V.8 Bilan

Dans cette partie les sons auto-entretenus ont été considérés dans un premier temps pour différents rapports de confinement et nombres de Reynolds. Une évolution qui présente des sauts de fréquences a été obtenue. Les sauts de fréquences sont accompagnés pour la plupart des cas d'un changement de mode aérodynamique et d'un pic du niveau acoustique.

Dans un deuxième temps, les trajectoires des tourbillons ont été présentées pour des configurations bruyantes et non bruyantes. Les tourbillons présentent une seule trajectoire dans le cas des configurations qui sont relativement peu bruyantes. Pour les configurations présentant un pic du niveau acoustique, les tourbillons empruntent deux trajectoires, une première suivant laquelle les tourbillons suivent le jet de paroi et une deuxième qui amène les tourbillons à s'échapper par la fente de la plaque fendue. Ainsi la dimension des tourbillons et leurs tailles pour différents nombres de Reynolds ont été présentées.

Le suivi temporel montre une évolution en phase entre le signal acoustique mesuré à l'aide d'un microphone et la vitesse transversale relevée très proche de la fente où les tourbillons heurtent la plaque fendue.

Ensuite l'énergie cinétique turbulente (ECT) a été calculée en fonction du nombre de Reynolds. Les pics de l'ECT coïncident avec les pics du niveau acoustique. En effet, le transfert d'énergie du champ dynamique au champ acoustique est favorisé quand un pic d'énergie fluctuante est disponible pour effectuer ces échanges énergétiques. Ces pics sont produits quand un saut de fréquence f_0 des sons auto-entretenus (qui correspond au changement du mode aérodynamique) prend place.

Des relations spatio-temporelles sont également établies pour suivre l'évolution de la corrélation entre le signal acoustique et l'avancement des structures tourbillonnaires dès leurs naissances jusqu'à l'obstacle dans des configurations bruyantes et non bruyantes. Les signaux bruts de l'acoustique et des vitesses transversales ont été utilisés en premier pour calculer les inter-corrélations entre ces deux grandeurs. Dans un deuxième calcul, une méthode de pré-blanchiment (ou troncature spectrale) a été utilisée. Cette méthode permet d'éliminer le rôle des phénomènes principaux dans le calcul des inter-corrélations et chercher d'autres phénomènes qui sont relativement faibles en termes d'amplitudes mais importants pour la boucle de rétroaction des sons auto-entretenus.

CONCLUSION GÉNÉRALE ET PERSPECTIVES

L'objectif de cette étude est de rechercher des corrélations qui peuvent exister entre la dynamique du jet et les champs acoustiques rayonnés. Elle s'articule autour de deux problématiques principales. La première a pour objectif de caractériser la dynamique des écoulements générés avec le dispositif expérimental conçu pour cette étude. La seconde est d'étudier le couplage entre la dynamique des structures tourbillonnaires impliquées dans la production des sons auto-entretenus et le champ acoustique obtenu dans des configurations bruyantes ou non bruyantes pour mieux cerner les conditions optimales de l'installation du son auto-entretenu dans l'écoulement. Nous avons cherché à comprendre la nature des fréquences excitées et l'influence des paramètres comme le rapport de confinement et le nombre de Reynolds sur la dynamique tourbillonnaire, et par la suite, le niveau du champ acoustique obtenu. Pour cela, les métrologies utilisées sont basées sur des mesures de champs cinématiques par Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) et des mesures acoustiques.

Afin de pouvoir situer les écoulements considérés parmi l'ensemble des jets libres et heurtant abordés dans la littérature, plusieurs caractéristiques du jet ont été explicitées à travers des profils de vitesses et de fluctuations de vitesses. Le jet considéré pour la production des sons auto-entretenus dans cette étude combine les deux aspects d'un jet libre et d'un jet heurtant une surface rigide. Une analyse de l'évolution du jet en fonction du nombre de Reynolds pour plusieurs rapports de confinement a été menée. Les grandeurs relatives à la couche de mélange ainsi que l'évolution des profils de vitesses moyennes et fluctuantes ont été présentées ainsi que la dynamique des écoulements qui a été renseignée par l'utilisation du critère^{1,2}.

Les fréquences des sons auto-entretenus ont été présentées pour différents rapports de confinement et nombres de Reynolds. Quand un saut de fréquences des sons auto-entretenus (en fonction du nombre de Reynolds) prend place, un changement aérodynamique de l'écoulement l'accompagne et un pic du niveau acoustique est obtenu. Les trajectoires des tourbillons pour des configurations bruyantes et non bruyantes ont été considérées. Une seule trajectoire est obtenue dans le cas des configurations qui sont relativement peu bruyantes. Cependant, pour les écoulements produisant des sons auto-entretenus, deux trajectoires sont obtenues : une partie des tourbillons suit le jet de paroi après déviation près de la surface de la plaque fendue, l'autre partie des tourbillons s'échappe à travers la fente de la plaque. Un suivi temporel des signaux

acoustiques et des vitesses transversales de l'écoulement très proche de la paroi de la plaque fendue dans la zone où les tourbillons heurtent sa surface montre que ces signaux sont en phase.

L'énergie cinétique turbulente (ECT) a été calculée en fonction du nombre de Reynolds. Elle présente des pics qui coïncident avec les pics du niveau acoustique. En effet, les échanges énergétiques entre le champ dynamique et le champ acoustique sont optimaux lorsqu'un pic d'énergie cinétique fluctuante est disponible pour la céder au champ acoustique. Ces pics sont produits en même temps qu'un saut de fréquences f_0 du son auto-entretenu est installé dans l'écoulement.

Des cartographies de corrélations spatio-temporelles ont été présentées pour suivre la dynamique des tourbillons et leurs corrélations avec les signaux acoustiques dès leur naissance jusqu'à la surface de la plaque fendue dans des configurations bruyantes et non bruyantes. Dans un premier temps, le calcul des corrélations a été fait entre des signaux bruts du champ acoustique et des vitesses transversales. Dans un second calcul, une méthode de pré-blanchiment (terme anglo-saxon : "pre-whitening") a été utilisée. Cette méthode vise à ressortir l'existence d'une instabilité globale du jet qui existe dans les signaux, qui est importante pour la boucle de rétroaction des sons auto-entretenus, mais quasiment masquée devant les phénomènes principaux dominants (tourbillons primaires) dans le calcul des inter-corrélations.

Ce travail pourrait être poursuivi par l'étude d'une configuration comportant un jet plan heurtant une plaque mince. Des techniques Laser plus avancées sont à employer pour des mesures de champs de vitesses. Ainsi des mesures stéréoscopiques et tomographiques permettront d'avoir les trois composantes de la vitesse de l'écoulement dans la zone proche de la fente où se créent les sources aéroacoustiques et les structures tridimensionnelles seront étudiées. La vitesse acoustique constituera une grandeur à trouver si possible à travers les mesures expérimentales afin de calculer la puissance acoustique générée dans l'écoulement. Les vibrations de la plaque pourront être mesurées pour étudier sa réponse au jet qui heurte sa surface et analyser son rayonnement acoustique.

Les travaux de cette thèse ont permis, notamment par l'utilisation de la PIV, une approche très fine des grandeurs physiques de l'écoulement, permettant de pousser davantage la compréhension des mécanismes qui s'installent dans l'écoulement. Cependant, l'approche 2D limiterait la prospection des instabilités et de l'écoulement au niveau de la paroi qui sont de nature

tridimensionnelle. L'utilisation de la tomographie lèvera cette limitation et ouvrira ainsi des perspectives très intéressantes.

D'autre part, il faudrait aussi se renseigner sur l'influence de la dynamique vibratoire de la plaque sur l'activité tourbillonnaire de l'écoulement responsable de l'installation des sons auto-entretenus. Compte tenu de la complexité des phénomènes, cette démarche doit combiner une approche expérimentale et une approche numérique qui tient compte des problèmes d'interaction fluide structure.

RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- Abramovich GN, Girshovich T, Krasheninnikov SI, Sekundov A, Smirnova I (1984) The theory of turbulent jets. Moscow Izdatel Nauka 1
- Arjocu SC, Liburdy JA (1999) Near surface characterization of an impinging elliptic jet array. *Journal of fluids engineering* 121:384-390
- Arroyo M, Greated C (1991) Stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology* 2:1181
- Ashforth-Frost S, Jambunathan K, Whitney C (1997) Velocity and turbulence characteristics of a semiconfined orthogonally impinging slot jet. *Experimental Thermal and Fluid Science* 14:60-67
- Assoum HH, El Hassan M, 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 Dynamics Research* 45:045503
- Beltaos S, Rajaratnam N (1973) Plane turbulent impinging jets. *Journal of Hydraulic Research* 11:29-59
- Bernal L, Roshko A (1986) Streamwise vortex structure in plane mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 170:499-525
- Billon A (2003) Étude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue. Thèse de doctorat. Université de La Rochelle,
- Billon A, Glesser M, Valeau V, Sakout A (2006) Frequency halving due to vortex pairing for the jet-slot oscillator.
- Billon A, Glesser M, Valeau V, Sakout A (2006) Sifflements produits par un jet plan accordé heurtant une plaque fendue.
- Billon A, Valeau V, Sakout A (2003) Modes de rétroaction d'un bruit de fente en présence d'un résonateur.
- Billon A, Valeau V, Sakout A (2004) Instabilités de l'écoulement produisant le bruit de fente. *Comptes Rendus Mecanique* 332:557-563
- Billon A, Valeau V, Sakout A (2005) Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *Journal of Fluids and Structures* 21:121-132
- Blake WK, Powell A (1986) The development of contemporary views of flow-tone generation Recent advances in aeroacoustics. Springer, pp. 247-325
- Brown GL, Roshko A (1974) On density effects and large structure in turbulent mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics* 64:775-816
- Chanaud R, Powell A (1965) Some experiments concerning the hole and ring tone. *The Journal of the Acoustical Society of America* 37:902
- Chassaing P (2000) *Turbulence en Mécanique des Fluides: Analyse du Phénomène en Vue de sa Modélisation à l'Usage de l'Ingénieur* (Politech). Cépaduès Éditions, INP Toulouse, France
- Cooper D, Jackson D, Launder BE, Liao G (1993) Impinging jet studies for turbulence model assessment—I. Flow-field experiments. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 36:2675-2684
- Corrsin S (1943) Investigation of flow in an axially symmetrical heated jet of air. CALIFORNIA INST OF TECH PASADENA,
- Crow SC, Champagne F (1971) Orderly structure in jet turbulence. *J Fluid Mech* 48:547-591
- Didden N, Ho C-M (1985) Unsteady separation in a boundary layer produced by an impinging jet. *J Fluid Mech* 160:235-256

- Ding R, Revstedt J, Fuchs L (2003) LIF study of mixing in circular impinging jets effects of boundary conditions. Proceedings of PSFVIP-4 (Chamonix) F 4015
- Drazin PG, Reid WH (2004) Hydrodynamic stability. Cambridge university press,
- El Hassan M (2008) Analyse et contrôle de l'écoulement affleurant une cavité profonde. Thèse de doctorat de l'Université de Valenciennes,
- El Hassan M, Assoum H, Martinuzzi R, Sobolik V, Abed-Meraim K, Sakout A (2013) Experimental investigation of the wall shear stress in a circular impinging jet. *Physics of Fluids* 25:077101
- El Hassan M, Assoum H, Sobolik V, et al. (2012) Experimental investigation of the wall shear stress and the vortex dynamics in a circular impinging jet. *Exp Fluids* 52:1475-1489 DOI 10.1007/s00348-012-1269-5
- Fiedler H, Dziomba B, Mensing P, Rösgen T (1981) Initiation, evolution and global consequences of coherent structures in turbulent shear flows The Role of Coherent Structures in Modelling Turbulence and Mixing. Springer, pp. 219-251
- Fletcher NNH, Rossing TD (1998) The physics of musical instruments. Springer,
- Forestier N, Geffroy P, Jacquin L (1998) Evaluation de moyennes de phase dans un écoulement au dessus d'une cavité résonante. 6ème congrès francophone de vélocimétrie laser
- Förthmann E (1936) Turbulent jet expansion. NACA TM 789
- Fukushima C, Aanen L, Westerweel J (2000) Investigation of the mixing process in an axisymmetric turbulent jet using PIV and LIF Proceedings of the 10th international symposium on applications of laser techniques to fluid mechanics, Lisbon, Portugal, Paper.
- Gharib M, Roshko A (1987) The effect of flow oscillations on cavity drag. *Journal of Fluid Mechanics* 177:510-530
- 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. Thèse de doctorat de l'Université de La Rochelle,
- Glesser M, Billon A, Valeau V, Sakout A (2005) Influence de la température du fluide de soufflage sur le bruit de fente.
- Glesser M, Billon A, Valeau V, Sakout A (2005) Influence of the resonator damping on its coupling with a slot-tone.
- Glesser M, Billon A, Valeau V, Sakout A (2006) Coupling of a jet-slot oscillator with the flow-supply duct: Flow-acoustic interaction modeling. 12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, USA
- Glesser M, Valeau V, Sakout A (2008) Vortex sound in unconfined flows: Application to the coupling of a jet-slot oscillator with a resonator. *Journal of Sound and Vibration* 314:635-649
- Gloerfelt X, Bailly C, Juvé D (2000) Calcul direct du rayonnement acoustique d'un écoulement affleurant une cavité. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IIB-Mechanics* 328:625-631
- Gupta S (2005) Etude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire. Thèse de doctorat, Université de Nantes.
- Gutmark E, Wolfshtein M, Wygnanski I (1978) The plane turbulent impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics* 88:737-756
- Haller G (2001) Lagrangian structures and the rate of strain in a partition of two-dimensional turbulence. *Physics of Fluids* 13:3365

- Haller G (2002) Lagrangian coherent structures from approximate velocity data. *Physics of Fluids* 14:1851
- Hill JW, Greene P (1977) Increased turbulent jet mixing rates obtained by self-excited acoustic oscillations. *American Society of Mechanical Engineers* 1
- Hirschberg A (1995) Aero-acoustics of wind instruments. *COURSES AND LECTURES-INTERNATIONAL CENTRE FOR MECHANICAL SCIENCES*:291-369
- Hirschberg A, Bruggeman J, Wijnands A, Smits N (1989) The whistler nozzle and horn as aero-acoustic sound sources in pipe systems. *Acta Acustica united with Acustica* 68:157-160
- Hirschberg A, Rienstra S (1994) Elements of aeroacoustics. *Lecture series-van Kareman Institute for fluid dynamics* 4:A1-A193
- Ho C-M, Huang L-S (1982) Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *J Fluid Mech* 119:443-473
- Ho C-M, Huerre P (1984) Perturbed free shear layers. *Annual Review of Fluid Mechanics* 16:365-422
- Ho C-M, Nosseir NS (1981) Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon. *J Fluid Mech* 105:119-142
- Hook H, Mongeau L (2002) Analysis of the periodic pressure fluctuations induced by flow over a cavity. *Journal of Sound and Vibration* 251:823-846
- Hourigan K, Welsh M, Thompson M, Stokes A (1990) Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. *Journal of Fluids and Structures* 4:345-370
- Howard LN (1964) The number of unstable modes in hydrodynamic stability problems. *DTIC Document*,
- Howe M (1975) Contributions to the theory of aerodynamic sound, with application to excess jet noise and the theory of the flute. *Journal of Fluid Mechanics* 71:625-673
- Huber AM, Viskanta R (1994) Impingement heat transfer with a single rosette nozzle. *Experimental Thermal and Fluid Science* 9:320-329
- Huerre P, Monkewitz P (1985) Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics* 159:151-168
- Huerre P, Monkewitz P (1990) Local and global instabilities in spatially developing flows. *Annual Review of Fluid Mechanics* 22:473-537
- Hunt J, Wray A, Moin P (1988) Eddies, stream, and convergence zones in turbulent flows. *Center for turbulence research report CTR-S88*:193-208
- Husain HS, Hussain F (1995) Experiments on subharmonic resonance in a shear layer. *Journal of Fluid Mechanics* 304:343-372
- Hussain A (1986) Coherent structures and turbulence. *Journal of Fluid Mechanics* 173
- Hussain A, Clark A (1981) On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer: a flow-visualization study. *J Fluid Mech* 104:263-294
- Hussain A, Hasan M (1983) The 'whistler-nozzle' phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics* 134:431-458
- Hussain AF (1983) Coherent structures—reality and myth. *Physics of Fluids* 26:2816
- Hussein J, Capp S, George W (1994) Velocity measurements in high-Re-number, momentum conserving, axisymmetric, turbulent jet. *J Fluid Mech* 258:31-75
- Ichimiya K, Hosaka N (1992) Experimental study of heat transfer characteristics due to confined impinging two-dimensional jets. *Experimental Thermal and Fluid Science* 5:803-807
- Jenvey P (1989) The sound power from turbulence: A theory of the exchange of energy between the acoustic and non-acoustic fields. *Journal of Sound and Vibration* 131:37-66
- Jeong J, Hussain F (1995) On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics* 285:69-94
- Kataoka K (1990) Impingement heat transfer augmentation due to large scale eddies. *Heat Transfer* 1:255-273

- Kataoka K, Suguro M, Degawa H, Maruo K, Mihata I (1987) The effect of surface renewal due to largescale eddies on jet impingement heat transfer. *International Journal of Heat and Mass Transfer* 30:559-567
- Keane RD, Adrian RJ (1992) Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied scientific research* 49:191-215
- 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. Thèse de doctorat de l'université de Nantes,
- Landreth CC, Adrian RJ (1990) Impingement of a low Reynolds number turbulent circular jet onto a flat plate at normal incidence. *Exp Fluids* 9:74-84
- Laufer J, Monkewitz P (1980) On turbulent jet flows-a new perspective American Institute of Aeronautics and Astronautics Conference.
- Lecordier B, Trinité M (2005) PIV rapide pour les écoulements réactifs : historique et développements récents. CNRS – UNIVERSITE et INSA de Rouen,
- Lekien F, Marsden J (2005) Tricubic interpolation in three dimensions. *International Journal for Numerical Methods in Engineering* 63:455-471
- Levey HC (1960) The back effect of a wall on a jet. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 11:152-157
- Liepmann HW (1952) Aspects of the turbulence problem. *Zeitschrift für angewandte Mathematik und Physik ZAMP* 3:407-426
- Lighthill MJ (1952) On sound generated aerodynamically. I. General theory. *Proceedings of the Royal Society of London Series A Mathematical and Physical Sciences* 211:564-587
- Livingood JNB, Hrycak P (1973) Impingement heat transfer from turbulent air stream jets to flat plates – a literature survey. NASA TM X-2778, NASA
- Marsden O, Gloerfelt X, Bailly C (2003) Direct noise computation of adaptive control applied to a cavity flow. *Comptes Rendus Mecanique* 331:423-429
- Martin H (1977) Advances in heat transfer. Edited by Hartnett, JP and Irvine, TF, Jr 13:1-60
- Matta RK (1973) The fluid mechanics of the hole tone. University of Minnesota,
- Maurel A (1994) Instabilité d'un jet confiné. Thèse de doctorat, Université Paris VI.,
- Maurel S (2001) Etude expérimentale d'un jet plan en impact. Analyse paramétrique et caractérisation des transferts de masse. Thèse de doctorat, Université de Nantes,
- Maurel S, Sollic C (2001) A turbulent plane jet impinging nearby and far from a flat plate. *Exp Fluids* 31:687-696
- Michalke A (1965) On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *J Fluid Mech* 23:521-544
- Miksad RW (1972) Experiments on the nonlinear stages of free-shear-layer transition. *Journal of Fluid Mechanics* 56:695-719
- Nomoto H, Culick F (1982) An experimental investigation of pure tone generation by vortex shedding in a duct. *Journal of Sound and Vibration* 84:247-252
- Orlandi P, Verzicco R (1993) Vortex rings impinging on walls: axisymmetric and three-dimensional simulations. *Journal of Fluid Mechanics* 256:615-615
- Phares DJ, Smedley GT, Flagan RC (2000) The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface. *Journal of Fluid Mechanics* 418:351-375
- Pierce AD, Smith P (1981) Acoustics: an introduction to its physical principles and applications. *Physics Today* 34:56
- Popiel CO, Trass O (1991) Visualization of a free and impinging round jet. *Experimental Thermal and Fluid Science* 4:253-264
- Poreh M, Tsuei Y, Cermak JE (1967) Investigation of a turbulent radial wall jet. *Journal of Applied Mechanics* 34:457

- Powell A (1964) Theory of vortex sound. *The Journal of the Acoustical Society of America* 36:177
- Prabel F (1985) Étude de la structure turbulente d'un jet rand par des techniques d'analyse d'images. Thèse de doctorat, Lyon,
- Prasad A, Adrian R (1993) Stereoscopic particle image velocimetry applied to liquid flows. *Exp Fluids* 15:49-60
- Prasad A, Adrian R, Landreth C, Offutt P (1992) Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Exp Fluids* 13:105-116
- Prasad AK (2000) Stereoscopic particle image velocimetry. *Exp Fluids* 29:103-116
- Radavich PM, Selamet A, Novak JM (2001) A computational approach for flow–acoustic coupling in closed side branches. *The Journal of the Acoustical Society of America* 109:1343
- Raffel M, Kompenhans J (1994) Error analysis for PIV recording utilizing image shifting Proc 7th International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon,(July 1994).
- Raffel M, Willert CE, Wereley ST, Kompenhans J (2007) Particle image velocimetry: a practical guide. Springer,
- Rajaratnam N (1976) Turbulent jets. Elsevier Science,
- Rayleigh BJS (1896) The theory of sound. Macmillan,
- Reichart H (1942) Gesetzmäßigkeiten der freien Turbulenz. VDI-Forschungsheft,
- Rienstra SW, Hirschberg A (2003) An introduction to acoustics. Eindhoven University of Technology:70-71
- Rivière N (2008) Etude expérimentale d'une injection turbulente : Application au jet impactant une surface libre. Thèse de Doctorat à l'université de Bordeaux I
- Rockwell D, Naudascher E (1978) Review-self-sustaining oscillations of flow past cavities. *ASME Transactions Journal of Fluids Engineering* 100:152-165
- Rosenhead L (1931) The formation of vortices from a surface of discontinuity. *Proceedings of the Royal Society of London Series A* 134:170-192
- Rossiter J (1964) Wind tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds. *Aeronautical Research Council Reports and Memo No* 3438
- Sakakibara J, Hishida K, Phillips W (2001) On the vortical structure in a plane impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics* 434:273-300
- Sato H, Sakao F (1964) An experimental investigation of the instability of a two-dimensional jet at low Reynolds numbers. *J Fluid Mech* 20:337-352
- Shadden SC, Lekien F, Marsden JE (2005) Definition and properties of Lagrangian coherent structures from finite-time Lyapunov exponents in two-dimensional aperiodic flows. *Physica D: Nonlinear Phenomena* 212:271-304
- Sinha S, Kuhlman P (1992) Investigating the use of stereoscopic particle streak velocimetry for estimating the three-dimensional vorticity field. *Exp Fluids* 12:377-384
- Sondhauss C (1854) Ueber die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne. *Annalen der Physik* 167:214-240
- Tam CK, Ju H, Jones MG, Watson WR, Parrott TL (2005) A computational and experimental study of slit resonators. *Journal of Sound and Vibration* 284:947-984
- Thomas F, Prakash K (1991) An experimental investigation of the natural transition of an untuned planar jet. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics* 3:90
- Vejrazka J (2002) Experimental study of a pulsating round impinging jet. Thèse de Doctorat à l'INPG- Grenoble
- Verge M-P (1995) Aeroacoustics of confined jets: with applications to the physical modeling of recorder-like instruments.

- Vétel J, Garon A, Pelletier D (2010) Vortex identification methods based on temporal signal-processing of time-resolved PIV data. *Exp Fluids* 48:441-459
- Viskanta R (1993) Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science* 6:111-134
- Walker J, Smith C, Cerra A, Doligalski T (1987) The impact of a vortex ring on a wall. *Journal of Fluid Mechanics* 181:99-140
- Webb B, Ma C-F (1995) Single-phase liquid jet impingement heat transfer. *Advances in heat transfer* 26:105-217
- Wilson T, Beavers G, DeCoster M, Holger D, Regenfuss M (1971) Experiments on the fluid mechanics of whistling. *The Journal of the Acoustical Society of America* 50:366
- Winant C, Browand F (1974) Vortex pairing- The mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics* 63:237-255
- Wynagnanski I, Fiedler H (1969) Some measurements in the self-preserving jet. *Journal of Fluid Mechanics* 38:577-612
- Yokobori S, Kasagi N, Hirata M (1983) Transport phenomena at the stagnation region of a two-dimensional impinging jet. *Trans Jpn Soc Mech Eng B* 49:1029-1039
- Ziada S (1995) Feedback control of globally unstable flows: impinging shear flows. *Journal of Fluids and Structures* 9:907-923
- Ziada S (2001) Interaction of a jet-slot oscillator with a deep cavity resonator and its control. *Journal of Fluids and Structures* 15:831-843