



HAL
open science

Contrôle du champ acoustique des sons auto-entretenus via la dynamique tourbillonnaire : application au jet plan heurtant une plaque fendue

Marwan Alkheir

► **To cite this version:**

Marwan Alkheir. Contrôle du champ acoustique des sons auto-entretenus via la dynamique tourbillonnaire : application au jet plan heurtant une plaque fendue. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Université de La Rochelle, 2020. Français. NNT : 2020LAROS018 . tel-03264363

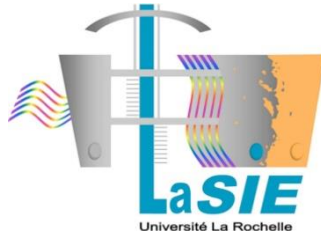
HAL Id: tel-03264363

<https://theses.hal.science/tel-03264363v1>

Submitted on 18 Jun 2021

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

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



UNIVERSITÉ DE LA ROCHELLE

ÉCOLE DOCTORALE Euclide

Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement

THÈSE

Présentée par :

Marwan ALKHEIR

Soutenue le 04 Décembre 2020

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

Discipline : Mécanique des Fluides, Énergétique et thermique

Contrôle du champ acoustique des sons auto-entretenus via la dynamique tourbillonnaire : application au jet plan heurtant une plaque fendue

JURY :

Mme. Henda DJERIDI	Professeur, INP de Grenoble	Examineur
M. Azeddine KOURTA	Professeur, Université d'Orléans	Rapporteur
M. Fethi ALOUI	Professeur, Université Polytechnique Hauts-de-France	Rapporteur
M. Vincent VALEAU	Professeur, Université de Poitiers	Examineur
M. Laurent RAMBAULT	Maître de conférences, Université de Poitiers	Examineur
M. Erik ETIEN	Maître de conférences, Université de Poitiers	Examineur
M. Anas SAKOUT	Professeur, La Rochelle Université	Directeur de thèse
M. Kamel ABED-MEARĪM	Maître de conférences, La Rochelle Université	Co-Directeur de thèse

À ma mère,

À mon père

Remerciements

Ces travaux de recherches sont réalisés au sein du Laboratoire des Sciences de l'Ingénieur pour l'Environnement (LaSIE) à La Rochelle, sous la direction de Monsieur Anas SAKOUT et Monsieur Kamel ABED-MERAÏM. Ces travaux ont été financés par le ministère de l'enseignement supérieur, de la recherche et de l'innovation.

Dans un premier temps, je tiens à remercier M. Anas SAKOUT, professeur à l'université de La Rochelle d'avoir accepté d'être mon directeur de thèse et de m'avoir permis de m'intégrer dans son équipe de recherche. Également, je tiens à remercier M. Kamel ABED-MERAÏM, maître de conférences à l'université de La Rochelle, d'avoir accepté de m'encadrer et d'être mon co-directeur de thèse. Leurs motivations, leurs conseils, ainsi que la pertinence de leurs remarques, ont éclairé mon chemin durant toute la période de ma thèse.

Je tiens ensuite à remercier :

Monsieur Karim AÏT-MOKHTAR, le directeur de l'école doctorale de l'université de La Rochelle, ainsi que Monsieur Xavier FEAUGAS, directeur du LaSIE, qui m'ont accompagné pendant toute la période de ma thèse.

Que Monsieur Azeddine KOURTA, professeur à l'université d'Orléans, ainsi que Monsieur Fethi ALOUI, professeur à l'université Polytechnique Hauts-de-France, trouvent ici l'expression de ma sincère gratitude pour avoir accepté être les rapporteurs de ce manuscrit. Je remercie également Madame Henda DJERIDI, professeur à l'Institut polytechnique de Grenoble (INP), ainsi que Monsieur Vincent VALEAU, professeur à l'université de Poitiers, et Messieurs Laurent RAMBAULT et Erik ETIEN, maîtres de conférences à l'université de Poitiers, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon rapport, et faire partie de mon jury de thèse.

Je remercie mon frère M. Hassan ASSOUM, de m'avoir encadré à distance, ainsi que mon frère M. Louay ELSOUFI, qui m'a motivé dès ma première année de thèse.

Pareillement, je tiens à remercier Jana HAMDY et Ahmad DEEB qui m'ont accueilli à La Rochelle en toute amitié.

À mon ami, mon collègue, depuis 8 ans, Tarek Mrach. Avec le « BROZO » j'ai partagé les meilleurs moments au Liban et à La Rochelle. Cet environnement m'a facilité le chemin.

Je remercie, tous les amis avec qui j'ai partagé les meilleurs moments : Ibrahim, Ziad, Karim, et Oussama, ainsi que mes collègues, les futurs docteurs : Ali A. et Zeinab.

Que ce modeste travail vienne récompenser toute ma famille : ma mère, mon père et mes frères : Nizar, Jad et Rabih. Grâce à eux je suis là aujourd'hui.

Contrôle du champ acoustique des sons auto-entretenus via la dynamique tourbillonnaire : application au jet plan heurtant une plaque fendue

Résumé :

Une étude expérimentale d'un jet d'air plan heurtant une plaque fendue a été menée. Cette étude a été réalisée pour deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Les écoulements associés produisent des sons auto-entretenus. Leurs dynamiques tourbillonnaires ainsi que les champs acoustiques rayonnés présentent des comportements atypiques.

Afin de réduire les nuisances sonores dues à l'installation de sons auto-entretenus, un mécanisme de contrôle (tige de 4 mm) a été installé dans l'écoulement pour perturber la dynamique tourbillonnaire responsable de l'installation du son auto-entretenu. L'influence de 1085 positions de la tige entre la sortie du jet et la plaque fendue a été étudiée. Des moyens et des codes spécifiques ont été développés pour des investigations appropriées notamment une technique laser optique spécifique de double SPIV en un seul plan « D-SPIV » a été conçue réalisée.

En absence de la tige, pour se renseigner sur la dynamique tourbillonnaire des écoulements pour les deux Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, des mesures SPIV ont été réalisées permettant ainsi de caractériser les états de références des deux écoulements. Pour le premier nombre de Reynolds ($Re=5900$), deux boucles de sons auto-entretenus ont été mises en évidence. Une à la fréquence de 160 Hz et l'autre à la fréquence de 320 Hz. Ces deux boucles, installées, sont caractérisée respectivement par les organisations tourbillonnaires symétriques et antisymétriques du jet qui alternent dans le temps d'une façon aléatoire. Cependant, le régime antisymétrique à la fréquence 320 Hz est plus persistant dans le temps. Pour le deuxième nombre de Reynolds ($Re = 6700$), l'étude dynamique de l'écoulement a montré que le jet est antisymétrique avec une fréquence de détachement tourbillonnaire de 380 Hz alors que la fréquence la plus énergétique qui caractérise le son auto-entretenu de l'écoulement est de 168 Hz.

Lors de la mise en place du mécanisme de contrôle par l'installation de la tige, pour les deux nombres de Reynolds étudiés, il a été trouvé deux zones de contrôle. La première zone est sur l'axe du jet. Lorsque la tige est positionnée dans cette zone, le niveau de pression acoustique baisse d'environ 20 dB. De plus, il y a une disparition de la boucle de sons auto-entretenus. Lorsque la tige occupe des positions dans la deuxième zone qui est située aux environs de la tangente inférieure du jet, le niveau acoustique augmente d'environ de 12 dB. Cependant, il y a disparition de la boucle de sons auto-entretenus.

Pour les deux nombres de Reynolds, l'étude de la dynamique des écoulements en présence de la tige, montre que lorsque la tige est installée dans la zone 2, le jet est dévié et une partie des

structures tourbillonnaires passe directement par la fente sans se déformer expliquant ainsi la disparition de la boucle d'auto-entretien et l'augmentation de 12 dB du niveau acoustique du champ rayonné, alors que le débit à travers la fente est réduit d'environ 50 %. Lorsque la tige est installée dans la zone 1, aucune structure ne passe par la fente ce qui explique la disparition de la boucle d'auto-entretien et la baisse du niveau de pression acoustique d'environ 20 dB. L'activité tourbillonnaire installée de part et d'autre de la fente crée des zones de recirculations inversant ainsi le débit à travers la fente.

Mots-clefs : Jet impactant, double PIV stéréoscopique en un seul plan (D-SPIV), dynamique tourbillonnaire, mécanisme de contrôle, champ acoustique, son auto-entretenu.

Abstract:

An experimental study of a rectangular impinging jet of air on a slotted plate is considered in this work. This study is performed for two Reynolds numbers $Re = 5900$ and $Re = 6700$, with an impact ratio $\frac{L}{H} = 4$, where L is the plate-to-nozzle distance and H is the height of the slot. This configuration consists of a flow producing self-sustaining tones. Atypical behavior of the flow through its vortices and acoustic field is found in this study.

In order to reduce the noise generation, a control mechanism comprising a 4mm rod is installed in the flow to disturb the vortex dynamics responsible for the loop of self-sustaining tones installed along the jet. A total of 1085 rod positions are tested between the nozzle and the impinged plate in order to find optimal positions. Specific metrologies and codes are developed for appropriate investigations. In particular, a laser technique consisting of double Stereoscopic PIV in a plane « *D-SPIV* » is employed.

In the absence of the rod, in order to visualize the vortex dynamics for both Reynolds numbers $Re = 5900$ and $Re = 6700$, SPIV measurements are performed. This allows to characterize these flows in their reference states. For the first Reynolds number ($Re = 5900$), two self-sustaining tones loops are highlighted. The first has a frequency of 160 Hz and the second has a frequency of 320 Hz. These two loops characterize respectively a symmetric and an asymmetric vortex organization of the jet and alternate in a random pattern with respect to time. The asymmetric regime ($f = 320$ Hz) is more persistent over time. For the second Reynolds number ($Re = 6700$), the dynamic study of the flow shows that the jet is asymmetric with a vortex shedding frequency equal to 380 Hz, while the more energetic frequency which characterizes the self-sustaining tones of the flow is equal to 168 Hz.

When control mechanism is employed through the rod, for both Reynolds numbers, two control zones could be distinguished. The first one is on the axis of the jet. Once the rod is positioned in this zone, the sound pressure level drops by approximately 20 dB. Moreover, the self-sustaining tones loop disappears. When the rod is positioned in the second zone which is located around the lower mixing layer of the jet, the sound pressure level increases by about 12 dB and the self-sustaining tones loop disappears.

The study of the flow dynamics in the presence of the control mechanism for both Reynolds numbers shows a deflection of the jet when the rod is installed in the second zone (near from the lower mixing layer of the jet). Actually, a part of the vortices escapes directly through the slot of the plate without deformation, what explains the disappearance of the self-sustaining loop and the increase of the acoustic level by 12 dB. At the same time, the flow rate through the slot is reduced by about 50%. When the rod is installed in the first zone (on the axis of the jet), no vortices are found to escape through the slot of the plate what explains the disappearance of the self-sustaining loop and the drop in sound pressure level by approximately 20 dB. The vortex activity on both sides of the slot creates recirculation zones in such a way that the flow through the slot is reversed.

Keywords: Impinging jet, double stereoscopic PIV (D-SPIV), vortex dynamics, control mechanism, acoustic field, self-sustaining tones.

Table des matières :

Introduction générale	1
Chapitre I : Synthèse bibliographique	4
I. <i>Introduction.....</i>	5
II. <i>Nuisances sonores dans les écoulements</i>	5
II.1. Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus	5
II.2. Le bruit de fente.....	10
II.3. Puissance acoustique	11
III. <i>Les jets plans</i>	12
III.1. Les jets plans libres.....	12
III.2. Les jets plans impactant une surface rigide	12
III.3. Les jets plans impactant une surface fendue	14
IV. <i>Caractérisation des structures tourbillonnaires.....</i>	16
IV.1. Champ de vorticité	16
IV.2. Critère de discriminant Δ	17
IV.3. Critère Q	18
IV.4. Critère λ^2	18
IV.5. Critère Γ_1 et Γ_2	19
V. <i>Contrôle des structures tourbillonnaires</i>	21
V.1. Écoulement autour d'un cylindre fixe	21
V.1.1. Influence du nombre de Reynolds	21
V.2. Écoulement autour d'un cylindre en rotation	26
V.3. Vers le contrôle	28
Chapitre II : Dispositif expérimental et métrologies	31
I. <i>Introduction.....</i>	32
II. <i>Dispositif expérimental.....</i>	32
II.1. Génération et maîtrise de l'écoulement	32
II.2. Commande du dispositif de contrôle.....	34
III. <i>Métrologie utilisée.....</i>	36
III.1. Mesures par vélocimétrie Laser.....	36
III.1.1. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV).....	37
III.1.2. Vélocimétrie par Images de Particules stéréoscopique (SPIV)	41
III.1.3. Mise en œuvre dans notre dispositif expérimental	46
III.2. Estimation des incertitudes de nos mesures PIV	49
III.3. Mesures acoustiques.....	50

Chapitre III : Acoustique de l'écoulement sans et en présence d'un mécanisme de contrôle52

- I. Introduction.....53
- II. Influence du nombre de Reynolds sur le champ acoustique.....53
 - II.1. Mesure du niveau acoustique55
 - II.2. Variation des fréquences acoustiques en fonction du nombre de Reynolds57
- III. Influence de l'introduction de la tige dans l'écoulement sur le champ acoustique 61
 - III.1. Nombre de Reynolds $Re = 5900$ 62
 - III.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné66
 - III.2. Nombre de Reynolds $Re = 6700$ 73
 - III.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné78
- IV. Conclusion.....83

Chapitre IV : Étude de la Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et analyse des corrélations avec l'aéroacoustique, sans mécanisme de contrôle85

- I. Introduction.....86
- II. Comportement dynamique du jet sans présence du mécanisme de contrôle86
 - II.1. Étude de la dynamique tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds.....86
 - II.1.1. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 5900$
87
 - II.1.2. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 6700$
107
- III. Conclusion.....118

Chapitre V : Étude de la Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et du champ acoustique en présence du mécanisme de contrôle120

- I. Introduction.....122
- II. Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 5900$ 123
 - II.1. Tige positionnée dans la zone 2 : $X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$ et pour $Re = 5900$
123
 - II.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné124
 - II.1.2. Technique de la double SPIV « D-SPIV » en un seul plan pour explorer le champ cinématique124
 - II.1.3. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré 126
 - II.1.4. Suivi des structures tourbillonnaires128
 - II.1.5. Calcul du débit à travers la fente129

II.1.6.	Énergie cinétique turbulente	130
II.2.	Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$)	132
II.2.1.	Analyse spectrale du champ acoustique rayonné	133
II.2.2.	Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré	134
II.2.3.	Suivi des structures tourbillonnaires	136
II.2.4.	Calcul du débit à travers la fente	138
II.2.5.	Énergie cinétique turbulente	139
III.	<i>Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 6700$</i>	141
III.1.	Tige positionnée dans la zone 2 : ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$)	141
III.1.1.	Analyse spectrale du champ acoustique rayonné	142
III.1.2.	Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré par la technique de la D-SPIV.....	143
III.1.3.	Suivi des structures tourbillonnaires	145
III.1.4.	Calcul du débit à travers la fente	146
III.1.5.	Énergie cinétique turbulente	146
III.2.	Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$)	148
III.2.1.	Analyse spectrale du champ acoustique rayonné	149
III.2.2.	Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré	150
III.2.3.	Suivi des structures tourbillonnaires	152
III.2.4.	Calcul du débit à travers la fente	153
III.2.5.	Énergie cinétique turbulente	154
IV.	<i>Conclusion</i>	156
	Conclusions générales et perspectives.....	158
	Références	160

Liste des illustrations :

Figure I. 1 : Boucle de rétroaction (Vejrazka, 2002).....	6
Figure I. 2 : Principales configurations géométriques pouvant générer des sons auto-entretenus (Blake et Powell, 1986).....	7
Figure I. 3 : Cascade sous harmonique dans une couche de mélange. Distribution énergétique des instabilités en fonction de la distance par rapport à la sortie du convergent (Ho et Huang, 1982).....	9
Figure I. 4 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds (Matta, 1973).....	10
Figure I. 5 : Jet libre plan (Rajaratnam, 1976).....	12
Figure I. 6 : Différentes zones et région du jet plan impactant une surface rigide (Koched, 2011).....	13
Figure I. 7 : schéma de la mesure de la phase des instabilités longitudinales de la couche de cisaillement utilisée par (Billon, 2003).	14
Figure I. 8 : Visualisation d'une phase d'appariement tourbillonnaire pour $L/H=4,4$; $Re = 11800$ (Billon, 2003)	15
Figure I. 9 : Champ de la vitesse transversale à $t_1=0,2$ ms pour les 22 plans considérés (Hamdi, 2017).....	16
Figure I. 10 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 0.16$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).....	22
Figure I. 11 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 26$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).....	22
Figure I. 12 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 105$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).....	22
Figure I. 13 : Évolution de nombre de Strouhal St pour $40 < Re \leq 160$. o : sans le cylindre de contrôle, ◆ : avec le cylindre de contrôle (Hammache et Gharib, 1991).....	23
Figure I. 14 : Évolution du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds Re dans la zone du sillage d'un cylindre à section circulaire selon plusieurs études, d'après Allain (1999).....	24
Figure I. 15 : Visualisation des structures tourbillonnaire en présence d'un cylindre selon le nombre de Reynolds (Prasad et Williamson, 1997).....	25

Figure I. 16 : Évolution des coefficients de frottement et de pression pour $Re = 2.6 \times 10^5$ (Achenbach, 1968).....	25
Figure I. 17 : Évolution du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds Re , (Achenbach et Heinecke, 1981)	26
Figure I. 18 : Écoulement autour d'un cylindre en rotation.	27
Figure I. 19 (a) : Cylindre fixe.	28
Figure I. 19 (b) : Cylindre muni d'une fente.	28
Figure I. 19 (c) : Cylindre en rotation.....	28
Figure I. 19 (d) : Deux cylindre en rotation.	28
Figure I. 19 : Écoulement autour d'un cylindre (Prandtl 1961).	28
Figure I. 20 : Contrôle du détachement tourbillonnaires par l'installation d'un haut-parleur à l'intérieur d'un cylindre dans la zone de l'écoulement (Béra et al., 2000).	29
Figure II. 1 : Dispositif expérimental.....	32
Figure II. 2 : Description du dispositif expérimental.	33
Figure II. 3 : Nids d'abeilles dans la conduite de l'écoulement pour paralléliser les lignes de courants de l'air avant son entrée dans le convergent.....	34
Figure II. 4 : Montage expérimental pour le pilotage du déplacement du dispositif de contrôle.	35
Figure II. 5 : Contrôleur des systèmes de déplacement.	36
Figure II. 6 : Générateur des particules d'huile.....	38
Figure II. 7 : Synchronisation du signal du laser avec les ouvertures des caméras	39
Figure II. 8 : Principe et traitement des mesures PIV par calcul des intercorrélations.....	40
Figure II. 9 : différents types de SPIV (Prasad, 2000).	41
Figure II. 10 : Mire de calibration 3D.	43
Figure II. 11 : Principe de la reconstruction Stéréoscopique (Boutier, 2012).	44
Figure IV. 12 : Champ brut de part et d'autre de la tige pour $Re = 5900$ et $LH = 4$	45
Figure IV. 13 : Champ de vecteurs vitesses reconstruit après traitement sur Matlab, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$	46
Figure II. 14 : Dispositif expérimental pour les acquisitions SPIV et acoustiques simultanées en présence d'une tige.	47
Figure II. 15 : Technique d'éclairage en présence d'une tige.	48

Figure II. 16 : Centrale de contrôle de National Instruments pour les acquisitions acoustiques, le contrôle des systèmes de déplacement et du débit d'air sortant de la buse du jet.....	50
Figure III. 1 : Étude de la reproductibilité des niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds pour des variations ascendantes et descendantes : rapport d'impact $LH = 4$	54
Figure III. 2 : Spectres des signaux acoustiques pour $Re=5435$ et $LH = 4$ (Assoum, 2013). ...	55
Figure III. 3 : Variation du niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds pour $LH = 4$	57
Figure III. 4 : Spectre d'un signal acoustique de son auto-entretenu de fréquence la plus énergétique $f_0 = 200 \text{ Hz}$	58
Figure III. 5 : Évolution des fréquences acoustiques la plus énergétique en fonction du nombre de Reynolds pour un rapport d'impact $LH = 4$	59
Figure III. 6 : Superposition des niveaux de pression acoustiques et des fréquences les plus énergétiques en fonction du nombre de Reynolds pour un rapport d'impact $LH = 4$	60
Figure III. 7 : Dispositif de déplacement de la tige entre la sortie du jet et la plaque fendue. 60	
Figure III. 8 (a) : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 5900$, sans tige.	61
Figure III. 8 (b) : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 6700$, sans tige.	61
Figure III. 8 : Spectre des fréquences acoustiques pour les nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, sans tige.	61
Figure III. 9 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.....	63
Figure III. 10 : Distribution du Gain acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.....	64
Figure III. 11 : Maximums des diminutions des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	65
Figure III. 12 : Maximums des augmentations des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	66
Figure III. 13 : Spectre des bruits électromagnétiques des composantes du systèmes sous tension sans écoulement.....	67

Figure III. 14 : Spectre des fréquences sans installation d'une tige, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$ avec la présence des pics de fréquences parasites qui sont inférieures à 50 Hz .	68
Figure III. 15 : Comportement de la fréquence acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	69
Figure III. 16 : Variation de la fréquence le long de l'axe des X pour $YH = 0,6$ traversant les 3 zones, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$.	70
Figure III. 17 : Spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique, sur l'axe $YH = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$.	71
Figure III. 18 : Spectre caractéristique dans la zone 2, sur l'axe $YH = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$.	71
Figure III. 19 : Spectre caractéristique dans la zone 1, sur l'axe $YH = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$.	72
Figure III. 20 : Carte de niveau de pression acoustique qui précise les positions où la tige offre un spectre à large bande (zone en couleur blanche), $Re = 5900$, $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	73
Figure III. 21 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	74
Figure III. 22 : Distribution du Gain acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	75
Figure III. 23 : Maximums des diminutions des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	76
Figure III. 24 : Maximums des augmentations des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	77
Figure III. 25 : Spectre des fréquences sans installation d'une tige, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$ avec la présence des pics de fréquences parasites qui sont inférieurs à 50 Hz .	78

Figure III. 26 : Fréquence acoustique la plus énergétique du spectre en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	79
Figure III. 27 : Variation de la fréquence le long de l'axe des X pour $YH = 0,8$ traversant les 3 zones, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$	80
Figure III. 28 : Spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique, sur l'axe $YH = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$	81
Figure IV. 29 : Spectre caractéristique dans la zone 2, sur l'axe $YH = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$	81
Figure III. 30 : Spectre caractéristique dans la zone 1, sur l'axe $YH = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$	82
Figure III. 31 : Carte de niveau de pression acoustique qui précise les positions où la tige offre un confort acoustique (zone en couleur blanche), $Re = 6700$, $LH = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.	83
Figure IV. 1 : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 5900$ et $LH = 4$, sans tige.	87
Figure IV. 4 : Signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, $LH = 4$, (sans tige).	92
Figure IV. 5 : Spectre des fréquences de passage tourbillonnaire au point ($X = 5\text{ mm}$; $Y = 33\text{ mm}$) pour $Re = 5900$ et $LH = 4$, sans tige.	92
Figure IV. 6 : Intercorrélation entre le signal de référence « S160 » et le signal 508 résultant de la vitesse transversale (pendant une configuration symétrique), pour $Re = 5900$	94
Figure IV. 7 : Pics de corrélation entre le signal symétriques et tous les signaux du signal total de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons pour $Re = 5900$	95
Figure IV. 8 : Pics de corrélation entre le signal antisymétrique et tous les signaux du signal total de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons pour $Re = 5900$	95
Figure IV. 9 : Succession des organisations tourbillonnaires en fonctions du temps pour $Re = 5900$	96
Figure IV. 10 : Cohérence fréquentielle entre le signal de la vitesse transversale de l'écoulement au point de passage des tourbillons et le signal du champ acoustique rayonnant, pour $Re = 5900$, $LH = 4$, (sans tige).	97
Figure IV. 11 : Différents critères de détections des structures tourbillonnaires, pour $Re = 5900$, $LH = 4$, sans tige.	98

Figure IV. 12 : Détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation symétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	99
Figure IV. 13 : Détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation antisymétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	100
Figure IV. 14 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans présence d'une tige.	101
Figure IV. 15 : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne.	102
Figure IV. 16 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	103
Figure IV. 17 : Cohérence fréquentielle entre $ECTt$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, sans tige.	104
Figure IV. 18 : Intercorrélation entre le signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des structures tourbillonnaires ($X = 5\text{ mm}$, $Y = 33\text{ mm}$) et le signal acoustique, pour $Re = 5900$ et $LH = 4$, sans tige.	105
Figure IV. 19 : Cartographie des corrélations croisées entre le champ acoustique et la vitesse transversale de l'écoulement, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	106
Figure IV. 20 : Spectre de la fréquence acoustique pour $Re = 6700$ et $LH = 4$, sans tige.	107
Figure IV. 22 : Signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et $LH = 4$, sans tige.	110
Figure IV. 23 : Spectre des fréquences tourbillonnaires au point ($X = 5\text{ mm}$; $Y = 33\text{ mm}$) pour $Re = 6700$ et $LH = 4$, sans tige.	110
Figure IV. 24 : Cohérence fréquentielle entre le signal de la vitesse transversale de l'écoulement en un point de passage des tourbillons ($X = 5\text{ mm}$; $Y = 33\text{ mm}$) et le signal de la pression acoustique, pour $Re = 6700$ et $LH = 4$, sans tige.	111
Figure IV. 25 : Détection des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation antisymétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	112
Figure IV. 26 : Tourbillons responsables de la génération des fréquences dynamiques et acoustiques installées, pour $Re = 6700$	113

Figure IV. 27 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans présence d'une tige.	115
Figure IV. 28 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	116
Figure IV. 29 : Cohérence fréquentielle entre $ECT(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique rayonné, pour $Re = 6700$	117
Figure IV. 30 : Corrélation croisée entre le champ acoustique et la vitesse transversale de l'écoulement, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, sans tige.	118
Figure V. 1 : Position de la tige par rapport au jet.	123
Figure V. 2 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	124
Figure V. 3 : Dispositif expérimental de double SPIV à quatre caméras.	125
Figure V. 4 : Champ brut de part et d'autre de la tige pour $Re = 5900$ et $LH = 4$	126
Figure V. 5 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.	126
Figure V. 6 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	127
Figure V. 7 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du haut et du bas du jet, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	127
Figure V. 8 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	128
Figure IV. 9 : Calcul du débit à travers une surface fermée.	129
Figure V. 10 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	131
Figure V. 11 : Cohérence fréquentielle entre $ECTt$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	132

Figure V. 12 : Position de la tige par rapport au jet.	133
Figure V. 13 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	134
Figure V. 14 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.	134
Figure V. 15 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	135
Figure V. 16 : Spectres des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$ pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$	136
Figure V. 17 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	137
Figure V. 18 : Zones de recirculations juste avant la fente de la plaque impactée pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ et le rapport d'impact $LH = 4$, dans le cas d'une tige de 4 mm installée à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	138
Figure V. 19 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	140
Figure V. 20 : Cohérence fréquentielle entre $ECTt$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$	141
Figure V. 21 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située dans la zone 2 à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	142
Figure V. 22 : Exemple de champ cinématique instantané reconstruit à partir des mesures D-SPIV.	143
Figure V. 23 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	144

Figure V. 24 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$) pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$.	144
Figure V. 25 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec la tige de 4 mm installée dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).	145
Figure V. 26 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).	147
Figure V. 27 : Cohérence fréquentielle entre $ECTt$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 6700$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).	148
Figure V. 28 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).	149
Figure V. 29 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.	150
Figure V. 30 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).	151
Figure V. 31 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$.	151
Figure V. 32 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).	152
Figure V. 33 : Zones de recirculations juste avant la fente de la plaque impactée pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ et le rapport d'impact $LH = 4$, dans le cas d'une tige de 4 mm installée à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).	153
Figure V. 34 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $LH = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).	155

Figure V. 35 : Cohérence fréquentielle entre $ECTt$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 6700$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm}$).....156

Liste des Tableaux :

Tableau II. 1 : L'estimation des incertitudes de nos mesures PIV calculés à partir du logiciel Davis 10.1.0.	50
Tableau IV. 1 : Niveaux de pression acoustique et les fréquences les plus énergétiques pour les nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, sans présence de tige.....	87
Tableau V. 1 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 2 ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$	123
Tableau V. 2 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$	130
Tableau V. 3 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de la diamètre 4 mm installée en un point dans la zone 1 ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$	133
Tableau V. 4 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$	138
Tableau V. 5 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 2 ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$	142
Tableau V. 6 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque après installation de la tige à la position ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$	146
Tableau V. 7 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 1 ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$	149
Tableau V. 8 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$	153

Introduction générale

Les applications d'un jet d'air heurtant une surface fendue discontinue sont multiples. Elles sont utilisées notamment dans le refroidissement de pièces en accentuant les échanges thermiques. On trouve aussi leurs applications dans les enceintes habitables, pour assurer le confort aéraulique dans les systèmes de traitement ou de renouvellement d'air, on introduit souvent des grilles de soufflages qui améliorent le mélange et réduisent les sensations des courants d'air. Ces éléments terminaux se comportent comme des jets impactant des surfaces fendues. Mais ces jets, génèrent, dans certaines configurations, des nuisances sonores qui peuvent être intenses par l'installation des boucles de sons auto-entretenus. Ces sons auto-entretenus se manifestent par des sifflements qui détériorent le confort acoustique.

Les boucles de sons auto-entretenus ne s'installent que pour des conditions de soufflage bien déterminées. Lors de leur installation, les conditions de transfert énergétique du champ cinématique turbulent vers le champ acoustique sont optimisées.

La réduction des nuisances sonores des systèmes nécessitent la compréhension des phénomènes physiques responsables des nuisances sonores, l'objectif étant le contrôle du dispositif. Ainsi, l'objectif principal de cette thèse consiste à contrôler l'écoulement par l'introduction d'une tige qui perturbe la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement responsable de l'installation des sons auto-entretenus. L'ensemble de l'étude notamment les corrélations entre les champs acoustiques et la dynamique tourbillonnaire des écoulements a permis de mettre en lumière des zones de contrôle appropriées pour chaque objectif visé.

Pour surmonter les difficultés expérimentales, des codes spécifiques ont été développés pour piloter simultanément l'ensemble du dispositif expérimental : systèmes de déplacement de la position de la tige, Reynolds de l'écoulement et les systèmes d'acquisitions, D'autre part, une technique de double SPIV en un seul plan « D-SPIV » a été spécifiquement développée. C'est une technique optique Laser, plein champ, résolue dans le temps et dans l'espace étudié, capables de renseigner les champs cinématiques instantanés à haute fréquence dans tout l'espace de l'écoulement et ce malgré la présence de la tige.

Ce rapport de thèse est structuré en cinq chapitres :

Dans le premier chapitre, on a présenté une étude bibliographique qui scrute les domaines concernés au cours de cette thèse. Ainsi, on a abordé les nuisances sonores et les boucles de sons auto-entretenus. Puis une synthèse relative aux jets (jets libres ou impactants). On a abordé, également, les critères de détection des structures tourbillonnaires dans un écoulement. Et les écoulements autour d'obstacles cylindriques.

Le deuxième chapitre est dédié à la présentation du dispositif expérimental utilisé pour nos travaux. Ainsi, on a présenté la partie génération et contrôle du débit de l'écoulement. Et la partie coordination, synchronisation et acquisition des mesures qu'elles soient cinématiques ou acoustiques. Pareillement, on a présenté le dispositif expérimental conçu spécifiquement pour cette étude et qui contrôle le déplacement d'une tige très fine au sein de l'écoulement.

Enfin, on a présenté le dispositif expérimental nécessaire pour les mesures du champ dynamique par la technique double SPIV en un seul plan « D-SPIV ».

Dans le troisième chapitre, une étude acoustique du jet impactant une plaque fendue a été réalisée et présentée. Elle met en évidence l'évolution des niveaux acoustiques et des fréquences en fonction des nombres de Reynolds. Ensuite, un dispositif de contrôle a été introduit dans l'écoulement pour balayer tout cet espace et réaliser des acquisitions acoustiques au niveau de 1085 positions. Des cartographies montrant les variations des niveaux de pression acoustiques et les variations fréquentielles en fonction du positionnement de ce dispositif de contrôle ont été présentées. Des analyses spectrales des champs acoustiques relevés ont été réalisées. Dans ce chapitre, il a été montré l'existence de deux zones de contrôle du champ acoustique rayonné, capables d'améliorer le confort acoustique rayonné.

Dans le quatrième chapitre, avant d'étudier l'influence de l'introduction de la tige sur la dynamique tourbillonnaire et le champ acoustique rayonné, on s'est intéressé aux écoulements de deux nombres de Reynolds qui présentaient des caractéristiques différentes. Dans cette optique, des mesures simultanées des champs cinématiques instantanés et des champs acoustiques rayonnés ont été réalisés. Les mesures et les caractéristiques des écoulements constitueront les états de références avant l'introduction de la tige dans les écoulements.

Dans le cinquième chapitre, pour les deux Reynolds étudiés dans le chapitre 4, pour chacun, l'influence de l'introduction de la tige dans deux positions spatiales appartenant respectivement à la zone 1 et 2 mises en lumière dans le chapitre 3 a été étudiée. Pour chaque Reynolds, la comparaison entre l'état de référence et les résultats trouvés a permis de comprendre, et pour chaque zone, le mécanisme d'influence et de contrôle installée suite à la perturbation de l'écoulement par la présence de la tige.

La conclusion générale, a rappelé les principaux résultats de cette thèse et a ouvert le champ à des perspectives.

Chapitre I : Synthèse bibliographique

I.	Introduction	5
II.	Nuisances sonores dans les écoulements	5
II.1.	<i>Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus</i>	<i>5</i>
II.2.	<i>Le bruit de fente</i>	<i>10</i>
II.3.	<i>Puissance acoustique</i>	<i>11</i>
III.	Les jets plans	12
III.1.	<i>Les jets plans libres.....</i>	<i>12</i>
III.2.	<i>Les jets plans impactant une surface rigide</i>	<i>12</i>
III.3.	<i>Les jets plans impactant une surface fendue</i>	<i>14</i>
IV.	Caractérisation des structures tourbillonnaires	16
IV.1.	<i>Champ de vorticité</i>	<i>16</i>
IV.2.	<i>Critère de discriminant Δ.....</i>	<i>17</i>
IV.3.	<i>Critère Q.....</i>	<i>18</i>
IV.4.	<i>Critère λ_2.....</i>	<i>18</i>
IV.5.	<i>Critère Γ_1 et Γ_2</i>	<i>19</i>
V.	Contrôle des structures tourbillonnaires	21
V.1.	<i>Ecoulement autour d'un cylindre fixe.....</i>	<i>21</i>
	<i>Influence du nombre de Reynolds</i>	<i>21</i>
V.2.	<i>Ecoulement autour d'un cylindre en rotation.....</i>	<i>26</i>
V.3.	<i>Vers le contrôle</i>	<i>28</i>

I. Introduction

Dans ce chapitre bibliographique, on va présenter les résultats des principaux travaux en lien avec le sujet de la présente thèse.

Ainsi, on va aborder dans un premier temps les travaux relatifs à l'installation de la boucle de rétroaction qui est responsable de la génération du son auto-entretenu, qui à son tour, détériore le confort acoustique. Ainsi, on considèrera le son généré par l'impact de l'air avec la fente avant de s'intéresser aux transferts énergétiques du champ dynamique vers le champ acoustique généré par l'écoulement, comme décrit par Chanaud et Powell (1965) et formulé par (Howe, 1975). Deuxièmement, on va aborder les jets plans isothermes libres et impactants avec leurs zones dynamiques de développement. Aussi, une description du jet plan heurtant une surface fendue sera présentée. Troisièmement, on abordera les critères de détection eulérien et lagrangien dédiés pour l'identification et le suivi des structures tourbillonnaires de l'écoulement. Quatrièmement, après avoir appréhendé les causes du son généré et les phénomènes de transfert énergétique du champ dynamique vers le champ acoustique et les interactions on abordera les études expérimentales et numériques en présence d'un obstacle devant la bouche de soufflage du jet. Cet obstacle est responsable de changements au sein des structures tourbillonnaires et mène à une nouvelle organisation du jet ce qui influe sur le champ acoustique qu'on cherche à contrôler.

II. Nuisances sonores dans les écoulements

Généralement, l'impact d'un jet avec une surface pleine ne produit pas des bruits intenses. Cependant, un jet impactant une plaque qui présente une fente peut dans certaines configurations (nombre de Reynolds, distance d'impact entre la bouche de soufflage et la plaque impactée, etc.) générer des sifflements avec un niveau acoustique considérable. Ces sifflements sont appelés : « sons auto-entretenus ». Dans cette partie, on présente tout d'abord les principaux mécanismes responsables de la génération de tels sons. Après, on étudie la géométrie responsable des bruits de fentes. Finalement, une étude du transfert énergétique du champ dynamique vers le champ acoustique de l'écoulement est abordée.

II.1. Boucle de rétroaction et sons auto-entretenus

Lorsqu'un écoulement heurte une plaque, des sons « auto-entretenus » peuvent être générés. De nombreuses études étaient faites sur les sons auto-entretenus dès la seconde moitié du XIX^{ème} siècle (Sondhauss, 1854) qui a noté que la fréquence acoustique d'un écoulement est proportionnelle à la vitesse moyenne du jet et inversement proportionnelle à la distance d'impact entre la buse du jet et la plaque impactée. Rayleigh (1896) a montré que pour assurer les meilleures conditions pour l'installation de la boucle d'auto-entretien, il faut avoir une fente biseautée. Mais les premières idées de compréhensions des phénomènes de boucle d'auto-entretien étaient apportées par Powell (1953).

Les études de Ho et Nosseir (1981) étaient faites avec un jet en présence d'un obstacle pour de faibles rapports d'impact entre la buse du jet et la plaque impactée ($\frac{L}{H} < 8$) où L est la distance d'impact et H la largeur de soufflage, et pour des vitesses subsonique élevées ($0,5 \leq M \leq 0,9$). Ils ont étudié les fluctuations de pression et ont mis en évidence l'existence d'une

boucle de rétroaction. Les tourbillons évoluent vers la surface d'impact avec la fréquence f_0 . Leur arrivée sur la surface d'impact produit des oscillations qui génèrent des fluctuations de pression de fréquence f_0 , ainsi ils passent en amont vers la buse de soufflage. Près de la sortie de la buse, les fluctuations déjà produites perturbent la couche de cisaillement et interagissent avec les structures tourbillonnaires qui viennent d'être nait. Ainsi, ces tourbillons seront émis vers la surface impactée avec la fréquence f_0 pour reproduire la boucle de rétroaction (voir Figure I. 1).

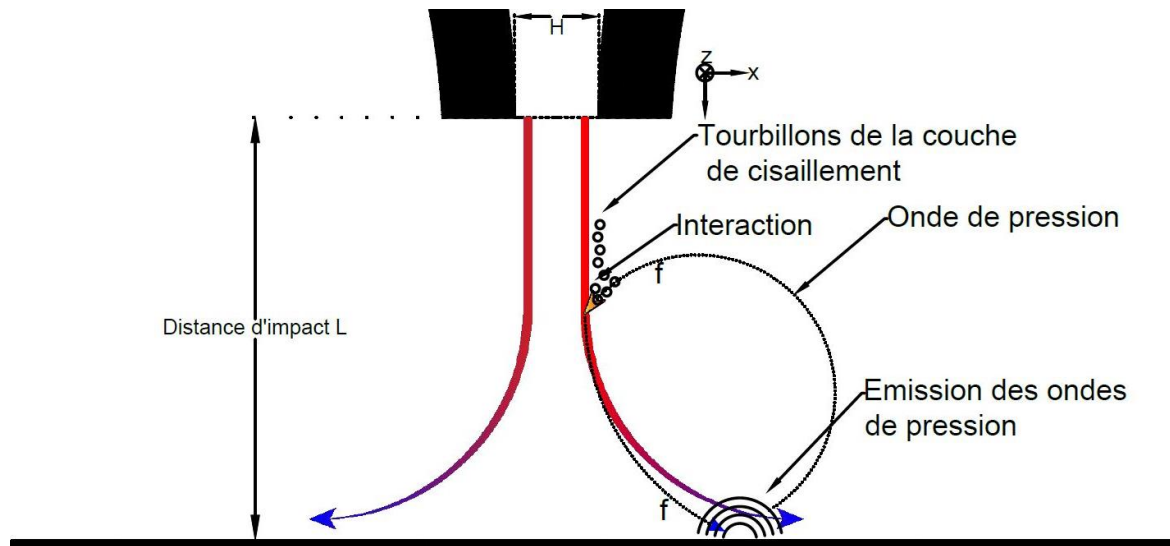


Figure I. 1 : Boucle de rétroaction (Vejrazka, 2002).

Pour l'installation de la boucle d'auto-entretien, il y a trois conditions nécessaires. Premièrement, il faut que de petites perturbations de l'écoulement arrivent à causer des phénomènes périodiques. Deuxièmement, ces variations périodiques déjà créées doivent avoir l'énergie suffisante pour remonter l'écoulement jusqu'au lieu de naissance de l'écoulement (la buse de soufflage). Troisièmement, il faut que les perturbations primaires et secondaires soient en phase de telle sorte qu'elles renforcent le phénomène au lieu de l'amortir.

La boucle de rétroaction admet un nombre entier des tourbillons. C'est pourquoi, lors de la génération des sons intenses appelés « sons auto-entretenus », seules quelques fréquences discrètes auront la possibilité de reproduire ce phénomène. Ainsi, les sons auto-entretenus sont des sons de fréquences principale f_0 et les autres fréquences de son spectre acoustique sont les harmoniques associées à cette fréquence fondamentale f_0 .

Les bruits s'amplifient à cause de l'installation de la boucle d'auto-entretien entre la buse du jet et l'obstacle impacté par l'écoulement. Si cet obstacle présente des arêtes vives, ce phénomène devient plus intense et les bruits deviennent plus aigües. Sur la Figure I. 2, on montre plusieurs configurations géométriques qui peuvent générer des sons auto-entretenus.

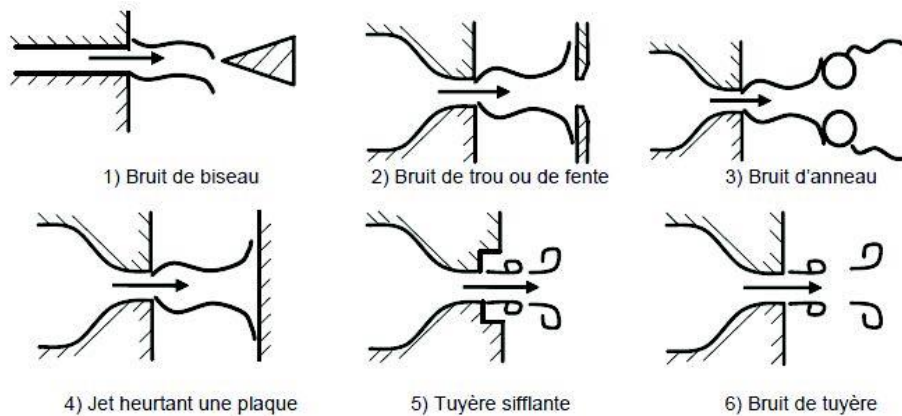


Figure 1.2 : Principales configurations géométriques pouvant générer des sons auto-entretenus (Blake et Powell, 1986).

Dans la couche de cisaillement, les instabilités jouent le rôle d'un amplificateur. Ainsi, le temps de convection des perturbations doit être un multiple de la période du champ acoustique $T_0 = \frac{1}{f_0}$ (Hirschberg, 1995).

Afin de trouver une relation entre la vitesse de convection et la fréquence acoustique de l'écoulement, Rienstra et Hirschberg (2003) ont utilisé une vitesse de convection de $0,4 \times U_0$. Ainsi, ils ont trouvé la relation suivante :

$$\frac{f_0 \times L}{0,4 \times U_0} \approx \frac{T_c}{T_0} \approx N, \text{ où}$$

- f_0 : fréquence acoustique fondamentale,
- L : distance entre la bouche de soufflage et la surface impactée,
- U_0 : vitesse à la sortie de la buse du jet,
- T_0 : période propre acoustique (période fondamentale),
- T_c : temps de convection des perturbations le long du jet,
- N : nombre des tourbillons à un instant donné entre la buse et la paroi impactée.

Dans les études de Assoum et al. (2013), la méthode de pré-blanchiment appelée « pre-whitening » a été appliquée sur des signaux expérimentaux de l'acoustique et de la vitesse de l'écoulement pour un jet impactant une plaque fendue. Cette méthode de troncature spectrale a été proposée par Ho et Nosseir (1981). Elle consiste à détecter les faibles phénomènes devant les autres phénomènes dominants de l'intercorrélacion du champ acoustique avec les vitesses du fluide. Ainsi, ils ont trouvé une corrélation entre le champ acoustique et la vitesse transversale de la couche de cisaillement de l'écoulement. De même, ils ont trouvé que cette corrélation est indépendante de la position le long de la zone comprise entre la naissance des tourbillons et la plaque impactée. Cette corrélation est liée à l'installation de la boucle de rétroaction dans le cas de l'existence d'une instabilité amplifiée par la perturbation due à la déformation tourbillonnaire au niveau de la plaque.

Dans le cas d'un écoulement cisailé, il y a deux modes principaux qui s'installent et amplifient les instabilités ce qui donne naissance aux sons auto-entretenus. Le premier mode d'instabilité est dominant à la sortie du jet et il est lié à la couche de cisaillement dont la grandeur

caractéristique est l'épaisseur de quantité de mouvement θ . Le deuxième mode est lié au comportement global du jet dont la grandeur caractéristique est la hauteur H du jet. Ces instabilités interagissent au niveau de la plaque impactée avec les ondes acoustiques et remontent l'écoulement jusqu'à la zone de naissance des tourbillons.

L'épaisseur de quantité de mouvement est définie par la relation suivante :

$$\theta(x) = \int_0^{\delta} \frac{U_0(x,y)}{U_{0max}(x)} \left(1 - \frac{U_0(x,y)}{U_{0max}(x)}\right) dy, \text{ où :}$$

$U_{0max}(x)$	Vitesse de l'écoulement à la sortie du jet,
δ	Épaisseur de la couche limite,
$U_0(x,y)$	Vitesse de l'écoulement.

Rayleigh (1896) a montré que les couches de cisaillement sont sensibles à toutes perturbations sinusoïdales de toutes les longueurs d'ondes. En se basant sur le postulat de Howard (1964) : « 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, on ne peut avoir qu'une seule fréquence naturelle. Michalke (1965) a mis une relation qui lie la fréquence naturelle de la couche de cisaillement f_n à l'épaisseur de la couche de cisaillement θ pour un profil de vitesse en tangente hyperbolique. Cette relation est formulée comme suit :

$$St_{\theta} = \frac{f_n \cdot \theta}{U_{0max}} \approx 0,017, \text{ où :}$$

St_{θ} Nombre de Strouhal.

Les mesures expérimentales de Ho et Huerre (1984) confirment cette relation pour les jets plans à profil initial plat. Ainsi, cette instabilité est dominante dans la zone proche du jet. Et aux extrémités du cône potentiel, le mode du battement du jet est dominant avec sa fréquence f_j définie par Laufer et Monkewitz (1980) suivant la relation suivante :

$$St_j = \frac{f_j \cdot H}{U_{0max}} \approx 0,3$$

Le mode de battement du jet est responsable de l'amplification des basses fréquences. Ainsi, pour les grandes distances d'impact ($\frac{L}{H} > 4$), la fréquence minimale est très proche de f_j .

Billon et al. (2004) et Billon et al. (2006) ont étudié les fréquences naturelles de la couche de cisaillement f_n et la fréquence du mode de battement f_j dans le cas d'un jet libre. Ainsi, ils ont trouvé que la fréquence naturelle de la couche de cisaillement f_n et la fréquence du mode de battement f_j déterminent le domaine d'existence de la fréquence la plus énergétique des sons auto-entretenus. Par suite, les fréquences f_n et f_j définissent respectivement les fréquences fondamentales maximale et minimale des sons auto-entretenus. Ho et Huang (1982) ont appliqué une technique de forçage sous-harmonique capable de fusionner plusieurs vortex simultanément. Ainsi, ils ont travaillé sur une couche de mélange dont la haute vitesse était $u = 9,5 \text{ cm/s}$ et la faible vitesse était 5 cm/s . Ils ont trouvé que pour certaines configurations, la

fréquence du mode de battement est une fraction de la fréquence du mode la couche de cisaillement.

Le suivi spatial d'un écoulement montre que la fréquence des instabilités diminue progressivement en s'éloignant de la sortie du convergent (voir Figure I. 2). Ce phénomène s'appelle « cascade sous-harmonique ». Le scénario suivant explique ce phénomène : Lors de l'écoulement, la convection du fluide amplifie les ondulations de la couche de cisaillement d'une façon exponentielle ; ce qui donne naissance aux enroulements tourbillonnaires (Rosenhead, 1931), (Hamdi, 2017), (Hamdi et al., 2018). Ainsi, la fréquence naturelle sera saturée et la théorie linéaire ne peut plus être applicable. Dans ce cas, il y a un transfert non linéaire d'énergie de la fréquence naturelle vers les autres instabilités ; d'où le début de la cascade harmonique (voir Figure I. 3).

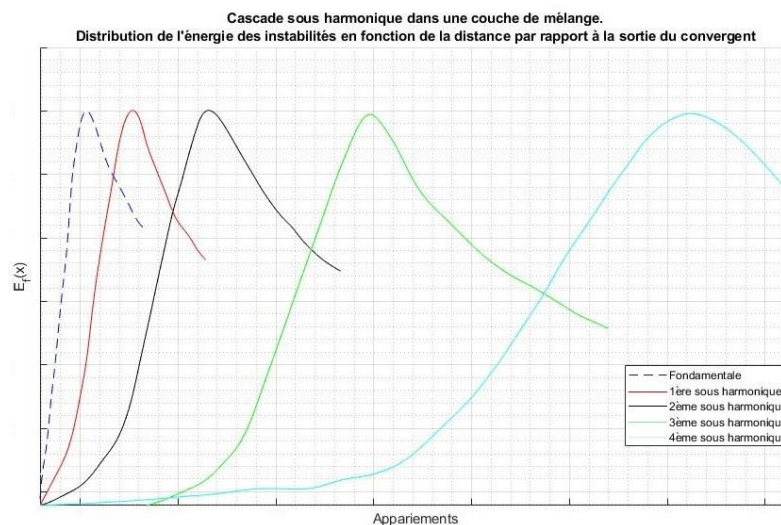


Figure I. 3 : Cascade sous harmonique dans une couche de mélange. Distribution énergétique des instabilités en fonction de la distance par rapport à la sortie du convergent (Ho et Huang, 1982).

Sur la Figure I. 3 on montre la cascade sous-harmonique qui consiste à diviser par deux la fréquence f_n . Ainsi on obtient les résultats d'appariements tourbillonnaires qui aboutissent à des structures tourbillonnaires de tailles plus grandes (Winant et Browand, 1974). D'après les études de Ho et Huang (1982), ces appariements se font à chaque saturation fréquentielle, c-à-d la première sous-harmonique se fait par la saturation de la fréquence fondamentale et la 2^{ème} sous-harmonique est produite lors de la saturation de la 1^{ère} sous-harmonique et ainsi de suite. Par conséquent, la saturation de la fréquence fondamentale assure le transfert énergétique vers la première sous-harmonique Miksad (1972) en régime laminaire, Fiedler et al. (1981) en régime turbulent). Avec le passage des tourbillons en aval, les sous harmoniques subissent un cycle d'amplification exponentielle et de saturation (voir Figure I. 8).

Les études de Huerre et Monkewitz (1985 et 1990) expliquent la capacité des couches de cisaillement à amplifier les perturbations ambiantes par le concept de l'instabilité locale de convection.

Lorsqu'un fluide heurte une surface rigide, cela crée une contrainte dans la zone de contact ce qui génère une perturbation qui à son tour remonte le jet jusqu'à la naissance des tourbillons et accède à la stabilisation du détachement tourbillonnaire à la même fréquence

que celle de l'excitation qui arrive de la surface impactée. Dans ce cas, la boucle est une rétroaction directe. Dans le cas où un actionneur (résonateur) acoustique interagit entre le fluide et l'obstacle, les structures tourbillonnaires suivent un deuxième chemin de rétroaction. On est alors dans le cas d'une boucle de rétroaction indirecte (Billon et al., 2005). De nombreuses études ont été faites sur des dispositifs comprenant une source de sons auto-entretenus renforcés par un résonateur, par exemple, dans le cas de l'orgue (Fletcher et Rossing, 1998), de la flûte (Verge, 1995), du bruit de cavité (Rockwell et Naudascher, 1978) (Mettot et al., 2014), et d'un jet heurtant une plaque fendue et émergeant à travers un résonateur (Glesser et al., 2005) (Assoum et al., 2014) (Assoum et al., 2019).

Dans le cas où l'impulsion remonte l'écoulement et provoque une distorsion du champ de vortécité au point de stagnation, la boucle de rétroaction est une rétroaction dynamique (Chanaud et Powell, 1965). Or, si les ondes acoustiques émises réexcitent l'écoulement, la boucle de rétroaction est une rétroaction aéroacoustique.

II.2. Le bruit de fente

Comme tous les paramètres de l'écoulement, la géométrie de la fente joue un rôle important dans l'installation des structures tourbillonnaires et leurs détachements, ce qui agit sur l'installation de la boucle de rétroaction et par suite sur la génération des sons auto-entretenus. Dans le domaine des bruits des fentes, Sondhauss (1854) était le premier qui a fait une étude expérimentale sur les bruit de trou. Il a mis une relation de la dépendance fréquentielle de la distance d'impact entre la buse du jet, la plaque qui présente une singularité et la vitesse de l'écoulement, mais la notion du nombre de Strouhal ne paraîtra qu'en 1878 (Strouhal, 1878). De même, Sondhauss a marqué les valeurs minimales de vitesse et de distance d'impact pour l'apparition des sons auto-entretenus. Dans les travaux de Chanaud et Powell (1965), ils ont noté des sons harmoniques et purs lorsque l'écoulement était laminaire ($Re = 1000$ et $Re = 2500$) et ces sons étaient très sensibles au confinement. Les études de Ziada (2001) étaient dédiées au bruit de fente d'une cavité et l'apparition des sons auto-entretenus pour des nombres de Reynolds compris entre 3000 et 49 000.

La représentation graphique de Matta (1973) dans la Figure I. 4, met en évidence l'évolution du nombre de Strouhal en fonction de la vitesse de l'écoulement.

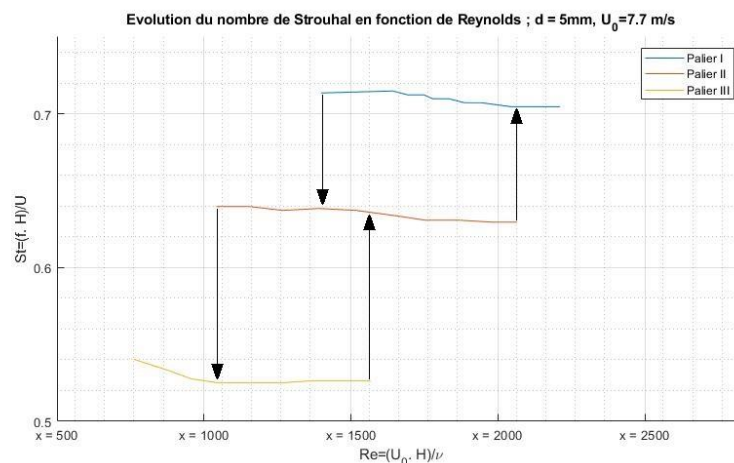


Figure I. 4 : Evolution du nombre de Strouhal en fonction du nombre de Reynolds (Matta, 1973).

Sur cette figure, le nombre de Strouhal est décrit par des paliers. Cette distribution en paliers est liée aux modes dynamiques du jet. Les paliers *I*, *II* et *III* correspondent respectivement à la présence d'un, deux et trois tourbillons entre la buse du jet et la surface impactée. D'après les études de Hirschberg et Rienstra (1994), les modes dynamiques sont limités par $N=5$, tandis que les études de Vuillot (1995) montrent que des oscillations peuvent aboutir à des nombres plus élevés compris entre 6 et 12 dans le cas d'un fusée à carburant solide.

Dans le but de la reproduction des sons auto-entretenus, Ziada (1995) a travaillé sur des nombres de Reynolds de $Re = 20\ 000$ et $Re = 70\ 000$, et il a utilisé des réflecteurs pour augmenter la surface confinée entre le convergent et la plaque fendue ; notant que ces réflecteurs n'ont aucune influence sur le champ acoustique, mais sur la recirculation de l'écoulement. Ziada a observé un mode de jet antisymétrique pour ce jet confiné et pour un nombre de Reynolds allant jusqu'à $Re \approx 45\ 000$, et pour des nombres de Reynolds plus élevés le mode du jet est devenu symétrique (Ziada, 1995 et 2001).

Le détachement tourbillonnaire dépend du rayonnement du conduit, car à la sortie de la buse, les lignes de courant acoustiques et la couche de cisaillement sont perpendiculaires (Hirschberg et al., 1989).

II.3. Puissance acoustique

Les bruits acoustiques sont fortement liés à la turbulence de l'écoulement, mais le champ acoustique n'arrache qu'une faible quantité énergétique du champ dynamique de l'écoulement. C'est pour cela, que les bruits n'influent pas sur l'organisation tourbillonnaire d'un jet. On distingue deux principales sources de bruits. La première est due à la turbulence (Morris, 2007), et la deuxième est due à l'impact avec la surface, surtout si cette surface présente une singularité (Alkheir et al., 2019 ; Assoum et al., 2013).

Dans la littérature, les fluctuations de pressions sont liées au champ de vorticité de l'écoulement. Ainsi les sons générés sont appelés « pseudo-son ». Cependant, Jenvey (1989) a considéré que toute fluctuation de pression génère une variation acoustique.

La formulation de Howe (1975) met en évidence l'évolution de la puissance acoustique d'un écoulement. Ainsi, les bruits d'un écoulement sont liés à la partie irrotationnelle du champ cinématique d'un écoulement. Dans le cas d'un champ acoustique périodique de période T_0 , la formulation de Howe est donnée comme suite :

$$P = \iint_S \langle \vec{I} \cdot \vec{n} \rangle_{T_0} dS = - \iiint_V \langle D_{T_0} \rangle dV, \text{ où} \ddot{u}$$

P	Puissance acoustique � travers la surface S enfermant le volume V ,
\vec{n}	La normale de S ,
\vec{I}	Intensité acoustique,
D	Dissipation acoustique.

La puissance énergétique générée dans l'écoulement est évaluée par le corollaire énergétique de Howe (Hourigan et al., 1990). Dans le cas de faibles nombres de Mach, et dans le cas d'un champ acoustique périodique, la formulation de Howe sera comme suit :

$$P = \iiint_V \langle \vec{f}_c, \vec{u}_a \rangle dV = - \langle \rho_0 \iiint_V (\vec{\omega} \wedge \vec{v}) \cdot \vec{u}_a dV \rangle_{T_0}$$

f_c	La force de Coriolis $\vec{f}_c = -\rho_0(\vec{\omega} \wedge \vec{v})$,
u_a	La vitesse acoustique,
ω	Le champ de la vorticité,
v	Le champ de vitesse.

Si les champs de vitesse totale, de vitesse acoustique et de vorticité sont connus, il est possible d'estimer la puissance acoustique P produite par la source, mais l'accès à la vitesse acoustique est difficile. Elle peut être approchée par des travaux numériques (Glessner et al., 2008).

III. Les jets plans

III.1. Les jets plans libres

Dans le domaine des jets, on distingue une large diversité de configurations qui se différencient par le type de l'écoulement : laminaire, transitoire ou turbulent, le type du jet : libre, confiné, plans ou axisymétrique, isotherme ou anisotherme, etc.

Il y a plusieurs paramètres qui peuvent influencer l'écoulement du jet. Parmi ces paramètres, on s'intéresse à la bouche de soufflage du jet qui par sa géométrie et sa finition donne la forme et le taux de turbulence du jet. Pour un jet libre plan, on se réfère à la Figure I. 5 (Rajaratnam, 1976). Sur cette figure on montre les différentes zones de l'écoulement dès la sortie de la bouche de soufflage jusqu'au mélange total du fluide éjecté avec le fluide environnant. On remarque d'abord une première zone où la vitesse moyenne sur l'axe du jet reste constante : c'est la zone du cône potentiel. Ensuite, on peut observer une deuxième zone où la vitesse moyenne sur l'axe décroit et les profils transversaux restent homothétiques.

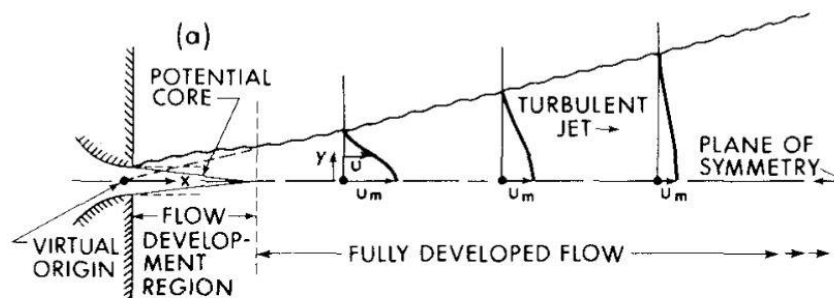


Figure I. 5 : Jet libre plan (Rajaratnam, 1976)

Ce type de jet libre est obtenu lorsqu'un fluide est éjecté dans un espace contenant un autre fluide et devient un jet plan si la bouche de soufflage est rectangulaire avec un grand rapport de forme ($\frac{L_z}{H} \geq 20$) où L_z est la largeur de la fente et H sa hauteur.

III.2. Les jets plans impactant une surface rigide

Sur la Figure I. 6, on montre les différentes zones et régions d'un jet plan impactant une surface rigide.

On peut trouver de nombreuses applications des jets heurtant une surface rigide. D'après les études de Koched (2011), un jet plan impactant une surface rigide est divisé en quatre régions comme le montre la Figure I. 6.

La première région est la région d'établissement de l'écoulement, cette région est limitée entre la sortie de la buse du jet jusqu'à la fin du cône potentiel. Dans cette partie du jet, les vitesses du cône potentiel sont égales à la vitesse à la sortie du jet et on a une couche de cisaillement qui apparaît entre les fluides éjectés et environnant. La longueur du cône potentiel dépend de plusieurs paramètres hauteur du jet, nombre de Reynolds, la distance d'impact « L » entre la buse du jet et la surface impactée, etc. (Assoum, 2013).

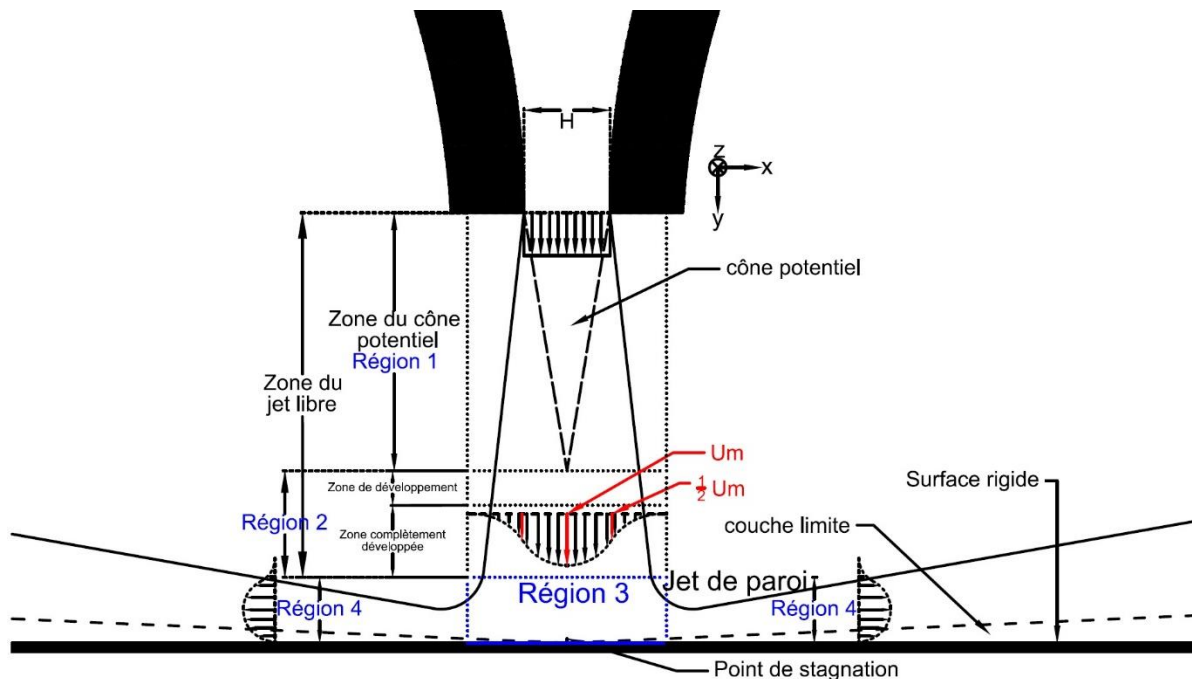


Figure I. 6 : Différentes zones et régions du jet plan impactant une surface rigide (Koched, 2011).

La deuxième région de l'écoulement est la région de l'écoulement établi. Elle comporte deux zones : la zone de développement de l'écoulement et la zone où l'écoulement est complètement développé (Viskanta, 1993). Dans cette région, le cône potentiel disparaît et la vitesse commence à diminuer le long de l'axe du jet. La turbulence devient de plus en plus importante en s'approchant de la surface d'impact (Gupta, 2005). Toujours dans cette région, dans la zone complètement développée, le profil de vitesse est totalement développé, et ce profil s'élargit lorsque l'écoulement s'approche de la surface rigide (Rajaratnam, 1976).

Dans les deux premières régions (voir Figure I. 6), le cisaillement du fluide éjecté avec le fluide environnant génère des structures tourbillonnaires et forme des rouleaux tourbillonnaires (Hamdi, 2017). Ces rouleaux sont appelés structures de Kelvin-Helmholtz. Ces derniers se mettent en mouvement rotatif en aval et s'intègrent avec les structures voisines, d'où le phénomène d'appariement (Sakakibara et al., 2001).

La troisième région est appelée la région d'interaction. Cette région est caractérisée par son point de stagnation qui est un point de la surface rigide. En ce point, la vitesse axiale du jet devient nulle. Ainsi, l'écoulement subit une forte déviation et passe sur les parois de la surface rigide perpendiculairement à l'axe du jet. A la suite de toutes ces contraintes, la turbulence devient de plus en plus importante et par conséquent le transfert énergétique entre le champ dynamique et acoustique devient important (Assoum et al., 2012).

La quatrième région est la région de l'écoulement pariétal. Cet écoulement se développe transversalement à l'axe du jet plan initial. Une couche limite se développe sur la surface rigide parcourue par l'écoulement dévié.

Ainsi, on peut résumer les deux dernières régions par une zone de paroi qui renferme les régions 3 et 4, la région d'impact (région 3), et la région de l'écoulement pariétal composée de la couche limite succédée par la zone de décroissance de la vitesse moyenne parallèlement à la paroi heurtée par le jet (région 4) (Phares et al., 2000).

III.3. Les jets plans impactant une surface fendue

Dans le but d'améliorer le mélange d'air et d'économiser les dépenses énergétiques dans les enceintes habitables, on ajoute une grille sur les éléments terminaux des systèmes de renouvellement d'air. Cette grille se comporte comme une surface fendue heurtée par l'écoulement du système de ventilation. Mais, dans de telles configurations, on peut rencontrer le problème des nuisances sonores qui détériorent le confort. Dans le but de comprendre l'origine de ces bruits et de résoudre ce problème, de nombreuses études ont été réalisées (Billon, 2003, Glessler, 2006, Assoum, 2013, Hamdi, 2017, Alkheir et al., 2018 et 2019, Hamdi et al., 2019, Mrach et al., 2018 et 2019).

Les études de Billon (2003) étaient consacrées à identifier les mécanismes et les conditions favorables qui génèrent du bruit lors de l'impact de l'écoulement du jet avec une fente. Pour ses études, il a fait des mesures acoustiques des sons auto-entretenus lors de l'impact du jet avec une fente biseautée dans différentes configurations. Ainsi, il a précisé les conditions favorables à l'apparition et l'installation de ces sifflements. Aussi, il a trouvé qu'il y a deux chemins pour les boucles de rétroaction qui peuvent s'installer selon le nombre de Reynolds de l'écoulement. Pour les mesures de la vitesse de référence à la sortie du jet, il a utilisé un tube de Pitot. Pour des points essentiels de l'écoulement, il a utilisé deux fils chauds qui étaient installés de façon que la première sonde « R01 » pouvait se déplacer le long de l'axe y et la sonde « R04 » était fixe et placée dans la couche de cisaillement (voir Figure I. 7).

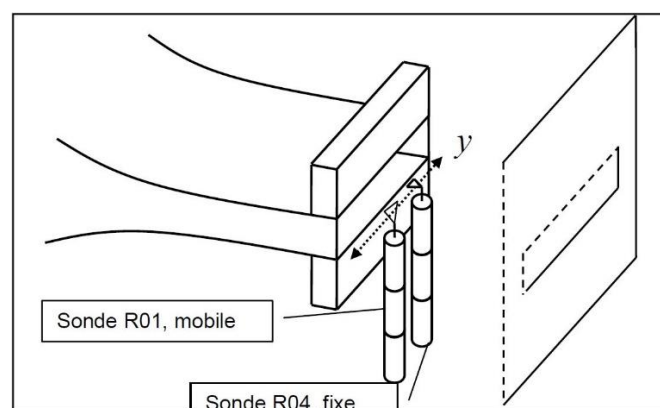


Figure I. 7 : schéma de la mesure de la phase des instabilités longitudinales de la couche de cisaillement utilisée par (Billon, 2003).

L'utilisation de la sonde à fil chaud nécessite l'introduction du support de sondes dans l'écoulement, générant ainsi une perturbation dans l'écoulement. De plus, avec deux points de mesures on ne peut pas avoir une idée précise de tout l'écoulement. Afin de résoudre cette problématique, Billon (2003) a appliqué une approche qualitative globale pour la visualisation

de l'écoulement et des structures tourbillonnaires, cette technique est la Tomographie Laser (voir Figure I. 8).

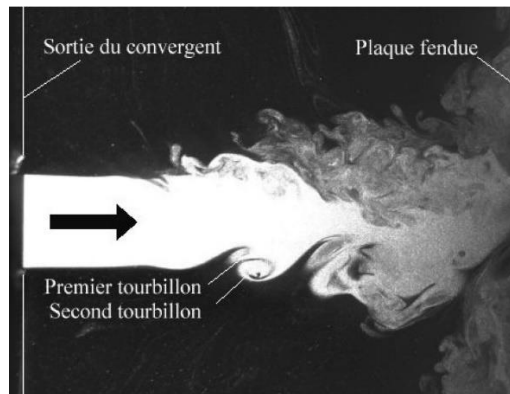


Figure I. 8 : Visualisation d'une phase d'appariement tourbillonnaire pour $L/H=4,4$; $Re = 11\ 800$ (Billon, 2003)

Ainsi, il a trouvé qu'il y a plusieurs paramètres (distance L entre la plaque et la bouche de soufflage du jet, le nombre de Reynolds Re , la hauteur H du jet) responsables de l'installation des boucles de rétroaction qui peuvent générer du son auto-entretenu.

À la suite de cette étude, Glesser (2006) a étudié le mécanisme de couplage entre les sons auto-entretenus générés lors de l'impact de l'écoulement avec une plaque fendue en présence d'un résonateur qui est le conduit de soufflage. Cette thématique était décrite brièvement dans la littérature avant Glesser. Ainsi, il a amélioré cette étude tout en traitant deux parties principales : les structures tourbillonnaires et le couplage aéroacoustique du son auto-entretenu avec l'écoulement mis en jeu.

L'étude d'Assoum (2013) est basée sur la vélocimétrie par images de particules qui permet d'appréhender le champ cinématique en chaque point de l'écoulement et d'une façon instantanée. Il a travaillé sur l'impact d'un jet avec une plaque fendue. Ses travaux avaient comme principaux objectifs : de caractériser la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement d'une part et d'étudier le couplage aéroacoustique entre le champ dynamique responsable de la génération des sons auto-entretenus et le champ acoustique ainsi généré par cette boucle de rétroaction d'autre part. Ces études étaient faites pour des configurations bruyantes (une boucle de rétroaction est installée) et d'autres non bruyantes.

Toutes ces études étaient faites dans le plan médian de l'écoulement. Au cours de ses travaux, (Hamdi, 2017) reconstruit le champ cinématique volumique de l'écoulement impactant une plaque fendue à partir de plusieurs plans PIV suivant l'axe « z » (voir Figure I. 9). Ainsi, elle a montré que la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente moyenne des plans médians est quasiment constante, on peut donc considérer que la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente est une densité volumique. Hamdi (2017) a utilisé plusieurs méthodes mathématiques pour la reconstruction volumique des champs cinématiques obtenus par la S-PIV, tel que la POD (Proper Orthogonal Decomposition), et la méthode de la moyenne de phase. La reconstruction volumique était basée sur la reconstruction des plans parallèles mesurés par la S-PIV (la PIV stéréoscopique), cette technique de mesure nous permet d'avoir la composante « V_z » en chaque point (x, y) du plan de mesure et à chaque

instant. Pour la validation de ces méthodes de reconstruction volumique, une campagne de mesures PIV tomographique « Tomo-PIV » (PIV volumique) a été réalisée dans les mêmes configurations. Notons que la TOMO-PIV est une technique de mesure qui nous permet d'avoir les trois composantes (V_x, V_y, V_z) de chaque point (X, Y, Z) de l'écoulement présent dans le volume de mesure et à chaque instant selon la fréquence d'acquisition. Ainsi, cette étude a montré le comportement de l'écoulement lors de l'impact avec une plaque fendue pour plusieurs configurations.

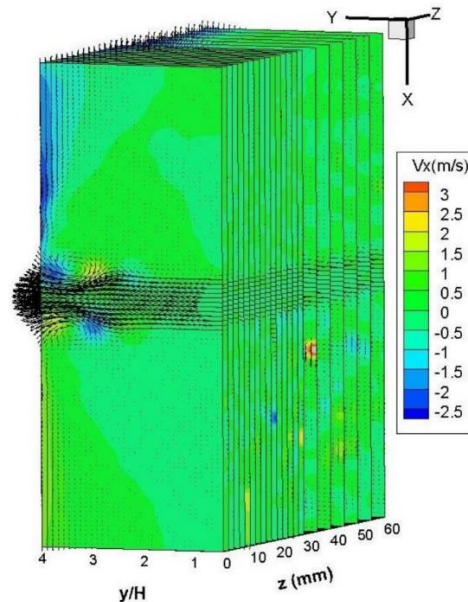


Figure 1. 9 : Champ de la vitesse transversale à $t_1=0,2$ ms pour les 22 plans considérés (Hamdi, 2017).

IV. Caractérisation des structures tourbillonnaires

Dans le but de comprendre le transfert énergétique du champ dynamique de l'écoulement vers le champ acoustique de l'écoulement, il faut suivre les structures tourbillonnaires responsables de la génération des bruits. L'identification stricte des tourbillons n'est pas possible à cause de l'absence d'une définition mathématique rigoureuse d'un tourbillon. Plusieurs approches sont utilisées pour la détection des structures tourbillonnaires, en effet, l'étude du tenseur de gradient de vitesse nous permet de caractériser le champ de vorticité qui est bruit  par les phénomènes de cisaillement. Les méthodes d'identifications tourbillonnaires, nous donnent une fonction qui est évaluée point par point pour attribuer chaque point à un tourbillon ou non selon des critères de détections tourbillonnaires.

IV.1. Champ de vorticité

Le champ de vorticité est un critère de détection tourbillonnaire calculé à partir du vecteur de vorticité $\vec{\omega}$ défini mathématiquement par le rotationnel du champ de vitesse :

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

- | | |
|----------------|--|
| $\vec{\omega}$ | Vecteur de vorticité, |
| \vec{u} | Vecteur vitesse en tout point de l'écoulement, |
| $\vec{\nabla}$ | Opérateur vectoriel nabla. |

Le centre des tourbillons, d'un point de vue mathématique, est identifié comme un point extremum du champ de vorticité. Cependant, d'un point de vue physique, il est défini comme un pont de dépression minimale. Cette notion de vorticité a été introduite par Helmholtz par la relation suivante :

$$\vec{\omega} = 2 \vec{\Omega}, \text{ où}$$

| $\vec{\Omega}$ Vecteur de tourbillon.

Dans les phénomènes de sillage, au cœur des structures tourbillonnaires, le champ de vorticité est bien élevé pendant qu'il est nul ailleurs. Dans ce cas de suivi tourbillonnaire, le champ de vorticité est un bon identificateur des structures tourbillonnaires. Cependant, dans le cas d'un écoulement, le champ de vorticité est bruit  par les phénomènes de cisaillement Jeong et Hussain (1995), et par les écoulement pariétaux, d'où la nécessité d'utiliser d'autres critères de détection tourbillonnaire.

IV.2. Critère de discriminant Δ

Les études de Chong et al. (1990) montrent que les tourbillons présentent des lignes de courant en forme spirale. Ainsi, pour définir un tourbillon à partir du tenseur de gradient de vitesse ($\vec{\nabla}u$), il faut calculer ses valeurs propres qui sont des nombres complexes. L'équation caractéristique du tenseur est :

$$\sigma^3 - P\sigma^2 + Q\sigma - R = 0, \text{ où}$$

| P Pression,
 | Q Second invariant du gradient de vecteur vitesse,
 | R Déterminant du tenseur de gradient de vitesse,
 | σ Valeurs propres du tenseur de gradient de vitesse.

P, Q et R sont les coefficients caractéristiques ou les trois invariants du tenseur de gradient de vitesse $\vec{\nabla}u$:

$$P = \frac{\partial u_i}{\partial x_i}, \quad Q = \frac{1}{2} \left(\left(\frac{\partial u_i}{\partial x_i} \right)^2 - \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad R = \det \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right).$$

La rotation locale des lignes de courant est détectée par les valeurs propres de $\vec{\nabla}u$. Dans le cas d'un écoulement incompressible, c- -d $P = 0$, le critère de discriminant Δ s'écrit comme suite :

$$\Delta = \left(\frac{1}{3} Q \right)^3 + \left(\frac{1}{2} R \right)^2.$$

Les tourbillons seront marqués par les valeurs strictement positives ($\Delta > 0$).

IV.3. Critère Q

Dans les études de Hunt et al. (1988), ils ont trouvé que le deuxième invariant du gradient de vitesse $\vec{\nabla}u$ identifie les structures tourbillonnaires par les valeurs positives à condition que la pression soit inférieure à la pression atmosphérique à l'intérieur des tourbillons. Le critère Q est défini dans l'espace 2D par l'équation suivante :

$$Q = \frac{1}{2} (\|\Omega\|^2 - \|S\|^2), \text{ où}$$

- | | |
|---|---|
| S | Terme de cisaillement du tenseur de gradient de vitesse $\vec{\nabla}u$, c'est la partie symétrique du tenseur de vitesse, |
| Ω | Terme de rotation du tenseur de gradient de vitesse, c'est la partie antisymétrique du tenseur de vitesse. |

Les termes de cisaillement (S) et de rotation (Ω) du tenseur de gradient de vitesse sont donnés par :

$$S_{ij} = \frac{1}{2} \times (u_{ij} + u_{ji}) \quad ; \quad \Omega_{ij} = \frac{1}{2} \times (u_{ij} - u_{ji}).$$

Ainsi, la présence d'une zone fortement positive pour le critère Q ($Q > 0$) met en évidence la présence d'un tourbillon par la présence d'un minimum de pression local.

Néanmoins, l'hypothèse d'utiliser la pression comme critère de détection tourbillonnaire présente deux problèmes selon Kida et Miura (1998). Le premier argument, pour la détection des tourbillons, la basse pression n'est pas une condition suffisante (Jeong et Hussain, 1995). En effet, n'importe quelle instabilité instationnaire peut créer un minimum de pression en absence d'un tourbillon. Le deuxième argument se trouve dans une couche cisailée qui peut représenter un tourbillon sans créer forcément un minimum de pression.

IV.4. Critère λ_2

Partant de l'analyse de Jeong et Hussain (1995), le critère de détection tourbillonnaire par le minimum de pression présente des ambiguïtés. C'est pour cela ils ont reparti la dynamique de l'écoulement en étudiant le gradient de l'équation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) et ils ont décomposé cette équation en deux parties : symétrique et antisymétrique. La partie symétrique sera définie de la façon suivante :

$$\frac{\partial e_{ij}}{\partial t} + \nu \frac{\partial^2 e_{ij}}{\partial x_k^2} + \omega_{ik}\omega_{kj} + e_{ik}e_{kj} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}, \text{ où}$$

- | | |
|---|-----------------------------------|
| e | Tenseur des taux de déformations, |
| ω | Tenseur des taux de rotations, |
| ρ | Masse volumique du fluide, |
| p | Pression du fluide. |

Le tenseur des taux de déformations et de rotations sont définis respectivement par les relations suivantes :

$$e = \frac{1}{2} (\nabla u + \nabla u^T) \quad ; \quad \omega = \frac{1}{2} (\nabla u - \nabla u^T).$$

Ainsi, la matrice hessienne de la pression $\frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_j}$ est responsable de l'apparition du terme des pressions extremum. Ensuite, l'étude des valeurs propres de cette matrice, nous permet de savoir si on est dans un point où la pression est maximale, minimale ou un point col (point selle). Enfin, pour un minimum de pression, il faut avoir deux valeurs propres positives.

Le terme $\frac{\partial e_{ij}}{\partial t}$ de la partie symétrique de l'équation de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) représente l'étirement instationnaire de l'écoulement, et la deuxième partie $\left(\nu \frac{\partial^2 e_{ij}}{\partial x_k^2} \right)$ représente l'effet visqueux de l'écoulement. Ainsi, la qualification des enroulements (les tourbillons 3D) se porte sur la somme des tenseurs $\omega_{ik} \omega_{kj}$ noté Ω^2 et $e_{ik} e_{kj}$ noté S^2 .

En négligeant les effets d'étirements instationnaires et les effets visqueux, l'équation symétrique de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) devient :

$$\Omega^2 + S^2 = -\frac{1}{\rho} \nabla(\nabla p)$$

Ainsi, les valeurs propres (λ_n) de $\Omega^2 + S^2$ et de Q sont liées par la relation (Jeong et Hussain, 1995) :

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

puisque le tenseur résultant est symétrique, alors toutes les valeurs propres associées sont forcément des valeurs propres réelles. L'arrangement de ces valeurs propres du tenseur $\Omega^2 + S^2$ nous donne :

$$\lambda_1 \geq \lambda_2 \geq \lambda_3$$

Le critère λ_2 sera défini en un écoulement bidimensionnel, par la relation suivante :

$$\lambda_2 = \left(\frac{\partial V_x}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial V_x}{\partial y} \right) \left(\frac{\partial V_y}{\partial x} \right)$$

Le critère λ_2 déduit avec une valeur négative ($\lambda_2 < 0$) nous donne le minimum local de pression dû à un enroulement.

Dans un écoulement compressible, on peut adapter ce critère pour la détection des structures tourbillonnaires (Kolář, 2007), de même en proche-paroi (Jeong et al., 1997) en prenant un seuil non nul pour λ_2 . Comme on a vu, entre le critère λ_2 et le critère Q , il y a une grande similitude et en deux dimensions Ces deux critères de détection tourbillonnaires sont synthétiquement équivalents ($Q = -\lambda_2$).

IV.5. Critère Γ_1 et Γ_2

Le critère Γ_1 est un critère d'identification des structures tourbillonnaires développé par (Graftieaux et al., 2001). Ce critère repose sur la détection des centres des structures tourbillonnaires juste à partir de la topologie du champ cinématique. Ainsi, pour ce calcul, ils ont proposé de calculer le moment angulaire normalisé d'un domaine d'analyse D autour d'un point P . Cette quantité scalaire est notée $\Gamma_1(P)$, et elle est définie comme suit :

$$\Gamma_1(P) = \frac{1}{D} \int_{M \in (D)} \left(\frac{\overrightarrow{PM}}{\|\overrightarrow{PM}\|} \wedge \frac{\overrightarrow{U_M}}{\|\overrightarrow{U_M}\|} \right) \cdot \vec{z} \cdot d\sigma$$

D	La surface du domaine d'intégration D autour du point P ,
M	Un point appartenant au domaine D ,
\vec{z}	Le vecteur unitaire normal au plan de mesure,
$\overrightarrow{U_M}$	Le vecteur au point M ,
\overrightarrow{PM}	Le vecteur position.

Le paramètre Γ_1 est adimensionnel. Ses valeurs sont comprises entre -1 et 1 ($-1 \leq \Gamma_1 \leq 1$) et le signe de ce paramètre dépend du sens de rotation des tourbillons identifiés. Au cœur des tourbillons, la valeur absolue de Γ_1 est comprise entre $0,9$ et 1 ($0,9 \leq |\Gamma_1| \leq 1$). Cependant, Γ_1 ne permet pas l'identification des structures tourbillonnaires qui sont convectées avec une vitesse suffisamment forte.

Afin de contourner la limite du critère Γ_1 , une modification a été proposée par Graftieaux et al. (2001). Ainsi, le critère Gamma 2 (Γ_2) était développé pour les écoulements bidimensionnels (2D) par dans le but de l'identification de la position du centre du tourbillon et ses frontières en se basant uniquement sur la topologie du champ cinématique de l'écoulement et non pas sur la valeur du champ de vitesse. Cette caractéristique évite les difficultés rencontrées lors des autres critères de détection dans le cas de l'identification des structures à faible vitesses.

En tout point P du champ de vitesse à étudier, on détermine une fenêtre de calcul \mathcal{F}_{calcul} de centre P où il y a N points de mesures. Pour chaque point M de la fenêtre, on calcule le sinus de l'angle formé entre le vecteur vitesse en M et le vecteur position \overrightarrow{PM} . Les valeurs proches de ± 1 désignent des angles voisins de $\pm \frac{\pi}{2}$ ce qui met en relief que ce point M subit un mouvement de rotation autour du point P . Ainsi, la mesure de l'enroulement autour du point P est donnée par la moyenne de Γ_2 sur la fenêtre \mathcal{F}_{calcul} . Ensuite, une valeur de ± 1 indique le centre d'un tourbillon. Pour un écoulement bidimensionnel (2D), le critère Γ_2 sera défini comme suit :

$$\Gamma_2(x_P) = \frac{1}{N} \int_{M \in \mathcal{F}_{calcul}} \left(\frac{((\vec{x}_M - \vec{x}_P) \wedge (\vec{u}_M - \vec{u}_P)) \cdot \vec{e}_z}{\|\vec{x}_M - \vec{x}_P\| \cdot \|\vec{u}_M - \vec{u}_P\|} \right) \cdot dS, \text{ où}$$

Γ_2	Critère gamma pour un écoulement bidimensionnel (2D),
N	Nombre de point contenue dans une fenêtre de calcul,
M	Un point de la fenêtre de calcul,
P	Point central de la fenêtre de calcul,
\vec{e}_z	Vecteur normal à la surface S ,
\vec{u}_p	Vecteur vitesse moyenne de convection de la fenêtre de calcul,
u_M	Vecteur vitesse en chaque point M de l'écoulement.

Cependant, le problème avec ces critères de détectations se trouve dans le fait qu'ils sont basés sur la lecture géométrique de l'écoulement. Ainsi, on peut détecter des structures géométriques bien développées mais peu énergétiques. C'est pour cela, qu'il faut combiner

ce type de critère avec un critère de détection énergétique pour avoir une bonne identification des structures tourbillonnaires.

V. Contrôle des structures tourbillonnaires

Pour contrôler l'acoustique d'un jet impactant, il faut accéder à la dynamique du jet et agir sur l'installation de ses structures tourbillonnaires. Différentes méthodes sont utilisées pour le contrôle du détachement tourbillonnaire. Parmi ces méthodes, l'utilisation des hauts parleurs (BenChiekh et al., 2000), l'emploi d'un jet en contre-courant (Andrzej et al., 1999), l'emploi d'un jet synthétique (Bales et al., 2003), l'intégration des piézoélectriques (Butler et Calkins, 2003; Kashiwa et Butler, 2004), et un cylindre à sections circulaires (Badr et al., 1990; Chang et Chern, 1991; Chen et al., 1993; Chapin et al., 1999; Deschamps et al., 2001; Chapin et al., 2008; Marquet et al., 2008) ou à section carrée (Burattini et Agrawal, 2013).

V.1. Écoulement autour d'un cylindre fixe

Les écoulements régnant autour d'un cylindre dépendent principalement de deux paramètres (Getin, 2000) qui sont le nombre de Reynolds défini par $Re = \frac{U_\infty D}{\nu_\infty}$ et le nombre de Mach

$M_\infty = \frac{U_\infty}{a_\infty}$, où :

U_∞	Vitesse initiale de l'écoulement (m/s),
D	Longueur caractéristique (diamètre du cylindre dans ce cas) (m),
ν_∞	Viscosité cinématique de l'écoulement (m ² /s),
a_∞	Vitesse du son (m/s).

V.1.1. Influence du nombre de Reynolds

Le comportement d'un cylindre de section circulaire à l'intérieur d'un écoulement varie avec le nombre de Reynolds et se caractérise par de fortes évolutions du nombre de Strouhal St et du coefficient de traînée C_x . Ainsi, il est nécessaire de définir plusieurs plages pour le nombre de Reynolds comme suit.

V.1.1.1. Écoulement rampant ($Re \leq 5$)

Pour un écoulement rampant où le nombre de Reynolds est inférieur à 5 ($Re \leq 5$), les forces de viscosité dominent l'écoulement. Ainsi, l'écoulement est attaché au cylindre et aucun décollement ne sera observé. L'écoulement autour du cylindre sera un écoulement symétrique par rapport à l'axe du jet et par rapport à l'axe vertical du cylindre (voir Figure I. 10). C'est le régime de Stokes.

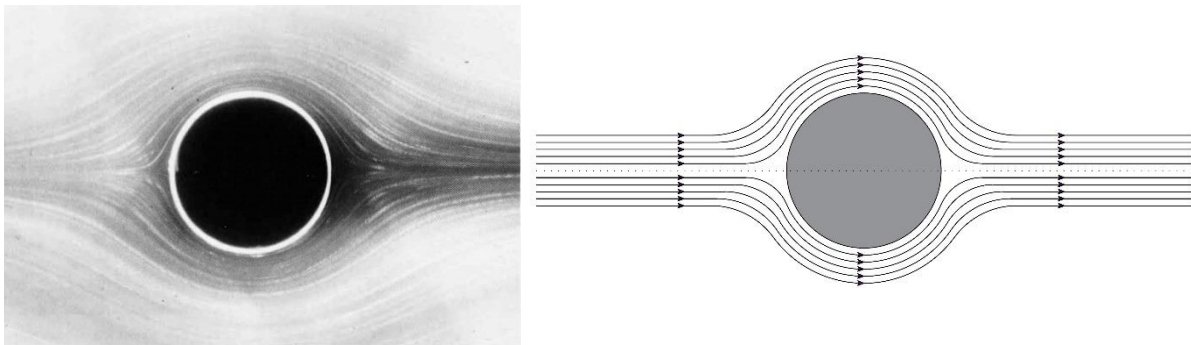


Figure I. 10 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 0.16$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).

V.1.1.2. Écoulement en régime stationnaire décollé ($5 < Re < 48$)

Les couches limites qui se développent sur les faces inférieures et supérieures du cylindre subissent un gradient de pression négatif puis positif (favorable puis défavorable) causant le décollement en aval du maître-couple. D'où la formation de couches cisailées qui entourent une zone de recirculation stable, établie et attachée au cylindre et on trouve deux tourbillons symétriques contre-rotatifs (voir Figure I. 11).

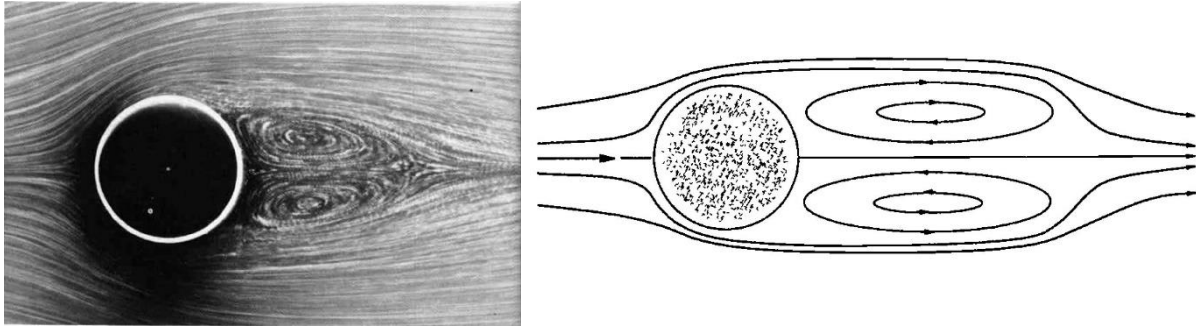


Figure I. 11 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 26$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).

V.1.1.3. Écoulement en régime laminaire instationnaire bidimensionnel ($48 < Re < 180$)

Pour un nombre de Reynolds compris entre 48 et 180 ($48 < Re < 180$), l'écoulement autour d'un cylindre devient instationnaire. À partir d'une valeur critique autour de $Re = 48$ (cette valeur dépend des conditions expérimentales et de l'état de surface de l'obstacle), les deux zones de recirculations en aval du cylindre perdent leurs stabilités et deviennent sensibles à des faibles perturbations ; ce qui déclenche l'instabilité de von Kármán (voir Figure I. 12). Ainsi, d'après les différentes observations expérimentales et les études numériques de (Sipp et Lebedev, 2007), la valeur critique du nombre de Reynolds se situe autour de 46,6. Au-delà de cette valeur, la symétrie tourbillonnaire n'est plus valable, et les deux tourbillons se détachent alternativement en aval du cylindre. Ainsi, l'instabilité établie correspond à la bifurcation de Hopf (Provansal et al., 1987).

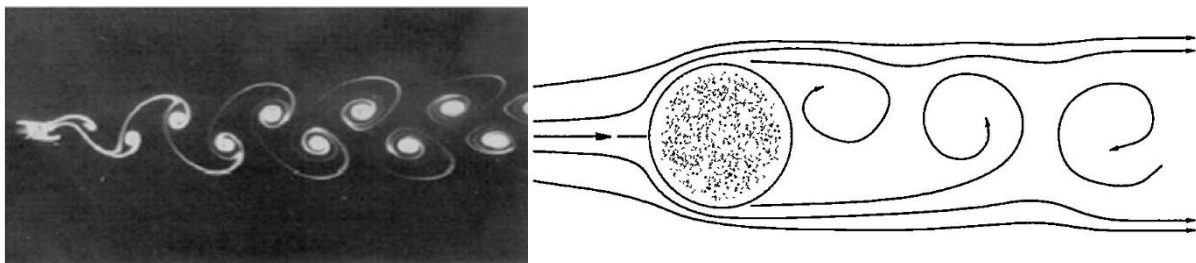


Figure I. 12 : Distribution des lignes des courants autour d'un cylindre pour $Re = 105$ (Dyke, 1982), visualisation : (Taneda, 1982).

Cette instabilité est bidimensionnelle, et caractérisée par une période. Ainsi le spectre de la pression ou de la vitesse en un point de l'écoulement marque un pic fréquentiel important de l'échappement des structures tourbillonnaires (Bloor, 1964).

Dans cet intervalle de nombres de Reynolds, l'augmentation du nombre de Reynolds est accompagnée par une augmentation du nombre de Strouhal. Dans les travaux expérimentaux de (Goujon-Durand et al., 1994), ils ont proposé une loi de similitude qui étudie l'évolution de l'amplitude de l'oscillation des structures tourbillonnaires échappées dans le sillage. Cette loi a été confirmée numériquement dans le cas d'un écoulement autour d'un cylindre de section circulaire (Persillon et Braza, 1998).

L'allée des structures tourbillonnaires peut être inclinée transversalement par rapport à l'axe du cylindre (Hammache et Gharib, 1991). La tridimensionnalité de l'écoulement est due aux extrémités du cylindre qui créent un champ transversal le long du cylindre ; ce qui dévie l'orientation de l'écoulement au point de décollement. Cet « effet de bord » est traduit par une évolution continue du nombre de Strouhal (voir Figure I. 13). Cette évolution est associée au détachement tourbillonnaire et est donnée par la relation empirique suivante (Roshko, 1954) :

$$St = 0,212 - \frac{5,35}{Re}$$

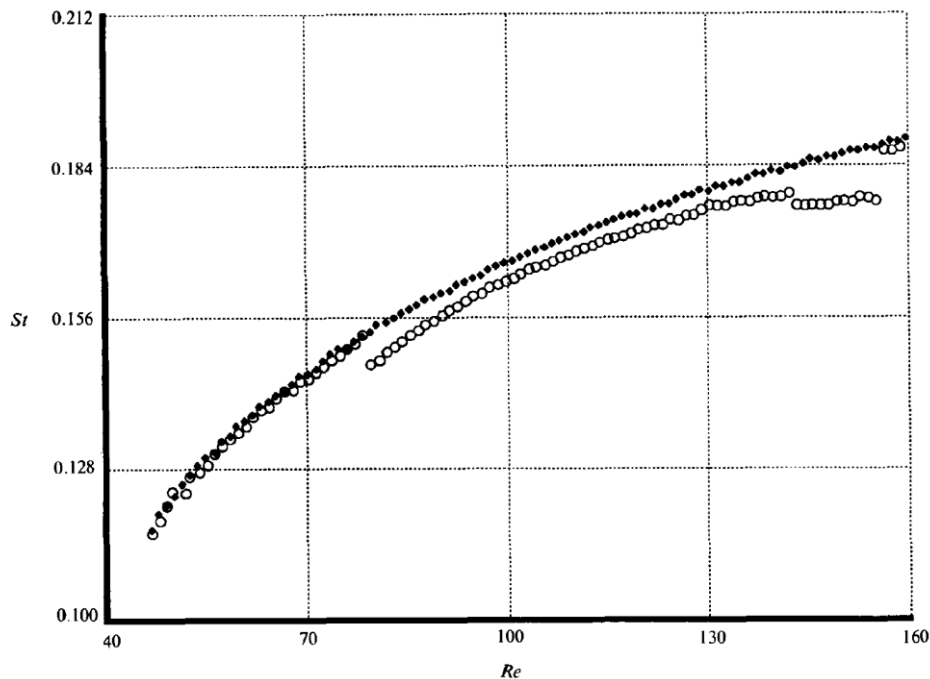


Figure I. 13 : Évolution de nombre de Strouhal St pour $40 < Re \leq 160$. \circ : sans le cylindre de contrôle, \blacklozenge : avec le cylindre de contrôle (Hammache et Gharib, 1991).

V.1.1.4. Écoulement en régime laminaire instationnaire tridimensionnel ($180 < Re < 300$)

Pour $180 < Re < 300$ l'écoulement devient tridimensionnel. Ainsi, les structures tourbillonnaires associés aux instabilités de von Kármán étalent des ondulations transversales à l'écoulement. Ces ondulations dépendent de l'envergure du cylindre et des structures tourbillonnaires longitudinales.

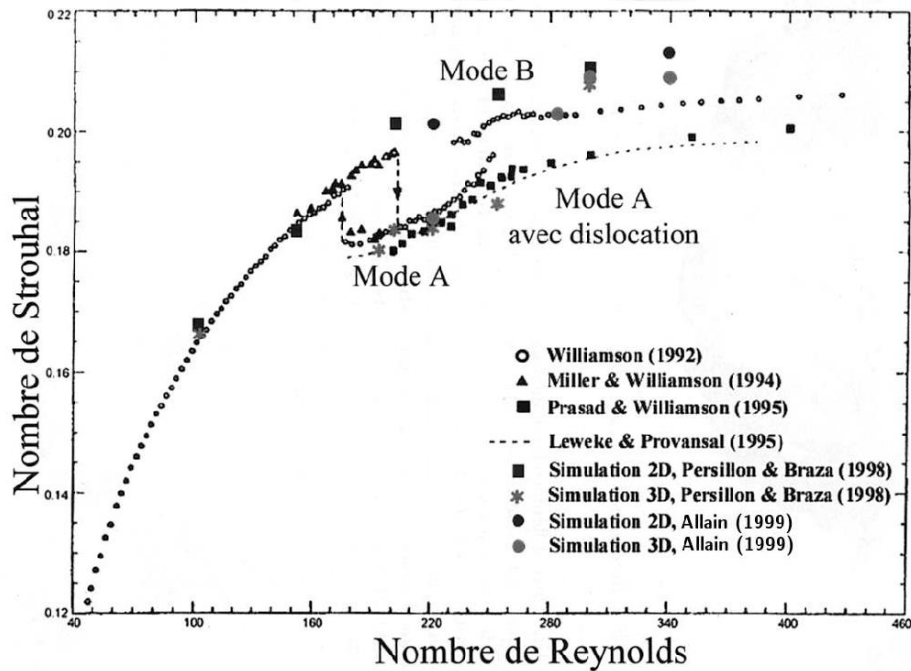


Figure I. 14 : Évolution du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds Re dans la zone du sillage d'un cylindre à section circulaire selon plusieurs études, d'après Allain (1999).

D'où l'installation de l'instabilité secondaire. Ainsi, le nombre de Strouhal St évolue avec le nombre de Reynolds Re en présentant deux discontinuités successives (voir Figure I. 14) correspondantes à deux topologies tridimensionnelles différentes dans le sillage. D'après (Barkley et Henderson, 1996), ce sillage est instable pour le nombre de Reynolds $Re = 188$ où il y a des grandes perturbations qui évoluent avec le noyau du tourbillon. Ensuite, pour le nombre de Reynolds $Re = 259$, au niveau de la couche de cisaillement, il y a des perturbations qui donnent naissance à des petites structures tourbillonnaires. Ces résultats ont été validés expérimentalement par (Williamson, 1996).

V.1.1.5. Écoulement en régime sous critique ($300 < Re < 2 \times 10^5$)

Pour les nombres de Reynolds compris entre 300 et 2×10^5 ($300 < Re < 2 \times 10^5$), l'écoulement devient turbulent dans le sillage du cylindre, mais en amont du point de décollement, la couche limite reste laminaire. Au-delà de $Re = 1000$, des petites structures tourbillonnaires naissent de part et d'autre de l'axe de l'écoulement suite à l'amplification des instabilités locales de Kelvin-Helmholtz autour du cylindre dans les zones de cisaillement (Braza et al., 1986). Cette instabilité devient plus importante lorsque le nombre de Reynolds augmente ($Re \approx 2600$). Ainsi, elle couvre la majorité de la zone de mélange. Les Figure I. 15 (a), (b), (c) et (d) représente les structures tourbillonnaires au-delà d'un cylindre de diamètre $d = 2,54 \text{ cm}$ pour des différents nombres de Reynolds (Prasad et Williamson, 1997).

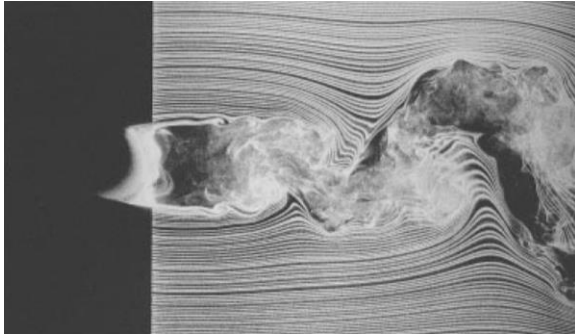


Figure I. 15 (a) : $Re = 4000$.

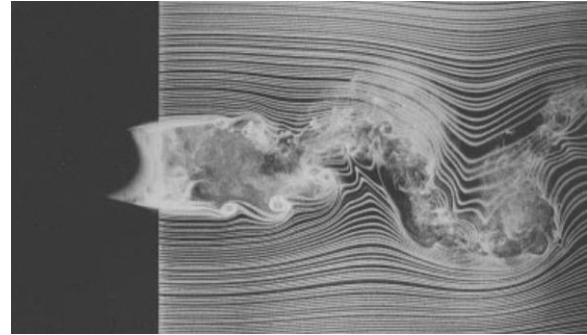


Figure I. 15 (b) : $Re = 5000$.

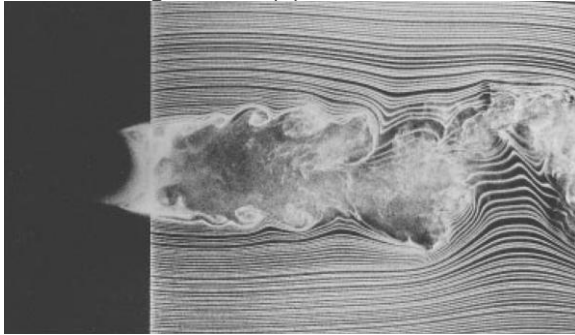


Figure I. 15 (c) : $Re = 7000$.

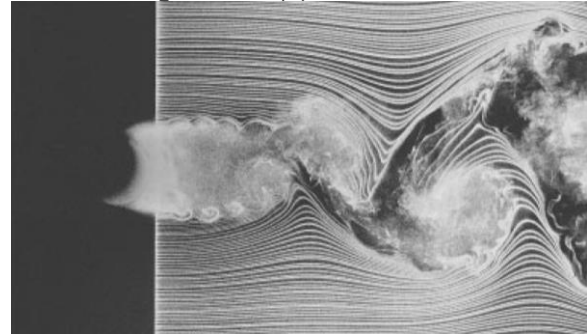


Figure I. 15 (d) : $Re = 10000$.

Figure I. 15 : Visualisation des structures tourbillonnaires en présence d'un cylindre selon le nombre de Reynolds (Prasad et Williamson, 1997).

V.1.1.6. *Ecoulement en régime critique* ($2 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$)

Pour les nombres de Reynolds $2 \times 10^5 < Re < 5 \times 10^5$, la transition des couches limites se réalise en aval de leur détachement. Ainsi, les structures tourbillonnaires de von Kármán, confinées dans un sillage plus étroit, sont plus petites et leurs fréquences deviennent plus importantes ($St \approx 0,45$). Ce changement de l'écoulement est accompagné d'une répartition moyenne de frottements et de pressions (voir Figure I. 16) (Achenbach, 1968).

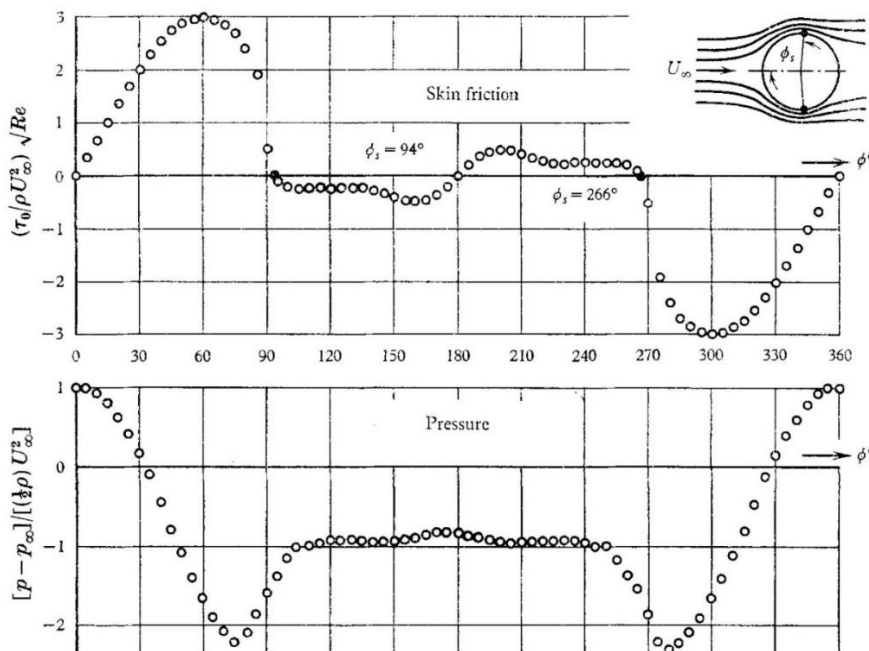


Figure I. 16 : Évolution des coefficients de frottement et de pression pour $Re = 2.6 \times 10^5$ (Achenbach, 1968).

L'aspect tridimensionnel devient dominant pour cet écoulement, en tenant compte que le point de transition peut varier d'une section à une autre selon les rugosités locales.

V.1.1.7. Écoulement en régime supercritique ($5 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$)

Pour les nombres de Reynolds $5 \times 10^5 < Re < 3 \times 10^6$, le point de transition est situé dans les couches limites avant le détachement ($\theta \approx 120^\circ$). La valeur maximale de la dépression est environ -2 ($K_p \approx -2$), tel que : $K_p = \frac{P - P_\infty}{\frac{1}{2}\rho V_\infty^2}$, tandis que cette dépression vaut -0,5 environ dans la zone décollée. Ainsi, la rugosité est un facteur pertinent pour l'évolution du nombre de Strouhal de l'allée de von Kármán ($0,2 \leq St \leq 0,45$).

V.1.1.8. Écoulement en régime trans-critique ($Re \geq 3 \times 10^6$)

Pour les nombres de Reynolds $Re \geq 3 \times 10^6$, l'écoulement autour du cylindre est intégralement turbulent. Ainsi, autour du point maître-couple ($\theta \approx 90^\circ$) se présente une dépression maximale, tandis que le point de séparation sera $\theta_s \approx 110^\circ$. Pour ce régime trans-critique, la Figure I. 16 représente quasiment les mêmes évolutions des coefficients de frottement et de pression en fonction du nombre de Reynolds, pour un écoulement autour d'un cylindre circulaire (Achenbach, 1968).

Dans ce cas, le détachement des couches limites est à 115° du point d'arrêt. Ainsi, plus le décollement est en aval, plus la dépression maximale est importante (varie de $K_p = -1,7$ à $K_p \approx -2,2$) et plus le sillage est étroit.

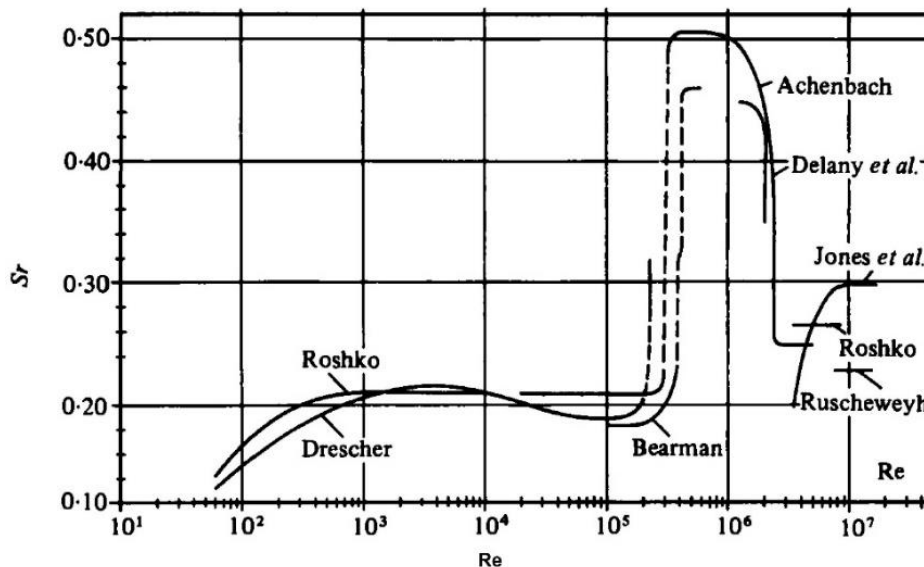


Figure I. 17 : Évolution du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds Re , (Achenbach et Heinecke, 1981)

La Figure I. 17 met en évidence la variation du nombre de Strouhal St en fonction du nombre de Reynolds $10 < Re \leq 10^7$. Cette figure récapitule plusieurs études (Achenbach et Heinecke, 1981).

V.2. Écoulement autour d'un cylindre en rotation

Dans le cas d'un cylindre (ou une sphère) qui subit un mouvement de rotation dans l'écoulement, la physique de l'écoulement dépend de la vitesse de rotation du cylindre (ou de

la sphère) et du nombre de Reynolds (voir Figure I. 18). Dans la littérature, ces deux grandeurs sont reliées par la relation suivante : $\alpha = \frac{D\omega}{2U_\infty}$, où :

- | α Taux de rotation,
- | ω Vitesse de rotation du cylindre (ou de la sphère).

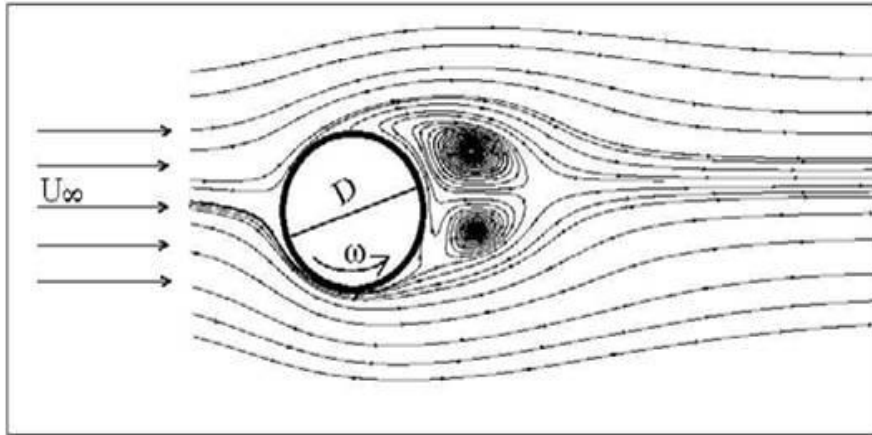


Figure I. 18 : Écoulement autour d'un cylindre en rotation.

L'idée de faire tourner un cylindre circulaire dans un écoulement pour changer la dynamique tourbillonnaire a été expérimentée pour les premières fois par (Reid, 1924; Prandtl, 1926; Thom, 1926). Ces études s'étalent jusqu'à $Re = 1,2 \times 10^5$. Ainsi, ils ont affirmé que le coefficient de portance moyen augmente avec l'augmentation du taux de rotation. Prandtl (1961) a travaillé sur plusieurs configurations, il a abordé les écoulements autour d'un cylindre sans rotation, un cylindre muni d'une fente, un cylindre en rotation et deux cylindres en rotation l'un dans le sens inverse de l'autre. Dans le cas du cylindre fixe (Figure I. 19 (a)), tout le sillage oscille. Dans le cas du cylindre muni d'une fente (Figure I. 19 (b)), au niveau de la fente, le fluide est aspirée de l'intérieur du cylindre par un tube en caoutchouc qui joue le rôle d'un siphon, et une quantité égale de fluide coule dans le cylindre à travers la fente. Ainsi il y a une formation d'un tourbillon du côté opposé à la fente où le fluide n'était pas aspiré. Dans le cas d'un seul cylindre en rotation (Figure I. 19 (c)), aucun tourbillon n'est formé du côté sur lequel la direction du courant coïncide avec celle de la rotation tandis que du côté opposé, un tourbillon se développe, ce qui donne lieu à une force transversale constante et opposée autour du cylindre. Dans le cas des deux cylindres qui tournent l'un dans le sens inverse de l'autre (Figure I. 19 (d)), ces cylindres se comportent comme un éjecteur et donnent naissance à des petits tourbillons où la couche limite est avancée par les surfaces de rotations.

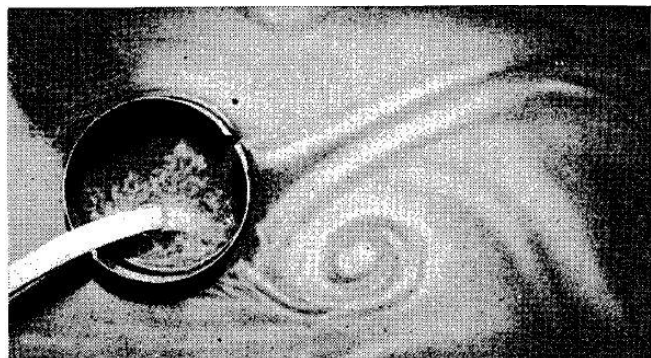


Figure I. 19 (a) : Cylindre fixe.

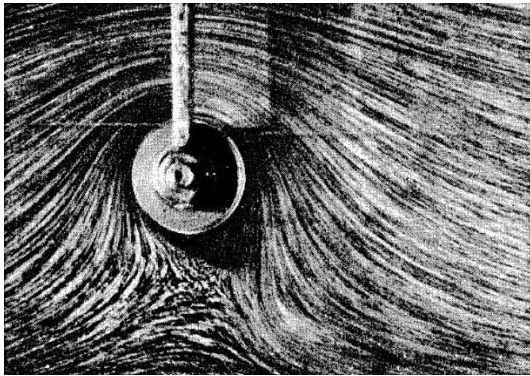


Figure I. 19 (c) : Cylindre en rotation.

Figure I. 19 (b) : Cylindre muni d'une fente.

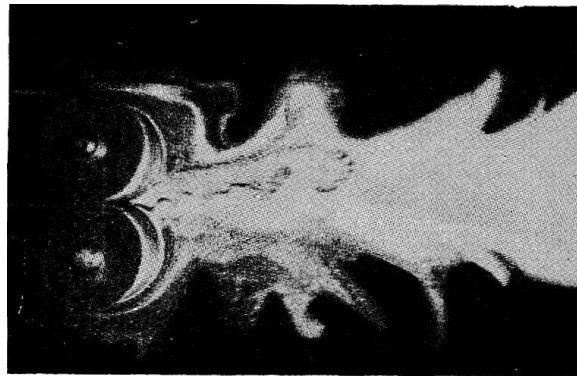


Figure I. 19 (d) : Deux cylindres en rotation.

Figure I. 19 : Écoulement autour d'un cylindre (Prandtl 1961).

De nombreuses études ont été dédiées à l'analyse de la dynamique des structures autour d'un cylindre (Govardhan et Williamson, 2005; Williamson, 1988 et 1996). Dans ces études, les auteurs ont analysé le nombre de Strouhal du détachement tourbillonnaire pour un écoulement autour d'un cylindre. Ainsi, ils ont observé que pour certains nombres de Reynolds Re « critiques », les nombres de Strouhal sont équivalents.

V.3. Vers le contrôle

Dans notre domaine d'étude, le son est généré par l'impact des structures tourbillonnaires avec la fente de la plaque heurtée. Ainsi, le contrôle des structures tourbillonnaires mène au contrôle des nuisances sonores. L'écoulement peut être contrôlé par un transfert de la quantité de mouvement de la couche de mélange ; ce qui affecte la dynamique tourbillonnaire et par suite le champ acoustique. Dans le processus du contrôle, il y a deux types de procédures :

Le premier type est le contrôle passif où il n'y a aucune intervention énergétique de l'extérieur du système. Ainsi, le contrôle se fait par changement de la géométrie, y compris les virures hélicoïdales (Gomez Carrasco, 2013) ou via des petits cylindres de commande situés à la suite d'un cylindre principale (Dipankar et al., 2007; Strykowski et Sreenivasan, 1990). Également, il peut être fait par des actionneurs poroélastiques inspirés des plumes d'oiseaux, dans le but de contrôler la séparation des couches limites d'une aile (Favier et al., 2009, 2017), par des rajouts inspirés de la peau de Dauphin pour contrôler la contrainte de cisaillement turbulente (Hœpffner et al., 2010), ou par des bords d'attaque ondulés inspirés des baleines à bosse pour contrôler la séparation des couches limites (Skillen et al., 2015).

Le deuxième type est le contrôle actif. Ce processus existe en boucle ouverte ou fermée et se fait par un apport énergétique de l'extérieur du système à contrôler. Ainsi, des écoulements sont perturbés par des excitations acoustiques (BenChiekh et al., 2000; Blevins, 1985), par des changements des températures (Lecordier et al., 1991; Wan et Patnaik, 2016), par un contrôle de la couche limite de surface mobile (Korkischko et Meneghini, 2012; Patino et al., 2017), par l'apport d'une quantité de mouvement par des petites corps rotatifs (Strykowski et Sreenivasan, 1990), ou par rotation d'un cylindre dans l'écoulement (Deschamps et al., 2001).

Plus récemment, la perturbation de l'écoulement par un cylindre circulaire a été étendue à des configurations plus complexes impliquant des cylindres oscillants (Gioria et al., 2009) ou des cylindres carrés inclinés pour briser les symétries (Blackburn et Sheard, 2010).

Les études de Béra et al. (2000) consistent à installer un haut-parleur à l'intérieur d'un cylindre de diamètre $D = 10\text{ cm}$ faisant un angle de 110° avec l'axe du jet. Le cylindre présente une fente de 1 mm perpendiculaire à la paroi du haut-parleur, et ce dernier est alimenté avec une tension sinusoïdale d'amplitude 10 V et une fréquence $f = 200\text{ Hz}$ (voir Figure I. 20). Ils ont étudié la partie fluctuante de la pression qui porte des informations sur la force et le flux énergétique autour du cylindre sans et avec contrôle pour les vitesses de 22, 31 et 42 m/s. Ainsi, ils ont utilisé la technique de PIV pour visualiser l'écoulement et l'analyse du champ cinématique en présence du cylindre. Ils ont déterminé les modifications apportées au sillage à partir de la moyenne des champs instantanés de vitesses.

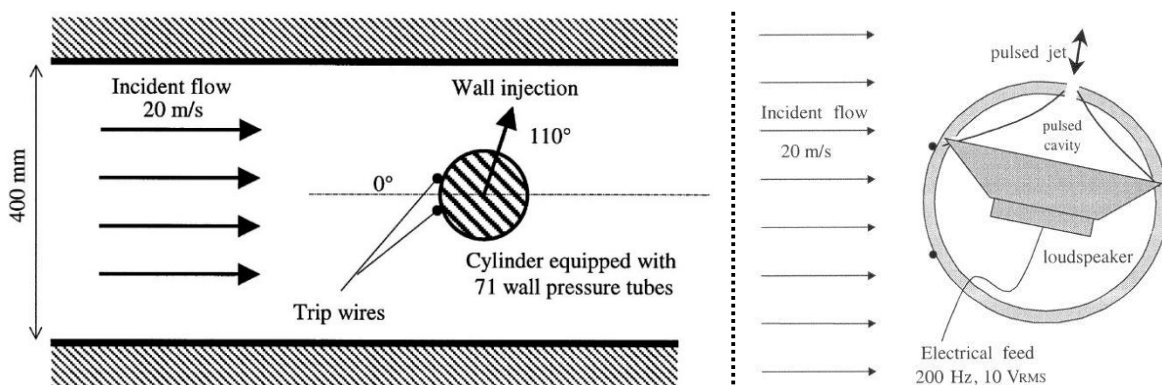


Figure I. 20 : Contrôle du détachement tourbillonnaires par l'installation d'un haut-parleur à l'intérieur d'un cylindre dans la zone de l'écoulement (Béra et al., 2000).

Ils ont utilisé un cylindre de diamètre 10 cm , et ils ont déduit que lors du fonctionnement du haut-parleur, la paroi du cylindre oscille et ces oscillations génèrent un train des structures tourbillonnaires périodiques qui dévient le flux externe et remplissent la zone à faible vitesse. Ainsi, durant la phase de soufflage, les modifications de débit balayent le flux externe vers l'arrière du cylindre. Le jet pulsé provoque la déviation de l'écoulement autour du cylindre, ce qui crée une forte portance à la paroi proche du cylindre. Cette concentration spatiale est due à l'effet de la fente au voisinage du jet de contrôle.

L'utilisation des cylindres de contrôle dans un écoulement consiste à l'optimisation de plusieurs paramètres tels que le diamètre, la position du cylindre et la vitesse de l'écoulement. Les applications expérimentales sont très coûteuses. C'est pour cela qu'il y a plusieurs études numériques qui étaient dédiées à ce domaine. Ainsi, les travaux expérimentaux et numériques effectués par (Strykowski et Sreenivasan, 1990) montrent que l'introduction d'un petit cylindre à diverses positions dans le sillage est plus important que l'introduction d'un grand cylindre dans la zone où l'écoulement est instable. De même, ils ont optimisé les positions du petit cylindre de façon qu'il casse les structures tourbillonnaires. D'après les travaux numériques de Hill (1992) sur la théorie de la sensibilité, il a évalué les effets d'une force ajoutée sur la transition primaire du sillage dans un écoulement $2D$ autour d'un cylindre de section circulaire. Il a travaillé sur un écoulement visqueux, incompressible, $2D$ qui est stable pour un nombre de Reynolds $Re = 50$ basé sur le diamètre du cylindre utilisé. Ainsi, il a

modélisé l'effet d'un petit cylindre dans le sillage en montrant comment l'introduction du cylindre permet de restabiliser l'écoulement. Cette analyse de sensibilité de la force stationnaire a été utilisée par (Giannetti et Luchini, 2007; Marquet et al., 2008; Pralits et al., 2010). (Chomaz, 2005) a travaillé non seulement sur les modes globaux directs de l'écoulement, qui décrivent l'oscillation de l'écoulement auto-entretenu, mais aussi sur les modes globaux adjoints associés. Il a montré que la région de génération d'onde peut être identifiée comme une région de chevauchement entre les vecteurs propres globaux directs et adjoints. Plus récemment, dans les études de Giannetti et Luchini (2007), on a identifié la région de génération d'onde dans le cas d'un écoulement bidimensionnel. Ils ont basé leur approche sur une analyse de sensibilité structurelle de l'opérateur de Navier-Stokes linéarisé et bidimensionnel. Ils ont défini les régions où les instabilités peuvent être amplifiées et d'autres régions où le contrôle du débit peut être réalisé.

Dans les travaux de Strykowski et Sreenivasan (1990), les auteurs ont trouvé que la région de génération d'ondes est similaire à la région où le placement du cylindre de contrôle casse le plus les structures tourbillonnaires installées. Cela suggère la présence d'un petit cylindre de contrôle qui modifie la stabilité de l'écoulement en introduisant une modification structurelle aux équations. Cependant, la présence d'un cylindre de contrôle dans la zone de l'écoulement modifie également l'écoulement de base. Cette tâche n'était pas prise en compte par les études de Giannetti et Luchini (2007), ce qui a poussé Marquet et al. (2008) à mettre l'accent sur le rôle de l'écoulement de base sur les perturbations, en qualifiant la modification des propriétés de stabilité par la modification du débit de base. Une approche similaire a été développée dans le cas des écoulements parallèles par Bottaro et al. (2003) dans un cadre temporel local et par Hwang et Choi (2006) dans un cadre spatial local. Mais les études de Marquet et al. (2008) montre en particulier les modifications arbitraires de l'écoulement qui sont utilisées pour identifier les régions et les propriétés de l'écoulement qui contribuent fortement au dynamique tourbillonnaire. En plus, ils ont développé une nouvelle analyse de sensibilité appelée « sensibilité à une force constante ». Ils ont aussi réalisé la formulation théorique pour évaluer l'effet d'une force stationnaire sur le débit et sur le mode instable afin de trouver l'évolution de la fréquence de l'instabilité. De même, ils ont prouvé que la mise en place d'un petit mécanisme de contrôle modifie la stabilité de l'écoulement en induisant une modification structurelle des équations et modifie le flux de base sur lequel évoluent les perturbations qui modifient toute la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. Pour la suite, ils ont comparé leur prédiction du contrôle d'un sillage de cylindre circulaire par les résultats expérimentaux de Strykowski et Sreenivasan (1990). Pralits et al. (2010) ont étudié numériquement le comportement d'un écoulement bidimensionnel autour d'un cylindre de section circulaire en rotation, pour un nombre de Reynolds $Re = 100$. Ainsi, ils ont effectué des simulations numériques de l'écoulement pour indiquer les emplacements du cylindre de contrôle afin de détruire les vortex. En plus, ils ont étendu leur analyse à l'étude de sensibilité du sillage d'un cylindre circulaire en rotation afin de trouver les différentes régions de croissance d'instabilité dues à l'écoulement modifié autour du cylindre principal en rotation.

Chapitre II : Dispositif expérimental et métrologies

I.	Introduction	32
II.	Dispositif expérimental	32
II.1.	Génération et maîtrise de l'écoulement	32
II.2.	Commande du dispositif de contrôle	34
III.	Métrologie utilisée	36
III.1.	Mesures par vélocimétrie Laser	36
III.1.1.	Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)	37
III.1.2.	Vélocimétrie par Images de Particules stéréoscopique (SPIV)	41
III.1.3.	Mise en œuvre dans notre dispositif expérimental	46
III.2.	Estimation des incertitudes de nos mesures par PIV	49
III.3.	Mesures acoustiques	50

I. Introduction

Afin de mener à bien nos travaux expérimentaux et d'analyser les écoulements ciblés par la présente étude, on présente ici le dispositif expérimental qui est capable de répondre à plusieurs exigences. Il est conçu pour pouvoir apporter facilement et rapidement des modifications et des adaptations pour expérimenter toutes les configurations envisagées.

II. Dispositif expérimental

II.1. Génération et maîtrise de l'écoulement

En plus des appareils de métrologie et des systèmes d'acquisition, qui seront décrits dans ce qui suit, le dispositif expérimental utilisé comprend un système pour générer et contrôler le débit d'air sortant de la buse du jet, et un autre système de contrôle pour régler la distance d'impact entre la sortie du jet et la plaque fendue par ce jet.



Figure II. 1 : Dispositif expérimental.

La Figure II. 1 présente une vue globale du dispositif expérimental utilisé pour la génération des écoulements étudiés. Ce dispositif expérimental est formé d'un compresseur situé à l'extérieur de la chambre expérimentale. Ce compresseur est contrôlé par un hacheur de fréquence (Siemens MICROMASTER 420, triphasé) qui nous permet de contrôler le débit d'air à la sortie du jet. Ainsi, on peut varier la vitesse de l'air à la sortie du jet de 0 m/s jusqu'à 33 m/s ($M \approx 0.1$). Ainsi, les jets simulés restent subsoniques. L'air pulsé passe dans une grande enceinte de tranquillisation ($V = 1 \text{ m}^3$) équipée de grilles qui servent à casser la

rotation et baisser le niveau de l'intensité de turbulence avant que le flux d'air soit éjecté dans le conduit de l'écoulement, de longueur 1250 mm , avec une section rectangulaire de dimension, $190\text{ mm} \times 90\text{ mm}$ (voir Figure II. 2). Ce dernier contient des nids d'abeilles (voir Figure II. 3) pour casser les structures rotatives et paralléliser les lignes de courant de l'air avant qu'il n'arrive à un convergent de forme polynomiale d'ordre quatre, de hauteur en sortie $H = 10\text{ mm}$ et de largeur $L_z = 190\text{ mm}$. Le rapport d'aspect pour notre jet est $\frac{L_z}{H} = \frac{190}{10} = 19$. Il s'agit d'un jet plan dans sa partie centrale (Rajaratnam, 1976).

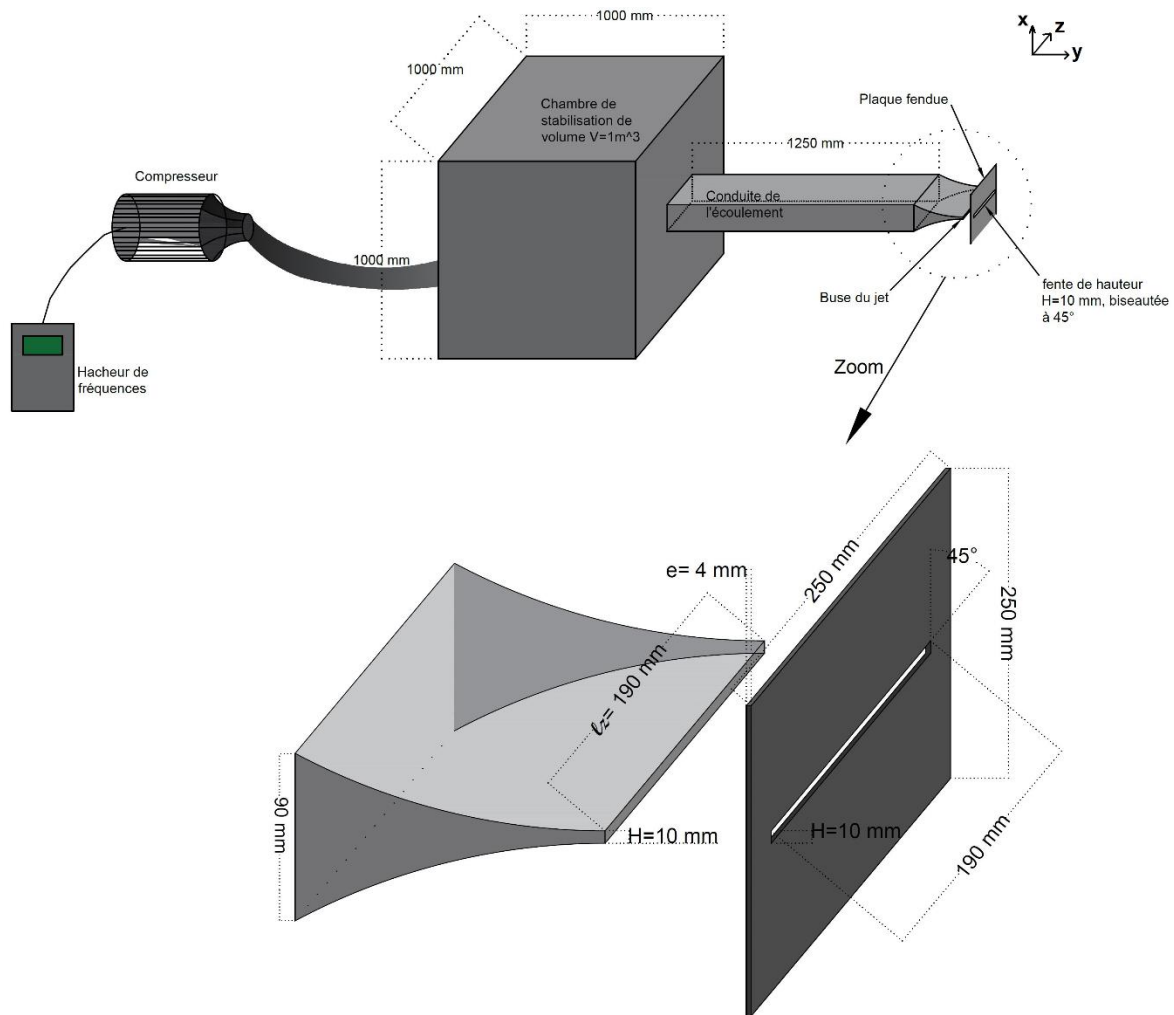


Figure II. 2 : Description du dispositif expérimental.

Le jet qui sort du convergent va heurter une plaque fendue en aluminium d'épaisseur 4 mm et de forme carrée de 250 mm de côté. Cette plaque est munie d'une fente de même dimension que la sortie du jet ($H = 10\text{ mm}$, $L_z = 190\text{ mm}$). Cette fente est biseautée à 45° vers l'aval et alignée avec la bouche de soufflage (voir Figure II. 2).

La distance d'impact « L » entre la sortie du jet et la plaque fendue est réglable à l'aide d'un système de déplacement (Système de déplacement *ISEL MS 200 HT2 Direkt* ($L690\text{ mm}$) de précision $0,01\text{ mm}$ commandé par le logiciel « Galaad ») suivant l'axe Y (voir Figure II. 1). Ainsi la distance adimensionnelle $\frac{L}{H}$ sera utilisée dans la suite de cette étude.



Figure II. 3 : Nids d'abeilles dans la conduite de l'écoulement pour paralléliser les lignes de courants de l'air avant son entrée dans le convergent.

Sur la Figure II. 3, on remarque la présence de nids d'abeilles dans le conduit de l'écoulement. Ces nids d'abeilles contribuent à la réduction du taux de turbulence à la sortie de la buse de soufflage du jet.

L'air utilisé pour simuler expérimentalement les écoulements qu'on étudie, est aspiré d'une salle juste à côté de la salle expérimentale dont la température est contrôlée et peut varier entre $18^{\circ}\text{C} \leq T \leq 20^{\circ}\text{C}$ dans le but de fixer le nombre de Reynolds.

II.2. Commande du dispositif de contrôle

Afin de mener à bien nos expériences et tester des moyens de contrôle visant une réduction des nuisances sonores, on a équipé le dispositif expérimental de fixations spécifiques et de systèmes de déplacements pour les tiges de contrôle qu'on introduira dans l'écoulement Figure II. 4. Ainsi, ces tiges vont pouvoir être déplacées afin de balayer tout le volume entre la sortie du jet et la plaque fendue impactée.



Figure II. 4 : Montage expérimental pour le pilotage du déplacement du dispositif de contrôle.

Afin de commander les systèmes de déplacements automatiquement, on a besoin d'un signal électrique qui nous indique le moment où les systèmes de déplacements se mettent en marche. On peut acquérir ce signal en utilisant les sorties du contrôleur des systèmes de déplacements. Puisque le temps entre deux déplacements successifs est inférieur à une minute, on risque d'abîmer la carte électronique du contrôleur des systèmes de déplacements. C'est pour cela que on a fait sortir du contrôleur des fils qui indiquent le déplacement sans le passage par les sorties du contrôleur des systèmes de déplacements (voir Figure II. 5).



Figure II. 5 : Contrôleur des systèmes de déplacement.

Suite à un programme de contrôle qu'on a développé sur le logiciel « LabVIEW », les deux systèmes de déplacements étaient contrôlés automatiquement de façon que la tige de contrôle démarre de la position $Y = 3 \text{ mm}$ (où la tige a un rayon de 2 mm avec un éloignement de sécurité initial d' 1 mm). Elle démarre à $X = -15 \text{ mm}$ au-dessous de la sortie du jet et balaye toute la verticale jusqu'à la position $X = 15 \text{ mm}$ au-dessus de la sortie de la buse du jet. Puis, ce même déplacement suivant l'axe X sera répété pour toutes les positions de l'axe Y jusqu'à la frontière de la plaque fendue à la position $Y = 37 \text{ mm}$ (on laisse 2 mm rayon de la tige et 1 mm de sécurité) avec un pas de 1 mm pour chaque déplacement. Et par suite, la tige occupe les positions horizontales $3 \text{ mm} \leq Y \leq 37 \text{ mm}$ et $-15 \text{ mm} \leq X \leq +15 \text{ mm}$ pour balayer au total 1085 positions. Pour chaque position de la tige, on reçoit un signal dû à la mise en marche des moteurs des systèmes de déplacements. Ainsi, on laisse un temps de repos de 3 s , auquel on ajoute un délai de 3 s , pour que les bruits des moteurs des systèmes de déplacements disparaissent. Par suite, on fait une acquisition acoustique qui va durer 3 s , avec une fréquence d'échantillonnage de 15 KHz . Une fois que les acquisitions acoustiques sont terminées, on attend 3 s , le temps que la centrale d'acquisition enregistre les acquisitions acoustiques. Ainsi, on a besoin de 12 s pour acquérir une mesure acoustique en une position de la tige. Et ainsi de suite, pour réaliser au total 1085 acquisitions acoustiques pour chaque nombre de Reynolds. Une fois que la tige a balayé tout le volume entre la sortie du jet et la plaque fendue, un signal sera généré par LabVIEW pour varier le débit d'air à la sortie du jet pour régler un autre nombre de Reynolds.

La programmation de cette procédure nous a fait gagner beaucoup de temps. En effet, en absence du contrôle, on aurait eu besoin d'énormément de temps pour réaliser nos acquisitions.

III. Métrologie utilisée

III.1. Mesures par vélocimétrie Laser

Les sons émis lors de l'impact de l'écoulement sur la plaque fendue sont dus à des organisations tourbillonnaires qui varient d'une configuration à une autre selon le nombre de

Reynolds, la distance d'impact $\frac{L}{H}$, etc. Ces structures tourbillonnaires peuvent être identifiées à l'aide des mesures vélocimétriques par images de particules « PIV ».

La PIV est une technique de mesure qui permet d'accéder au champ de vitesse d'un écoulement de fluide. Cette technique a l'avantage d'être non-intrusive ; ce qui évite de perturber la dynamique tourbillonnaire qu'on cherche à analyser.

Cette technique a été développée dans les années 1980 par (Adrian, 1991). Elle permet d'avoir une mesure spatio-temporelle du champ cinématique. Ainsi, à chaque instant t , on obtient une cartographie de l'écoulement ; ce qui est impossible avec d'autres techniques telle que la LDV (Laser Doppler Velocimetry), par exemple qui donne des mesures point par point dans l'écoulement. La PIV consiste àensemencer l'écoulement par des petites particules qui seront portées par le fluide. Après avoir éclairé avec une nappe fixe le plan du fluide qu'on souhaite examiner, l'acquisition de deux images successives séparées par un temps très court Δt est réalisée. Ces images sont traitées par fenêtrages d'intercorrélation (mailles) pour obtenir la valeur moyenne de la vitesse de l'ensemble des particules existantes dans chaque fenêtrage de l'image. Cette technique de mesure peut être classée selon le nombre de composantes ($2C$ ou $3C$) de vitesses mesurées et la dimension du domaine traité ($2D$ ou $3D$). On distingue la PIV, la SPIV, et la PIV tomographique. La PIV consiste à utiliser une seule caméra et nous permet d'avoir les composantes (V_x, V_y) pour chaque position (x, y) du plan éclairé par la nappe laser et visé par la caméra. Ainsi, c'est une technique de mesure à deux composantes et deux dimensions ($2C, 2D$). La SPIV consiste à utiliser simultanément deux caméras et permet d'obtenir les composantes (V_x, V_y, V_z) pour chaque position (x, y) du plan éclairé par la nappe laser et visé par les deux caméras. Ainsi, c'est une technique de mesure à trois composantes et deux dimensions ($3C, 2D$). Alors que la PIV tomographique consiste à utiliser au moins trois caméras et permet d'obtenir les trois composantes (V_x, V_y, V_z) pour chaque position (x, y, z) d'un volume éclairé par le laser par l'intermédiaire d'un générateur de volume. C'est une technique de mesure à trois composantes et trois dimensions ($3C, 3D$).

III.1.1. Vélocimétrie par Images de Particules (PIV)

L'application de la technique PIV consiste à enregistrer des images successives d'un fluide ensemencé par des particules éclairées par un ou plusieurs lasers. Ainsi, une telle technique nécessite plusieurs étapes qui seront détaillées dans la suite de ce chapitre.

III.1.1.1. Génération des particules

Pour les mesures PIV, il faut tout d'abord ensemencer le fluide par des particules de petites tailles. Ces particules sont appelées : « traceurs ». La petite dimension de ces traceurs assure une masse négligeable par rapport à la force de portance du fluide, et les vitesses de glissement sont quasiment nulles. Ces propriétés permettent aux particules de suivre fidèlement la dynamique tourbillonnaire sans changement de la physique du phénomène étudié. Pour ensemencer un fluide par des particules, il faut que le point d'injection des traceurs soit loin de la sortie du jet pour ne pas introduire des perturbations dans l'écoulement.

Le but de ces traceurs est de diffuser la lumière du laser. C'est pour cela, qu'il faut choisir des traceurs qui peuvent jouer ce rôle. En plus, il faut optimiser la taille des particules, parce que la diffusion de la lumière dépend de leurs tailles.

Dans cette étude, on a utilisé l'huile d'olive comme traceur pour ensemercer l'écoulement. Ainsi on a choisi un générateur de particules d'huiles. Ce générateur peut fonctionner avec différents types d'huiles. En plus, ce générateur possède un atomiseur huile-air pulvérisé par un système aérogaphique « Laskin Nozzle » commercialisé par LaVision (voir Figure II. 6).



Figure II. 6 : Générateur des particules d'huile.

La taille des particules varie selon la pression de l'air comprimé et la nature de l'huile utilisée. Dans la présente étude, la taille des particules ensemençées varie entre $0,1 \mu m$ et $0,2 \mu m$.

III.1.1.2. Système d'éclairage

Le choix de la source lumineuse est fondamental pour la PIV. Ainsi, pendant les acquisitions de PIV, une ou plusieurs sources lumineuses peuvent être utilisées pour créer une nappe et éclairer un plan ou un volume ensemençé par des traceurs diffusant la lumière. Généralement, les sources lasers intenses ayant une très courte durée d'impulsion sont les plus utilisées pour l'éclairage pendant les mesures PIV. Ils assurent une fréquence d'éclairage très élevée et réglable.

Dans cette étude, on a utilisé un laser Litron *Nd : YLF LDY 304 – PIV* ayant deux têtes de $30 mJ/pulse$ à une fréquence de $1 KHz$ et une longueur d'onde $\lambda = 527 nm$ comme montré sur la Figure II. 1. Le faisceau lumineux du laser est transporté par un bras laser pour éclairer la zone de notre expérience entre la buse du jet et la plaque fendue. Ce bras laser renferme 7 miroirs capables de fonctionner pour les longueurs d'ondes utilisées. Ainsi, il transmet 96% de l'intensité lumineuse.

Ce faisceau est transformé en une nappe laser par un générateur de nappe produit par « LaVision ». Ainsi, l'épaisseur de cette nappe et son angle d'ouverture peuvent être réglés en fonction de la lentille divergente utilisée. En plus, ces lentilles doivent supporter la haute

puissance lumineuse générée par le laser. Dans notre cas, on a utilisé une lentille divergente de distance focale égale à 10 mm .

III.1.1.3. Prise d'images

Une fois qu'on a généré la nappe laser entre la sortie du jet ensemencé et la plaque fendue, on peut acquérir des images. La technique d'acquisition des images a évolué énormément avec le temps. Il y a 25 ans, l'enregistrement des images se faisait sur des supports photographiques qui étaient analysés par des scanners. La nouvelle technologie a permis d'acquérir des images numériquement par l'utilisation des capteurs CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) ou CCD (Charged Coupled Device).

De nos jours, avec une caméra rapide, des couples d'images de particules sont enregistrés. Chaque couple d'images de particules aux instants t et $t + \Delta t$ sera utilisé pour le calcul du champ cinématique de l'écoulement étudié à cet instant (voir Figure II. 7).

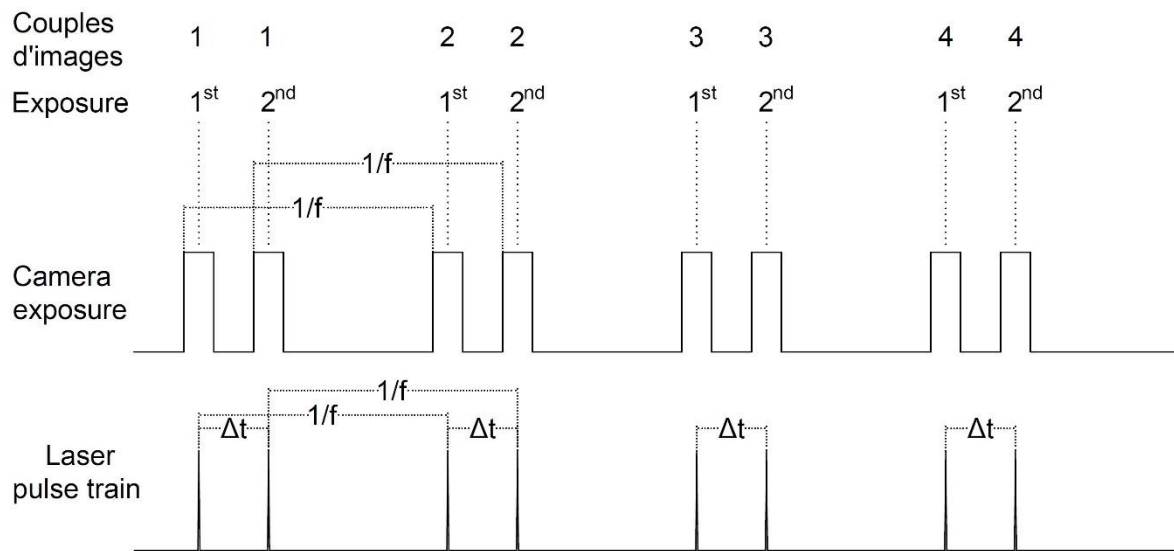


Figure II. 7 : Synchronisation du signal du laser avec les ouvertures des caméras

La synchronisation entre les pulses du laser et les ouvertures des caméras est contrôlée par un contrôleur de Lavison à grande vitesse appelé « HSC » (High Speed Controller). Ce dernier donne des trains d'impulsions pour assurer la synchronisation entre les caméras et le laser (voir Figure II. 7). Le HSC utilisé dans notre travail a une fréquence maximale de 50 KHz et peut commander quatre caméras simultanément.

Le choix de la fréquence d'acquisition dépend du phénomène qu'on étudie. Cependant, le choix du décalage temporel Δt entre les deux images doit être optimisé de sorte qu'il n'apporte pas des erreurs pendant le traitement des images. Ainsi, Δt doit être choisi de sorte que le déplacement des particules dans la zone la plus rapide de l'écoulement soit compris entre 5 et 10 pixels.

Pour les travaux présentés ici, on a utilisé trois caméras Phantom V 711 et une caméra Phantom VEO 710 ayant des capteurs CMOS avec une résolution maximale de 1200×800 pixels². Elles sont équipées par des objectifs Macro « Tokina » de distance focale égale à 100 mm et une ouverture maximale qui peut être réglée à $f/2,8$. Pour les caméras Phantom V 711, et pour cette résolution d'image, on peut atteindre une fréquence d'acquisition

maximale de 7530 images par seconde, tandis que pour les caméras Phantom *VEO 710*, la fréquence maximale d'échantillonnage est de 7400 images par secondes. Cependant, si on réduit la résolution des images captées, on peut monter à des fréquences d'acquisitions plus élevées. Ainsi, on peut atteindre 1 400 000 images par seconde pour la caméra *V 711*, si on enregistre sur 128×8 pixels² (en mode « Fast ») au lieu des 1200×800 pixels² et 1 000 000 images par seconde pour la caméra *VEO 710*, et cela pour une résolution de 64×8 pixels (en mode « Fast »).

III.1.1.4. Traitements des images

Une fois qu'on a acquis les images, une routine doit être appliquée pour traiter ces images et calculer les vitesses du champ cinématique dans le domaine visé par les caméras à chaque instant. Ainsi, il faut diviser l'image en petites fenêtres dont la taille doit être adaptée à la dynamique de l'écoulement, à la résolution visée et aux tailles des particules. D'après les études de Koched (2011), la taille des fenêtres doit être adaptée de sorte que le nombre des particules contenues dans cette fenêtre soit suffisant pour pouvoir estimer la vitesse du fluide à cet endroit. Ainsi, d'après les études de Keane et Adrian (1992), il a été montré que le nombre des faux vecteurs calculés suite aux mesures PIV diminue lorsque la fenêtre contient une dizaine de particules. Cependant, un fort ensemencement rend la détection du mouvement des particules très difficile.

Une fois ces conditions vérifiées, on peut appliquer la méthode des intercorrélations sur toutes les fenêtres des images utilisées pour calculer le champ des vitesses dans chaque fenêtre. Par suite, la position du pic de corrélation (voir Figure II. 8) par rapport au centre de la fenêtre correspond à un déplacement de la particule Δd entre les deux instants t et $t + \Delta t$. Ainsi, la vitesse de l'écoulement en ce point sera donnée par : $V = \frac{\Delta d}{\Delta t}$. Il faut savoir que la corrélation des particules ne peut être appliquée que pour les particules visées par la caméra et éclairées par la nappe laser et qui restent dans le même plan d'éclairage entre les deux instants t et $t + \Delta t$.

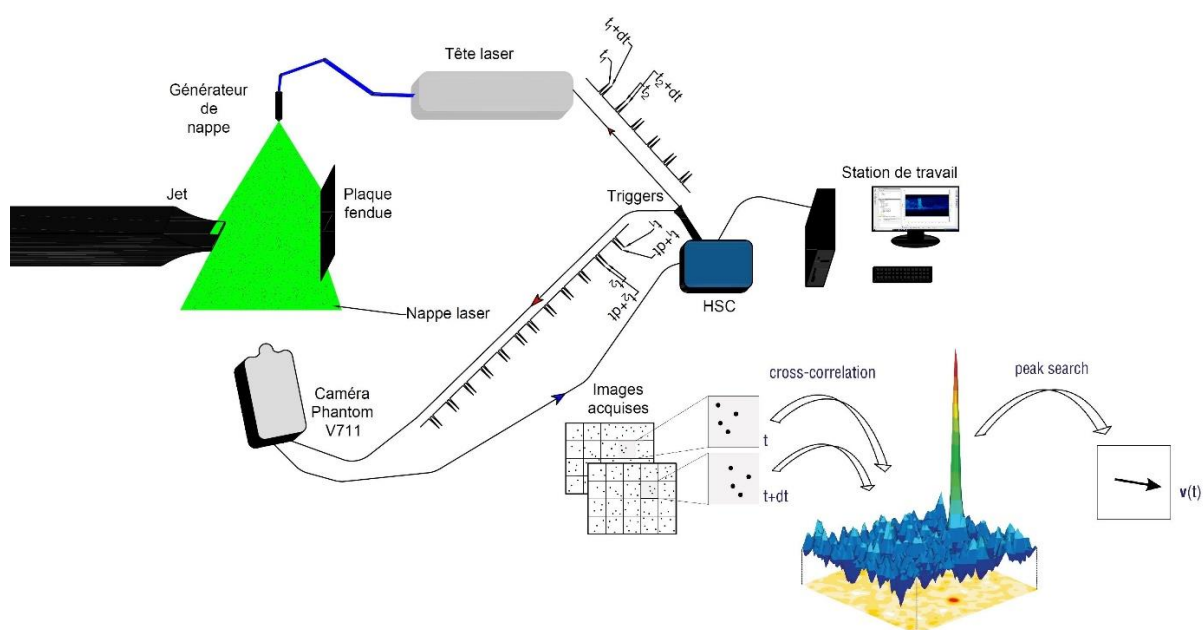


Figure II. 8 : Principe et traitement des mesures PIV par calcul des intercorrélations.

III.1.2. Vélocimétrie par Images de Particules stéréoscopique (SPIV)

La PIV Stéréoscopique « SPIV » est une technique de mesure du champ de vitesses de l'écoulement qui permet, en plus des composantes \vec{V}_x et \vec{V}_y obtenues par PIV classique, d'accéder à la dernière composante \vec{V}_z dans chaque fenêtre de calcul. D'où la classification de la SPIV en méthode tridimensionnelle plane ($2D - 3C$).

Cette méthode consiste à utiliser deux caméras, avec un angle, par rapport au plan objet visé. Cette configuration détériore la netteté du plan image à cause de la divergence entre les trois plans (objet, image et capteur). Ainsi, pour assurer la netteté du plan image, il faut que ces trois plans se coupent en une même droite, d'où la nécessité de l'utilisation du Scheimpflug qui sert à corriger les distorsions du plan image de la caméra lorsque l'axe de la caméra n'est pas perpendiculaire au plan objet.

En plus, pour cette technique, il faudrait une certaine épaisseur de la nappe laser pour bien suivre les particules qui ne restent pas dans le même plan.

III.1.2.1. Mise en œuvre de la SPIV

Les différentes configurations stéréoscopiques ont été détaillées dans les études de Prasad (2000). Ainsi, les deux caméras peuvent être installées en une configuration de type translation (ou latérale) (voir Figure II. 9 (a)) où les axes des deux caméras sont placés parallèlement l'un à l'autre et perpendiculairement à la nappe laser. Il existe aussi la configuration de type angulaire (ou rotation) (voir Figure II. 9 (b)) où les axes des caméras sont tournés de sorte que leurs axes coupent le plan objet.

La configuration de translation présente deux points faibles, le premier est que la zone commune visée par les deux caméras est réduite, le deuxième est que l'angle $\theta = 15^\circ$ est un angle qui limite la précision de la composante hors plan (V_z) (voir Figure II. 9). Par conséquent, la configuration angulaire est préférable car on peut atteindre des angles θ beaucoup plus grands, et une grande précision en calculant la composante hors plan. La Figure II. 9 (b) montre l'existence d'un angle α entre le plan image et celui de la lentille de sorte que le plan image, le plan objet et le plan lentille se croisent en une droite. Cette technique est obtenue grâce au Scheimpflug.

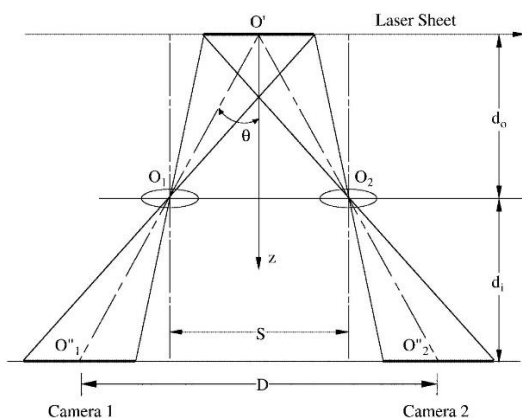


Figure II. 9 (a) : Type translation ou latérale.

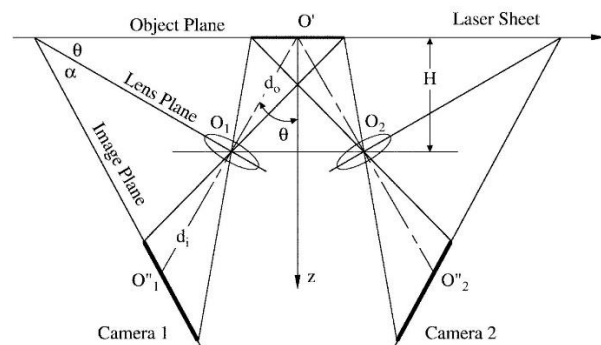


Figure II. 9 (b) : Type rotation ou angulaire.

Figure II. 9 : différents types de SPIV (Prasad, 2000).

Dans notre cas, on a installé deux caméras du même côté de l'écoulement éclairé par la nappe laser, d'où la nécessité de l'utilisation du Scheimpflug pour coïncider les plans (image, lentille) avec le plan objet (la nappe laser).

III.1.2.2. Scheimpflug

Historiquement, le Scheimpflug a été proposé en 1904 par Theodore Scheimpflug dans le but de corriger les distorsions des images obtenues dans le cas où l'axe de la caméra n'est pas perpendiculaire au plan de l'objet. Il a formulé sa loi en écrivant : « Lorsque les trois plans sont parallèles la netteté est assurée sur toute la surface de l'image. Lorsque l'un des trois plans est incliné la netteté est assurée sur toute la surface de l'image si et seulement si les plans se coupent en une même droite. »

Dans la présente étude, on a utilisé différentes configurations de SPIV à l'aide de quatre caméras, dont trois sont des Phantom V 711 et une Phantom VEO 710. Ces caméras sont toutes équipées de Scheimpflug pour ajuster les plans images et lentilles avec le plan de la nappe laser.

III.1.2.3. Profondeur de champ

Comme on l'a cité avant, pour des mesures SPIV, une petite épaisseur de la nappe laser est un avantage pour le calcul de la troisième composante de vitesse V_z . Cependant, l'épaisseur d'une nappe laser doit être accompagnée d'une netteté de vision des caméras sur ce domaine. C'est pour cela que c'est intéressant de régler la profondeur du champ δz de sorte que les caméras puissent viser toute l'épaisseur de la nappe laser sans perdre la netteté. Ceci nous assure d'avoir des corrélations précises pendant les traitements des données. Ainsi, la profondeur de champ varie en fonction de plusieurs paramètres (ouverture de l'objectif, longueur d'onde λ et grossissement). En ce qui concerne notre dispositif expérimental, la longueur d'onde est constante puisque la nappe laser est créée par une lumière monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 527 \text{ nm}$. De même pour le coefficient de grossissement qui est fixé selon la zone qu'on cherche à étudier. L'ouverture de la lentille de la caméra est un paramètre qu'on peut contrôler pour aboutir à une profondeur de champ adaptée à notre configuration. Cependant, la variation de l'ouverture de l'objectif présente un compromis à trouver. Une grande ouverture permet l'entrée d'une grande quantité de lumière ; ce qui est intéressant pour une bonne détection des particules. Mais cela est accompagné d'un amincissement de la profondeur du champ et vice-versa. L'équation proposée par Adrian (1991) relie tous ces paramètres comme suit :

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

δz	Profondeur de champ,
M	Grossissement de la lentille,
$f^{\#}$	Nombre d'ouverture de la lentille,
λ	Longueur d'onde.

III.1.2.4. La Calibration

Une fois qu'on a réalisé les acquisitions des images SPIV, chaque couple d'images obtenu doit être traité par la méthode des autocorrélations. Afin de reconstruire les images des deux

caméras présentant des inclinaisons différentes, il faut projeter les champs de vitesses des images des caméras du plan image sur le plan objet. Une fois cette projection faite, il faut combiner les données de calibration de sorte qu'on obtienne les composantes des vitesses V_x , V_y et V_z . Cette reconstruction du champ cinématique tridimensionnel de l'écoulement nécessite une calibration pour avoir des résultats fidèles.

Généralement, pour faire la calibration 3D, on utilise une mire tridimensionnelle (voir Figure II. 10 (a)) qu'on l'installe d'une façon tangente avec la nappe laser (voir Figure II. 10 (b)).

Dans cette étude, on a utilisé une mire 3D recto-verso à deux niveaux (voir Figure II. 10 (a)) qui nous permet de calibrer les mesures de PIV stéréoscopiques ou tomographiques avec une seule acquisition. La partie verso de la mire a l'avantage de permettre une calibration même si deux caméras sont situées de part et d'autre de la mire tout en permettant au logiciel de traitement de déterminer l'orientation de l'écoulement grâce à des marques présentes sur ses façades. De même, l'utilisation de la mire pour la calibration des mesures est nécessaire pour relier les coordonnées tridimensionnelles du plan objet aux coordonnées bidimensionnelles du plan image qui seront transférées à l'ordinateur pour le traitement.

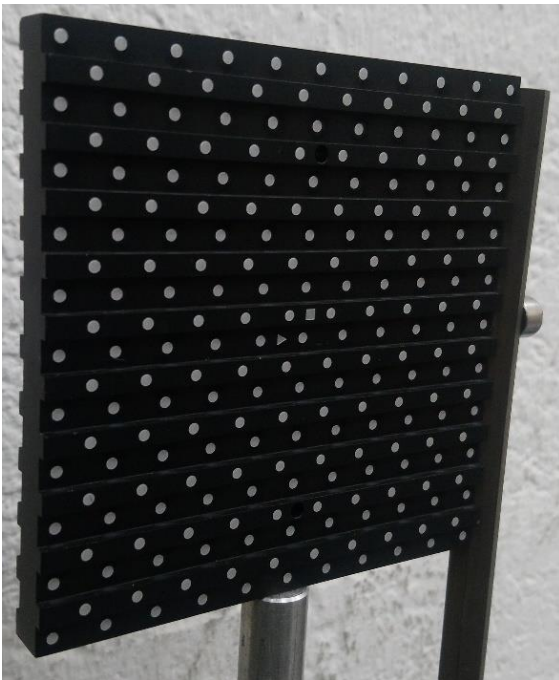


Figure II. 10 (a) : Mire 3D 106 – 10

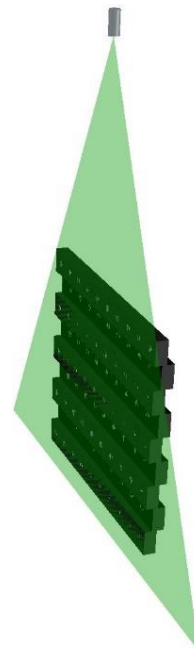


Figure II. 10 (b) : coïncidence de la nappe laser avec la mire

Figure II. 10 : Mire de calibration 3D.

Le logiciel Davis 10.1.0 qu'on a utilisé pour nos mesures se réfère à l'approche de Soloff et al. (1997). Ainsi la calibration consiste à appliquer une approche polynomiale d'ordre deux dans la direction de z et d'ordre 3 dans les directions des x et des y pour chaque caméra et chaque plan de la mire. Un algorithme de détection des marqueurs de la mire est lancé dans le but d'approprier les espacements des particules des images des caméras par les emplacements connus des marqueurs.

Pendant les mesures SPIV, il faut être très minutieux. Car plusieurs paramètres peuvent augmenter les erreurs des mesures comme la calibration des caméras, l'alignement de la

nappe laser avec le plan de la mire (voir Figure II. 10 (b)), le temps Δt entre deux images successives et la netteté du champ de vision des caméras. Finalement, pour avoir des résultats fiables, il faut prendre une image de la mire, détecter ses marqueurs et les comparer avec la projection des points de l'espace vu par les caméras. Ainsi, l'écart-type ne doit pas dépasser 0,1 pixel.

III.1.2.5. Reconstruction du champ cinématique

Dans une configuration stéréoscopique, l'image visée par chaque caméra doit être consultée seule. Pour chaque caméra, cette consultation consiste à obtenir les données du champ cinématique sur une grille cartésienne à partir des analyses de corrélations. Par suite, pour obtenir les données tridimensionnelles, on doit appliquer la reconstruction qui est un processus basé sur le déplacement de chaque plan d'image vers un plan d'objet.

Dans la présente étude, on a utilisé le logiciel Davis 10.1.0 de LaVision qui nous permet d'appliquer une calibration 3D pour le calcul du champ de vitesses, ainsi qu'une reconstruction stéréoscopique des champs de vecteurs vitesses des deux caméras afin d'obtenir la composante tridimensionnelle de l'écoulement (voir Figure II. 11).

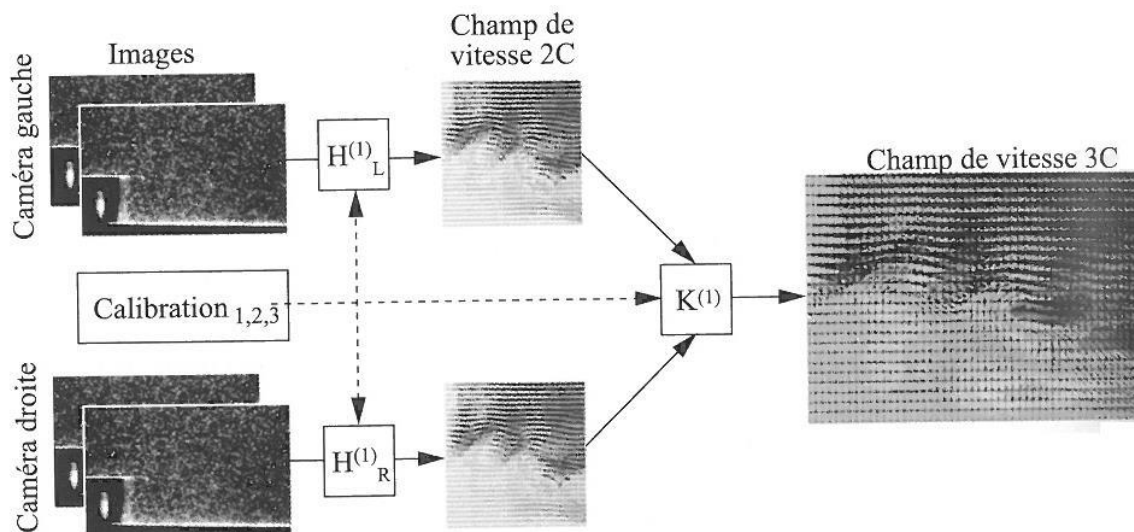


Figure II. 11 : Principe de la reconstruction Stéréoscopique (Boutier, 2012).

La reconstruction est basée sur une calibration 3D qui nécessite l'utilisation d'une mire de calibration tridimensionnelle (Soloff et al., 1997). Dans ce cas, les caméras relèvent simultanément les signaux fournis par les particules présentes dans le même plan éclairé. C'est pour cela que cette méthode de reconstruction ne nécessite pas la connaissance géométrique du système, ce qui est un plus par rapport à la calibration 2D. Ainsi, le plan image bidimensionnel « X » et le plan objet tridimensionnel « x » seront reliés par une fonction appelée « fonction mapping » définie pour chaque caméra comme suit :

$$X = F(x) \quad (\text{II. 2})$$

Ainsi, comme on l'a déjà expliqué, la fonction F est une approximation polynômiale du second ordre en z et du troisième ordre en x et y .

III.1.2.6. Double SPIV

Pour certaines configurations, l'application de la double PIV stéréoscopique « D-SPIV » est une nécessité. Hu et al. (2001) ont utilisé la PIV stéréoscopique à double plan « DP-SPIV ». Les plans de mesures choisis par Hu et al. (2001) sont très proches. Ainsi, ils ont utilisé la même méthode de séparation de direction de polarisation que Kähler et Kompenhans (1999) ont utilisé.

Hu et al. (2005) ont appliqué la PIV stéréoscopique à double plan « DP-SPIV » sur leur étude d'un flux de mélange à jet lobé pour deux plans différents. Ils ont étudié des nouvelles caractéristiques cruciales sur l'évolution et l'interaction des tourbillons.

Dans notre cas, la configuration présente une nécessité de la technique PIV stéréoscopique mais en un seul plan « D-SPIV ». En effet, dans notre cas, on a installé une tige de 4 mm de diamètre entre la bouche de soufflage du jet et la plaque fendue impactée. Ainsi, lors de l'application de la SPIV normale, une partie de la zone en-dessous de la tige serait cachée par l'ombre de la tige. En plus, la particule éclairée par la nappe laser et visée par la première caméra, ne peut être corrélée que si elle est visée par la deuxième caméra. Dans ce cas, c'est sûr que les deux caméras ne peuvent pas voir les mêmes particules si elles sont installées de part et d'autre de la tige. Pour cette raison, on était obligé d'installer deux caméras qui visent l'écoulement de la partie supérieure du jet et deux autres caméras qui visent la partie inférieure de la tige. Mais puisque l'écoulement qui passe par la partie inférieure de la tige n'est plus éclairé en totalité, on a installé un miroir avec un angle α pour éclairer la zone au-dessous de la tige.

La Figure IV. 12 montre une visualisation du champ brut de part et d'autre de la tige.

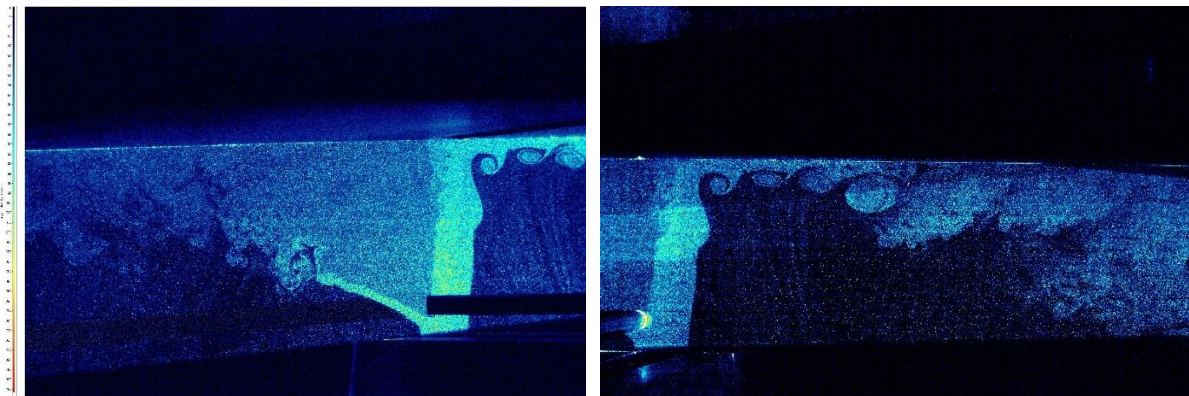


Figure IV. 12 (a) : partie inférieure du jet.

Figure IV. 12 (b) : partie supérieure du jet.

Figure IV. 12 : Champ brut de part et d'autre de la tige pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Sur la Figure IV. 12 (a) on montre le champ brut au-dessous de la tige tandis que sur la Figure IV. 12 (b) on montre le champ brut au-dessus de la tige. Pour joindre ces deux champs bruts et avoir le champ de vitesses global de l'écoulement, on a traité les images captées par les deux premières caméras avec la technique SPIV. De même, on a traité les images des deux dernières caméras, et suite à une programmation sur Matlab, on a uniformisé le pas spatial entre chaque fenêtre de corrélation pour qu'on puisse les joindre comme on peut le voir sur la Figure II. 13.

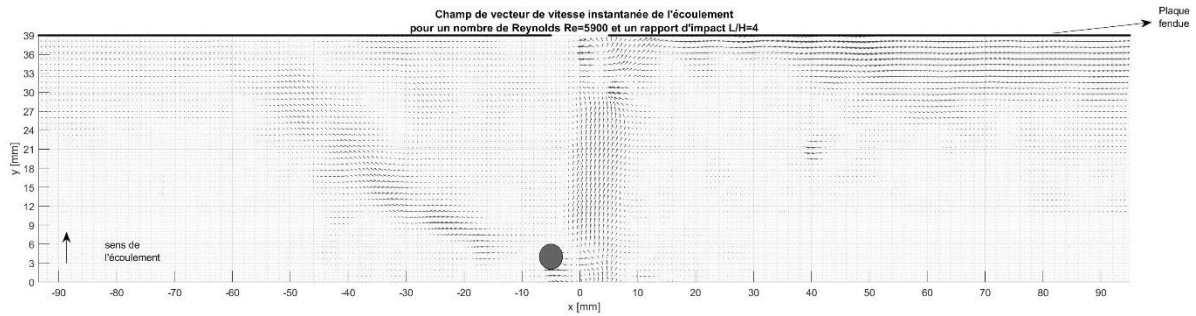


Figure IV. 13 : Champ de vecteurs vitesses reconstruit après traitement sur Matlab, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Puisqu'on a éclairé la partie inférieure de la tige par la réflexion de la nappe laser, cela nécessite une augmentation de la puissance du laser afin d'assurer le besoin de lumière pour une bonne corrélation dans la partie inférieure de la tige. Ainsi, cette augmentation de la puissance du laser, augmente les problèmes de réflexion sur les parois, c'est pour cela, sur la Figure IV. 13, on remarque qu'autour de la tige, les champs de vitesses présentent un comportement atypique. Cela est dû aux problèmes de réflexion et de saturation des capteurs autour de la tige.

III.1.3. Mise en œuvre dans notre dispositif expérimental

Afin de comprendre l'influence de la tige sur le champ acoustique, on a choisi d'analyser les écoulements où la tige réduit les nuisances sonores du champ acoustique. Puis, on a installé une double manip PIV stéréoscopique pour mesurer le champ dynamique de l'écoulement en présence de la tige. La double SPIV nécessite l'utilisation de 4 caméras (3 Phantom V 711 et 1 Phantom VEO 710) dont 2 caméras ont été installées au-dessus de la tige capable de réaliser les mesures SPIV de la partie supérieure de l'écoulement et 2 caméras ont été installées en-dessous de la tige pour réaliser les mesures de la partie inférieure de la tige (voir Figure II. 14).

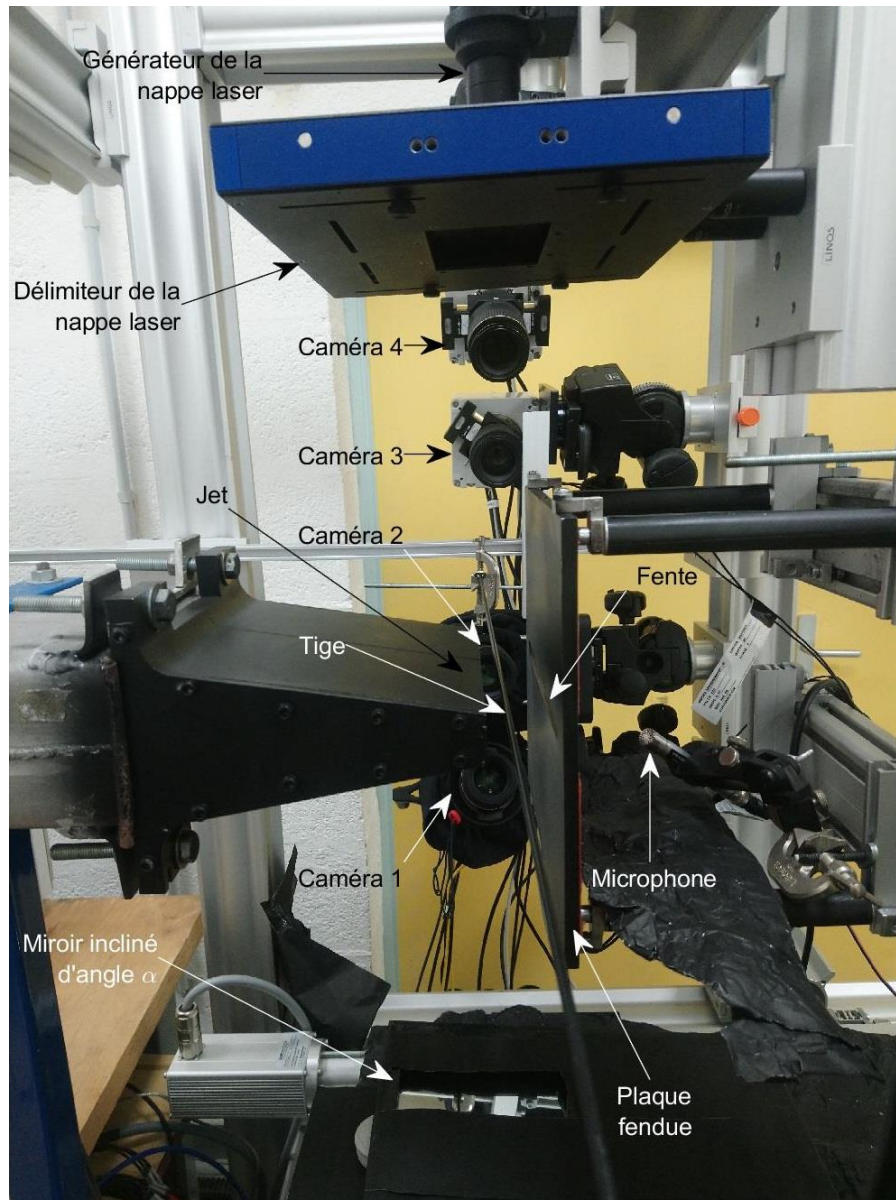


Figure II. 14 : Dispositif expérimental pour les acquisitions SPIV et acoustiques simultanées en présence d'une tige.

Puisque le laser éclaire l'écoulement d'en haut, la tige présente une ombre dans la partie inférieure de l'écoulement ce qui empêche, dans cette zone, les intercorrélations pour le calcul SPIV. Ainsi, pour éclairer la zone située au-dessous de la tige, on a installé un miroir en-dessous de la tige et loin de la zone de l'écoulement pour qu'il ne modifie pas la dynamique tourbillonnaire. Pendant cette phase, il faut bien ajuster la nappe réfléchissante du laser avec la nappe incidente. En plus, il faut incliner le miroir d'un angle α pour éclairer la zone sombre de façon que la nappe laser réfléchie soit dans le même plan que la nappe laser incidente et éclaire la zone sombre située au-dessous de la tige.

Aussi, comme il est normal que la partie située en-dessous de la tige soit moins lumineuse que la partie supérieure de la tige, on a augmenté la puissance du laser de façon à obtenir un éclairage suffisant au-dessous de la tige pour avoir des bonnes corrélations entre les particules afin de traiter les résultats SPIV.

Cependant, l'augmentation de la puissance laser cause un autre problème dû à la réflexion de la lumière aux points de contact de la nappe laser avec la tige. Dans la zone de réflexion, on ne peut pas effectuer nos mesures à cause de la saturation des capteurs des caméras ce qui peut aussi endommager les capteurs, c'est pour cela, qu'on a installé une corde métallique très fine de diamètre 1 mm entre le générateur et le délimiteur de la nappe laser de façon que l'ombre de cette corde cache la tige installée entre la buse et la plaque fendue. Pour éclairer à nouveau la partie sombre au-dessus de la tige, on a ajusté l'angle α du miroir de sorte que la lumière réfléchie éclaire la zone sombre au-dessus de la tige (voir Figure II. 15).

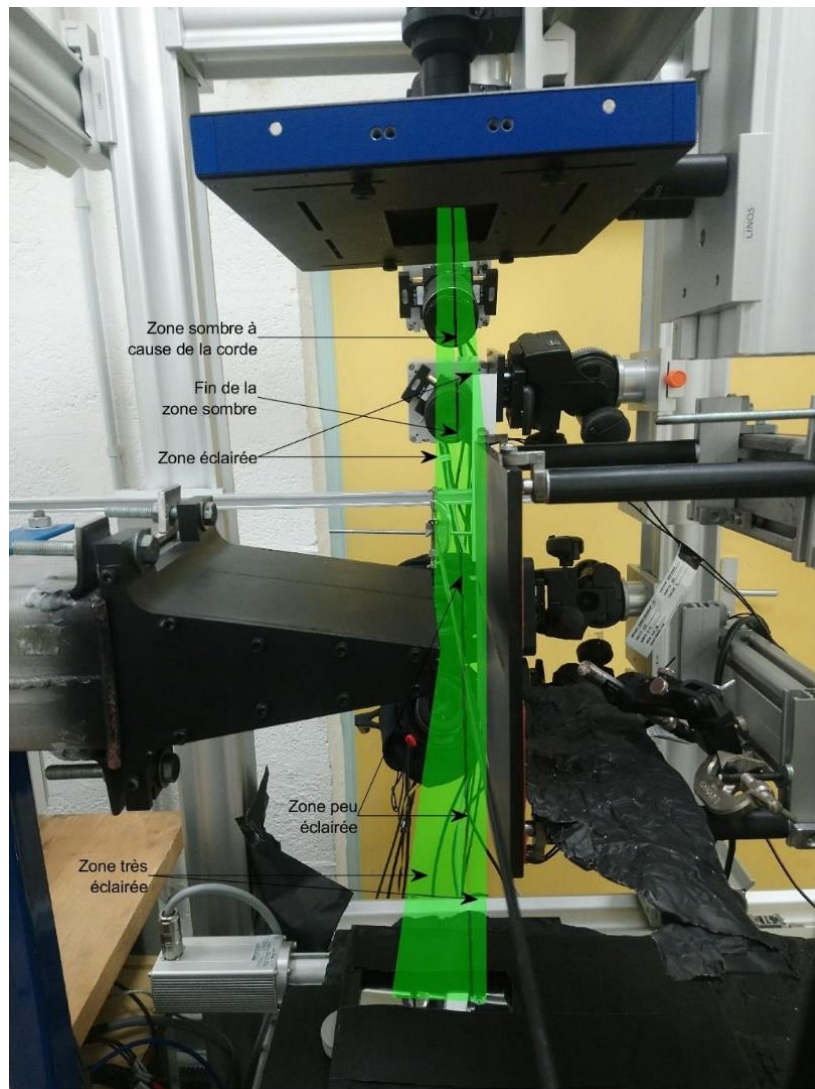


Figure II. 15 : Technique d'éclairage en présence d'une tige.

Ainsi, on distingue 4 zones d'éclairage. La première est une zone obscure à cause de l'ombre de la tige et l'absence de toute réflexion. La deuxième est une zone éclairée directement par la nappe laser. Tandis que la zone commune entre les rayons incidents et les rayons réfléchis est très éclairée, mais la zone située au-dessous de la tige et une partie de la zone située au-dessus de la tige ne reçoivent que des rayons réfléchis. C'est pour cela que ces zones sont peu éclairées.

Par la suite, les mesures SPIV étaient faites simultanément. Ainsi, deux caméras étaient situées au-dessus de la tige et deux caméras étaient situées au-dessous de la tige. Ces acquisitions

dynamiques étaient réalisées avec une fréquence d'échantillonnage de 2,5 KHz et pendant une seconde.

Enfin, pour qu'on puisse mesurer le champ dynamique et acoustique de l'écoulement simultanément, on a installé un trigger commandé par LabVIEW qui déclenche les acquisitions acoustiques et dynamiques en même temps. Ainsi, ces mesures acoustiques ont été échantillonnées à 15 KHz pendant la même durée que celle des mesures dynamiques échantillonnées à 2,5 KHz.

III.2. Estimation des incertitudes de nos mesures PIV

Plusieurs sources d'incertitudes peuvent impacter nos mesures SPIV. Ainsi, le choix des traceurs utilisés pendant l'ensemencement introduit une première source d'erreurs. D'autre part, la grande concentration des particules peut perturber l'écoulement dans sa convection, c'est pour cela, il faut optimiser la capacité d'ensemencement. En plus, il faut optimiser la surface de vision de la caméra pour éviter l'effet que certaines particules qui masquent d'autres.

Dans le but d'optimiser la densité et le déplacement des particules dans les fenêtres de corrélation de sorte que le déplacement de la particule soit compris entre 5 et 10 pixels, la fenêtre de corrélation doit contenir au moins cinq particules (Keane et Adrian, 1992). D'autre part, le diamètre des particules doit être ajusté selon l'application visée (Raffel et Kompenhans, 1994). Après avoir optimisé tous ces paramètres, il faut régler les objectifs afin d'obtenir une image nette et seigne des aberrations optiques.

D'après les études de Prasad et al. (1992), la taille optimale de l'image des particules doit être optimisée de 3 à 4 pixels. Ainsi, pour les capteurs CCD, l'incertitude de mesure sera estimée de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{20}$ de la taille de l'image de la particule. Dans la présente étude, la taille moyenne des images des particules est de l'ordre de 3 pixels. On est alors dans une incertitude de l'ordre de $\frac{1}{10}$ de l'image de la particule. D'autre part, cette incertitude est normalisée par le déplacement moyen des particules. Puisque le déplacement des particules dépend du nombre de Reynolds, ainsi cette erreur normalisée sera une fonction du nombre de Reynolds.

Raffel et al. (2018) ont montré que l'incertitude sur les valeurs des vitesses obtenues par la PIV sont liées à la précision de l'intercorrélation gaussienne à l'échelle inférieure au pixel et est donnée par :

$$U_{erreur} = \frac{1}{10} \times \left(S_{pix} \cdot \frac{M}{\Delta t} \right) \quad (II. 3)$$

Avec :

S_{pix}	Taille du pixel,
M	Facteur d'échelle de l'image,
Δt	Le pas temporel entre deux images successives.

Le temps Δt sera choisi de sorte que le pas de déplacement des particules entre deux images successives soit supérieur à 5 pixels et ne dépasse pas les 10 pixels. Ainsi, ce pas temporel doit être choisi en fonction du nombre de Reynolds Re .

Dans nos études, les calculs des incertitudes sont tout de suite calculés par le logiciel Davis 10.1.0 de LaVision, comme suit :

Vitesses de l'écoulement	Nombre de Reynolds	$Re = 5900$	$Re = 6700$
	V_x		1.92%
V_y		3.13%	3.47%
V_z		4.71%	4.22%

Tableau II. 1 : L'estimation des incertitudes de nos mesures PIV calculés à partir du logiciel Davis 10.1.0.

III.3. Mesures acoustiques

Pour les mesures acoustiques de cette étude, on a utilisé 4 microphones B&K de type 4189 derrière la plaque (le premier est central situé à 15 cm et les deux autres sont de part et d'autre du microphone central situé à 25 cm de la fente) et le quatrième microphone est situé à 2 m de la fente (voir Figure II. 4). Ces microphones sont pré-polarisés avec une bande passante $20 \text{ Hz} \leq f \leq 20 \text{ KHz}$ et leurs plages de mesures des niveaux acoustiques sont comprises entre 15.2 dB et 146 dB. On a effectué nos mesures acoustiques avec une fréquence d'échantillonnage de 15 KHz, pendant 3 secondes. Ces signaux acoustiques étaient acquis par le logiciel LabVIEW installé sur une station de National Instruments NI PXI 1036 munie d'une carte dynamique NI PXI 4496 (voir Figure II. 16) ayant 16 sorties échantillonnées simultanément avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 204,8 KHz et une résolution de 24 bits.



Figure II. 16 : Centrale de contrôle de National Instruments pour les acquisitions acoustiques, le contrôle des systèmes de déplacement et du débit d'air sortant de la buse du jet.

À chaque fois qu'un moteur des systèmes de déplacements se met en marche, les acquisitions acoustiques seront déclenchées. Pratiquement, un signal électrique sera acquis par une carte NI PXI 6289. Cette carte est dotée de 32 entrées analogiques pour les acquisitions des

signaux avec une précision de 18 bits et une fréquence d'échantillonnage maximale de 625 KHz. En plus, elle possède 4 sorties analogiques capable de générer des signaux de $\pm 11 V$ avec une précision de 16 bits, et de 48 entrées/sorties numériques (Digital I/O/PFI) de précision 32 bits. Ainsi, ce signal acquis joue le rôle d'un trigger qui va déclencher les acquisitions acoustiques après que les bruits des moteurs s'arrêtent comme on a déjà expliqué ci-dessus (voir paragraphe II.2). Avant chaque campagne de mesures, on a effectué 3 acquisitions acoustiques de bruit du fond séparées dans le temps de 30 secondes sans que le jet soit en marche. Puis, on a effectué les 1085 acquisitions pour chaque nombre de Reynolds, comme on a déjà expliqué dans le paragraphe II.2.

Une fois qu'on a effectué toutes les mesures acoustiques, cette base de données sera traitée sur Matlab afin d'étudier l'influence des positions de la tige sur le champ acoustique rayonné. En plus, une analyse spectrale sera réalisée afin d'appréhender l'effet de la tige sur le champ acoustique de l'écoulement suivant la position de la tige.

Chapitre III : Acoustique de l'écoulement sans et en présence d'un mécanisme de contrôle

I. Introduction	53
II. Influence du nombre de Reynolds sur le champ acoustique	53
<i>II.1. Mesure du niveau acoustique.....</i>	<i>55</i>
<i>II.2. Variation des fréquences acoustiques en fonction du nombre de Reynolds.....</i>	<i>57</i>
III. Influence de l'introduction de la tige dans l'écoulement sur le champ acoustique	61
<i>III.1. Nombre de Reynolds $Re = 5900$</i>	<i>62</i>
Analyse spectrale du champ acoustique rayonné	66
<i>III.2. Nombre de Reynolds $Re = 6700$</i>	<i>73</i>
Analyse spectrale du champ acoustique rayonné	78
IV. Conclusion.....	83

I. Introduction

Dans ce chapitre, on va étudier et analyser le champ acoustique de l'écoulement généré par un jet impactant une plaque fendue en fonction du nombre de Reynolds. Dans un premier temps sans obstacles incorporés au sein de l'écoulement, en relevant les niveaux acoustiques et en calculant les fréquences des champs acoustiques rayonnés. Puis, en perturbant l'écoulement par l'introduction d'une tige cylindrique de dimension astucieusement choisie pour constituer, par la suite, un dispositif de contrôle. Cette étude a été menée en expérimentant différentes positions des tiges au sein de l'écoulement. Ces expérimentations seront également répétées pour des nombres de Reynolds présentant des nuisances sonores, en absence de dispositif de contrôle, afin d'évaluer l'action de ce dernier et de rechercher les positionnements les plus efficaces.

Ainsi, on va d'abord analyser en fonction du nombre de Reynolds les évolutions des niveaux acoustiques et des fréquences associées, générés par cet écoulement impactant. Ensuite, pour des nombres de Reynolds produisant des pics de niveau acoustique dus à l'installation de boucles de son auto-entretenu, on va expérimenter l'influence de l'introduction d'un dispositif de contrôle au sein de l'écoulement, sur le champ acoustique rayonné. On évaluera ainsi, les positions optimales.

Cette étude est menée pour un rapport d'impact de 4 ($\frac{L}{H} = 4$), avec une tige de 4 mm de diamètre en balayant tout l'espace de l'écoulement avec ce dispositif de contrôle en le positionnant en 1085 points grâce au système de déplacement présenté au chapitre II. Le maillage de positionnement du dispositif de contrôle au sein de l'écoulement est réalisé pour $3 \text{ mm} \leq Y \leq 37 \text{ mm}$ avec un pas de ΔY de 1 mm et pour $-15 \text{ mm} \leq X \leq +15 \text{ mm}$ avec un pas de ΔX de 1 mm.

II. Influence du nombre de Reynolds sur le champ acoustique

Pour des travaux expérimentaux, la reproductibilité des expériences et des phénomènes observés est essentielle pour pouvoir en tirer des conclusions. En effet, il est indispensable de vérifier le comportement de ces phénomènes avant de les étudier. Ils peuvent être stables et parfaitement reproductibles. Ils peuvent aussi être instables et totalement aléatoires. On peut également retrouver ces deux comportements à des degrés différents selon les configurations et conditions expérimentales traitées.

De ce fait, nous avons commencé par l'analyse de l'acoustique en fonction du nombre de Reynolds, en absence d'obstacles au sein de l'écoulement, et en prenant des chemins différents : le premier ascendant, et le second descendant.

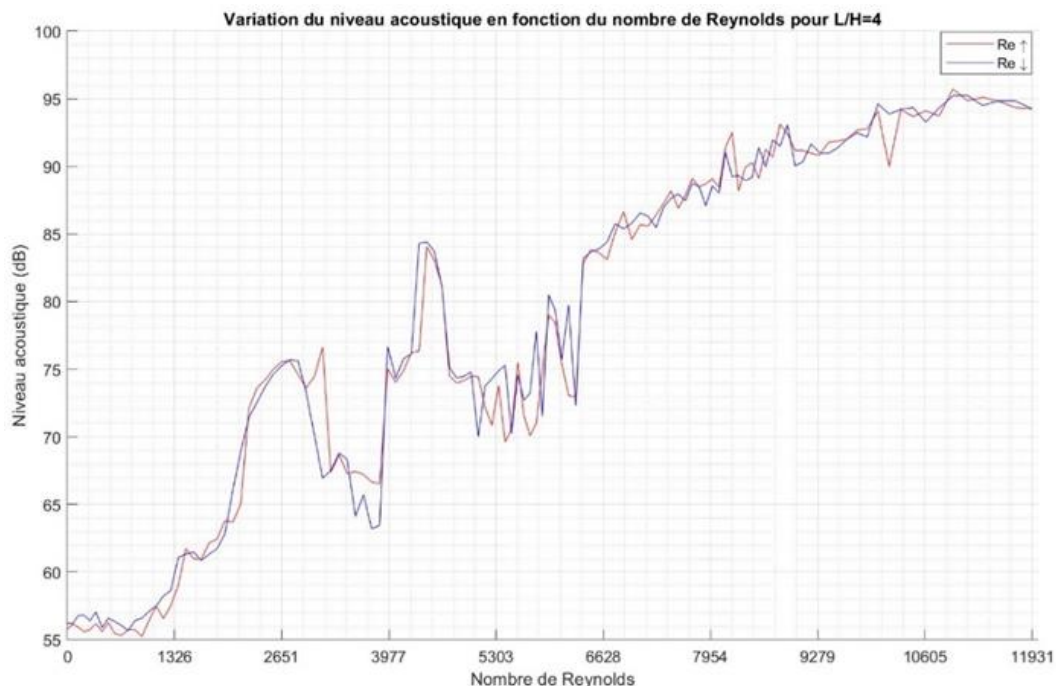


Figure III. 1 : Étude de la reproductibilité des niveaux acoustiques en fonction du nombre de Reynolds pour des variations ascendantes et descendantes : rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 1 montre la variation du niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds pour une distance d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Ainsi, pendant l'augmentation et la diminution du nombre de Reynolds, compte tenu des conditions expérimentales, les deux courbes présentent quasiment la même allure avec parfois des différences un peu plus marquées au niveau des nombres de Reynolds où des transitions ou des instabilités apparaissent dans l'écoulement. Cette expérience a été répétée à plusieurs reprises, les courbes ont gardé la même allure et le comportement des différences n'avait pas de caractère répétitif ; ce qui nous conduit à conclure à l'absence de phénomènes d'hystérésis.

Dans le cas d'un écoulement qui impacte une surface fendue, pour certaines configurations, la présence d'une singularité pourrait générer l'installation d'une boucle de sons auto-entretenus.

En effet, dans certaine configuration de dynamique tourbillonnaire et de confinement, un jet d'air impactant une surface fendue peut générer une boucle de sons auto-entretenus résultant de l'interaction entre les structures tourbillonnaires de l'écoulement avec une singularité de l'obstacle heurté (Blake et Powell, 1986 ; Ho et Nosseir, 1981). Cette génération acoustique intense se résume comme suite : premièrement le transfert d'énergie des structures tourbillonnaires vers le champ acoustique induit un rayonnement acoustique. Deuxièmement, les perturbations de l'onde acoustique générée remontent l'écoulement pour contrôler le détachement tourbillonnaire afin d'optimiser le transfert énergétique vers le champ acoustique : c'est la boucle de rétroaction. Le son généré est un son auto-entretenu caractérisé par un bruit de raie marqué par des niveaux acoustiques élevés générant des nuisances sonores (voir Figure III. 2).

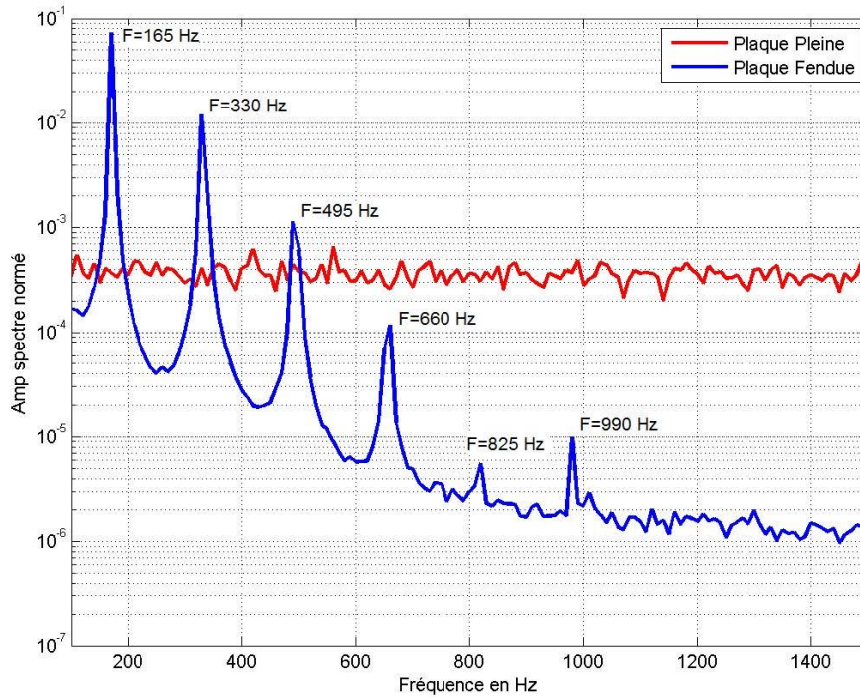


Figure III. 2 : Spectres des signaux acoustiques pour $Re=5435$ et $\frac{L}{H} = 4$ (Assoum, 2013).

Ce son peut être strident et ses caractéristiques (fréquence et intensité) dépendent de plusieurs paramètres (le nombre de Reynolds, la distance d'impact, la géométrie de la buse). Ainsi, pour caractériser les sons relevés au cours de nos travaux, on a analysé leurs niveaux acoustiques ainsi que leurs fréquences.

II.1. Mesure du niveau acoustique

L'étude acoustique a été menée avec notre dispositif expérimental présenté dans le 2^{ème} chapitre. Une vue d'ensemble du dispositif est donnée sur la Figure II. 2. Un flux d'air, généré par un compresseur, traverse un volume d'amortissement puis un tube de 1250 mm de longueur et de section rectangulaire (190 mm × 90 mm) suivi d'un convergent créant un jet rectangulaire de hauteur $H = 10$ mm et de largeur $l = 190$ mm. Le jet heurte une plaque en aluminium de 4 mm d'épaisseur, munie d'une fente biseautée à 45° (voir Figure II. 2) de mêmes dimensions que la sortie du convergent et alignée avec celui-ci. La partie biseautée est dirigée vers l'aval.

Pour caractériser le champ acoustique rayonné, comme indiqué dans le chapitre 2, des microphones B&K de type 4198 ont été placés derrière la plaque fendue. La fréquence d'échantillonnage choisie est de 15 KHz avec 3 secondes de durée d'acquisition. Ces signaux acoustiques étaient acquis par une carte dynamique NI – PXI 4496 (voir Figure II. 16) ayant 16 sorties échantillonnées simultanément avec une fréquence d'échantillonnage maximale de 204,8 KHz par voie d'acquisition. La résolution de la carte est de 24 bits. La carte est installée dans une station National Instruments NI – PXI 1036. L'ensemble est piloté par le logiciel LabVIEW.

Après avoir mesuré les pressions acoustiques, les niveaux de pressions acoustiques L_p ont été calculés :

$$L_p = 10 \times \log_{10} \left(\frac{P_{eff}^2}{P_0^2} \right) = 20 \times \log_{10} \left(\frac{P_{eff}}{P_0} \right) \quad (\text{III. 4})$$

L_p	Niveau de pression acoustique (dB),
P_{eff}	Pression acoustique efficace (Pa),
P_0	Pression acoustique de référence (seuil de perception) = 2×10^{-5} Pa

Dans le cas d'un signal acoustique non sinusoïdal, la pression efficace P_{eff} est donnée :

$$P_{eff} = \sqrt{\frac{1}{t_i} \cdot \int_{t-t_i}^t p^2(t) \cdot dt} \quad (\text{III. 5})$$

Dans le cas d'un signal discrétisé, cette relation prend la forme suivante :

$$P_{eff} = \sqrt{\frac{1}{N} \cdot \sum_{n=0}^N p_n^2} \quad (\text{III. 6})$$

| N Nombre d'échantillon acquis.

Dans ce chapitre, le champ acoustique rayonné autour du jet impactant la plaque fendue a été mesuré pour une plage des nombres de Reynolds qui varie entre 0 et 12 000 ($0 < Re \leq 12\,000$). La distance d'impact entre la sortie du jet et la plaque heurtée a été fixée à $4H$ ($\frac{L}{H} = 4$).

La Figure III. 1 montre la variation de la pression acoustique L_p en fonction du nombre de Reynolds. On remarque, d'abord, et d'une façon générale, que l'évolution des niveaux acoustiques n'est ni uniforme, ni régulière. Elle s'opère par des sauts (vers le haut ou vers le bas). Ces sauts présentent parfois de très fortes pentes faisant évoluer le niveau acoustique de 10 à 15 % pour une toute petite variation du nombre de Reynolds. On remarque également la présence de pics autour de certains nombres de Reynolds. Ainsi, par exemple, autour de $Re \approx 4500$, le niveau acoustique augmente de 76 dB à 85 dB, et diminue ensuite à 74 dB. Cela met en évidence l'installation du son auto-entretenu. On retrouve ce phénomène pour plusieurs Reynolds étudiés.

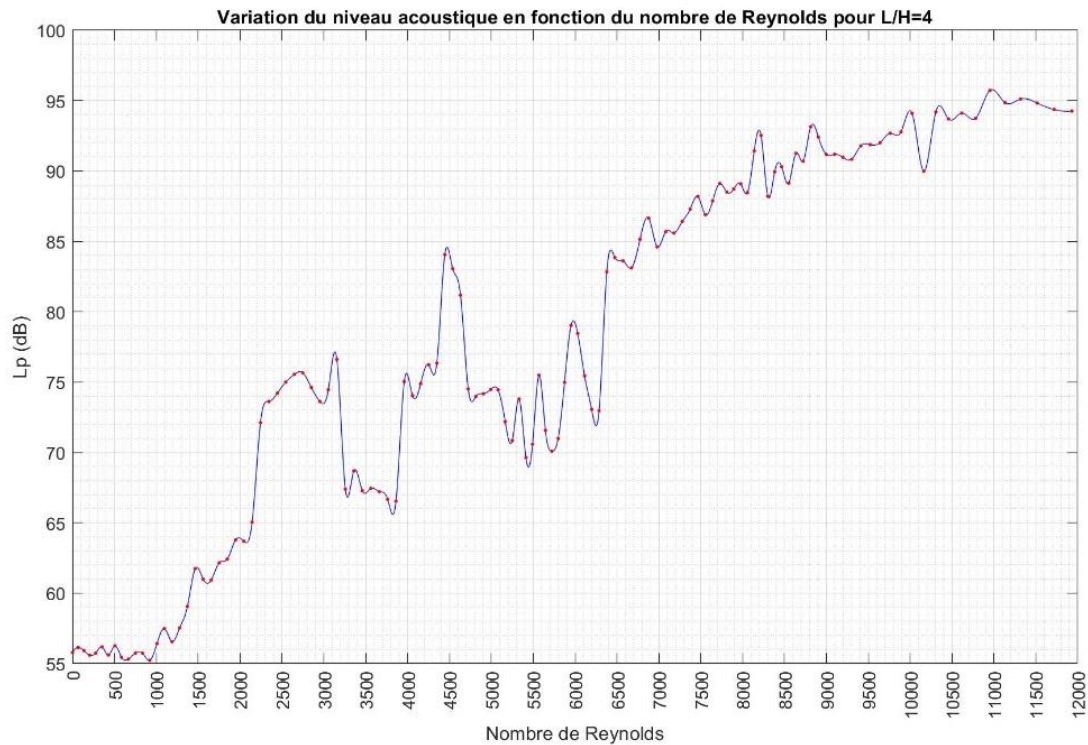


Figure III. 3 : Variation du niveau acoustique en fonction du nombre de Reynolds pour $\frac{L}{H} = 4$.

Avec la Figure III. 3, on a pu mettre en évidence les nombres de Reynolds pour lesquels on suspecte l'installation des sons auto-entretenus qui pourraient présenter des nuisances sonores. Pour identifier ces phénomènes, une analyse des pressions acoustique mesurées ainsi que leurs spectres de fréquences nous permettra d'appréhender les sons auto-entretenus qui présentent les plus forts pics concernant leurs niveaux acoustiques.

II.2. Variation des fréquences acoustiques en fonction du nombre de Reynolds

Pour chaque nombre de Reynolds, l'acquisition de la pression acoustique a été faite avec des microphones B&K de type 4189 par l'intermédiaire d'une carte d'acquisition comme mentionné précédemment. La fréquence d'échantillonnage est de 15 KHz et la durée d'acquisition est de 3 secondes.

Compte tenu des fréquences des phénomènes appréhendés, la fréquence d'échantillonnage choisie nous permet de bien reconstruire le signal mesuré en retrouvant les fréquences car elle respecte le théorème de Shannon qui exige que la fréquence d'échantillonnage soit au minimum égale au double de la fréquence du phénomène appréhendé. En effet, dans notre étude, et pour les nombres de Reynolds étudiés, les fréquences acoustiques appréhendées ne dépassent pas 400 Hz.

Pour la détermination de la fréquence acoustique, on a appliqué la transformée de Fourier discrète. Ainsi, on obtient un échantillonnage aux fréquences $\frac{2\pi K}{NT}$ par la relation suivante sur l'intervalle de temps $[0, (N - 1) T]$:

$$\hat{F}\left(\frac{2\pi k}{NT}\right) = \sum_{n=0}^{N-1} f(nT) e^{i\frac{2\pi kn}{N}} \quad (\text{III. 7})$$

Avec :

\hat{F}	Transformée de Fourier de la fonction f ,
k	Nombre d'onde, $k \in N, k = 0, 1, 2, \dots, N - 1$,
N	Nombre des acquisitions,
T	Période d'échantillonnage ($T = \frac{1}{f_e}$).

Ou, en modifiant les notations, on peut aussi l'écrire sous la forme suivante :

$$\hat{F}_k = \sum_{n=0}^{N-1} f_n e^{i\frac{2\pi kn}{N}} \quad (\text{III. 8})$$

Par exemple, pour un signal acoustique d'un son auto-entretenu dont la fréquence la plus énergétique est $f_0 = 200 \text{ Hz}$, l'application de la transformée de Fourier produit le spectre suivant :

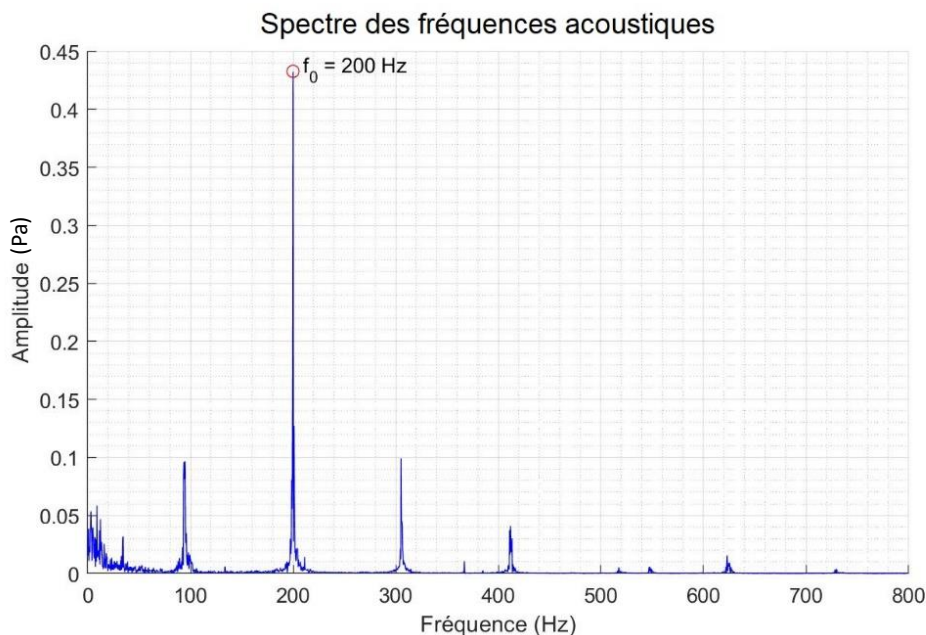


Figure III. 4 : Spectre d'un signal acoustique de son auto-entretenu de fréquence la plus énergétique $f_0 = 200 \text{ Hz}$.

D'après le spectre de la Figure III. 4, on remarque l'installation d'un son auto-entretenu dont la fréquence la plus énergétique est $f_0 = 200 \text{ Hz}$.

Pour chaque nombre de Reynolds, le spectre du signal acoustique sera calculé pour déterminer la fréquence la plus énergétique qui sera associée au nombre de Reynolds concerné. Ainsi, la Figure III. 5 représente la fréquence la plus énergétique pour chaque nombre de Reynolds expérimenté et pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

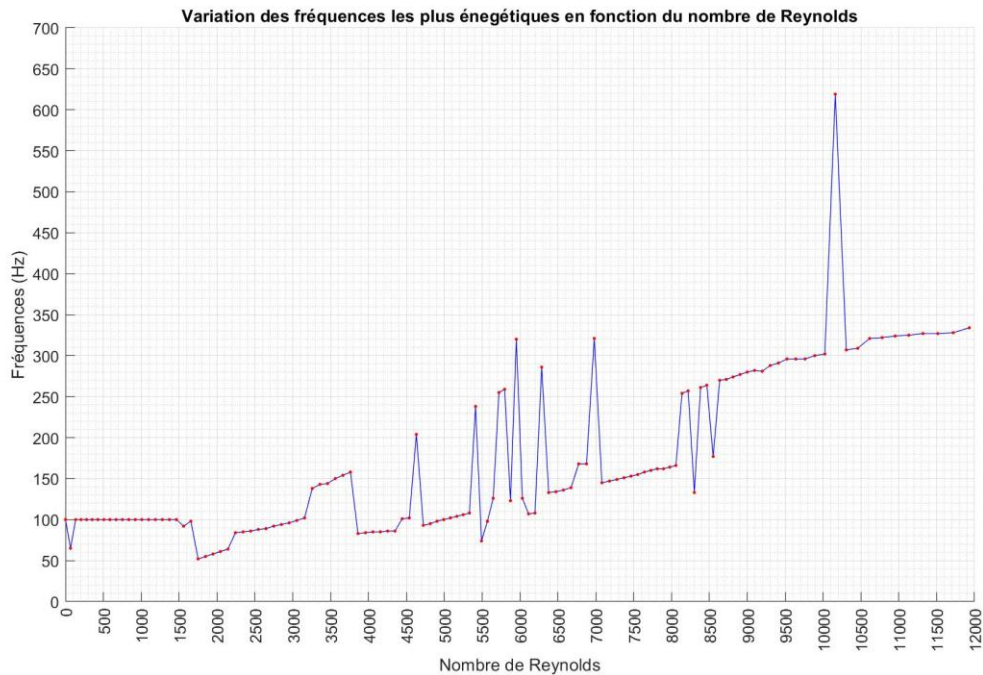


Figure III. 5 : Évolution des fréquences acoustiques la plus énergétique en fonction du nombre de Reynolds pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

On remarque, par exemple, qu'autour du $Re = 5800$, la fréquence fluctue entre 125 Hz et 250 Hz et une petite variation de Reynolds fait passer la fréquence la plus énergétique de 125 Hz à 250 Hz . Ceci montre qu'autour de Reynolds $Re \approx 5800$ que la dynamique tourbillonnaire responsable de la boucle d'auto-entretien n'est pas stable (Alkheir et al., 2019; Assoum et al., 2019 ; 2014).

Afin d'analyser l'évolution, en fonction du nombre de Reynolds et de la fréquence la plus énergétique du niveau acoustique installé, on a superposé ces deux courbes sur une seule figure (voir Figure III. 6).

Ainsi, sur la Figure III. 6, la courbe en bleu représente les niveaux acoustiques dont les valeurs sont indiquées sur l'axe de gauche. La courbe en rouge représente la variation des fréquences les plus énergétiques dont les valeurs sont mentionnées sur l'axe de droite de cette même figure.

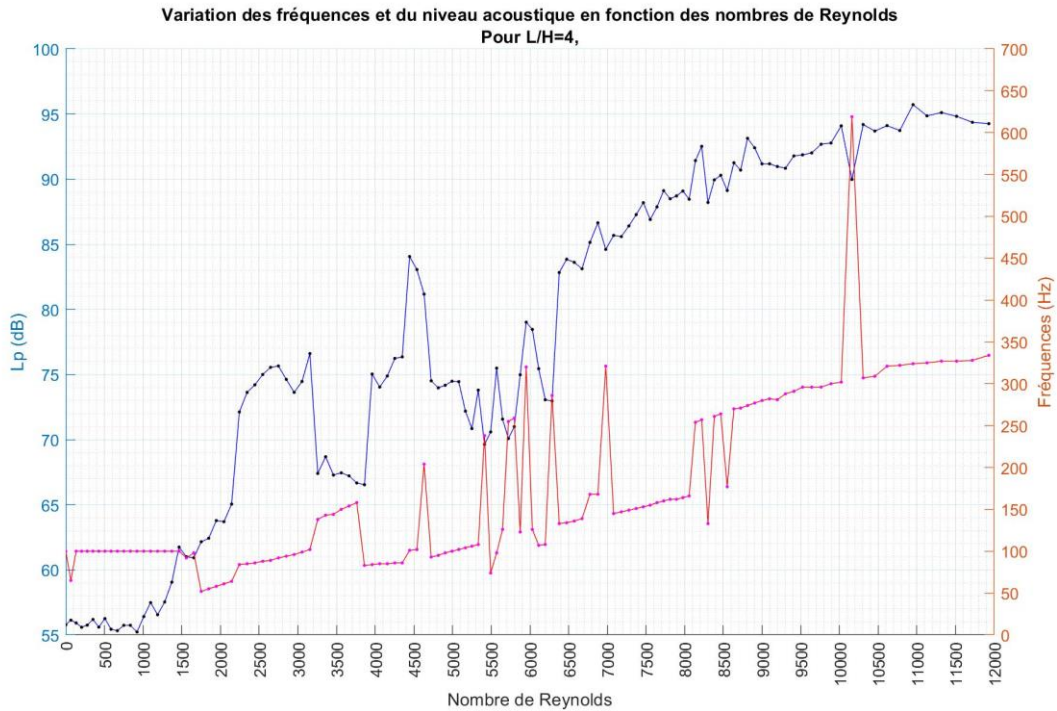


Figure III. 6 : Superposition des niveaux de pression acoustiques et des fréquences les plus énergétiques en fonction du nombre de Reynolds pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

Après avoir analysé le comportement acoustique du jet impactant une plaque fendue en fonction des nombres de Reynolds, on a voulu étudier ce même comportement en présence d'un obstacle introduit au sein de l'écoulement. Ainsi, une tige de diamètre de 4 mm a été installée entre la sortie du jet et la plaque fendue heurtée par le jet. De ce fait, on a procédé à des expérimentations pour certaines valeurs du nombre de Reynolds. Les positions de la tige ont balayé tout le volume de la zone d'écoulement : de la sortie du jet jusqu'à la fente (voir Figure III. 7).

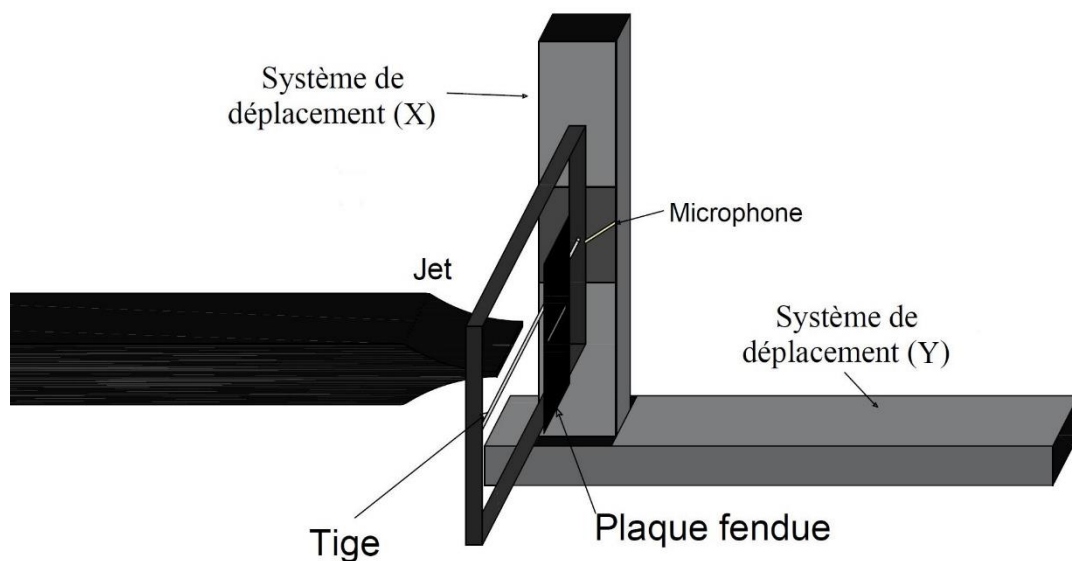


Figure III. 7 : Dispositif de déplacement de la tige entre la sortie du jet et la plaque fendue.

Pour appréhender finement l'influence des perturbations de l'écoulement par la tige sur le champ acoustique rayonné, une tige rigide de 4 mm de diamètre qui est repérée par le centre du diamètre de sa section a occupé plusieurs positions. Pour ne pas toucher ni la buse de sortie, ni la plaque, il a été laissé 3 mm de distance de sécurité de part et d'autre. Ainsi, les positions horizontales occupées sur l'axe des Y sont : $3 \text{ mm} \leq Y \leq 37 \text{ mm}$ et les positions verticales occupées sur l'axe des X sont : $-15 \text{ mm} \leq X \leq +15 \text{ mm}$. Le pas de déplacement horizontal est $\Delta Y = 1 \text{ mm}$ et le pas de déplacement vertical est $\Delta X = 1 \text{ mm}$. Ainsi, l'influence de 1085 positions occupées par la tige a été explorée.

III. Influence de l'introduction de la tige dans l'écoulement sur le champ acoustique

Après avoir repéré, dans le paragraphe précédent, les nombres de Reynolds qui présentent des pics de niveaux acoustiques, nous avons expérimenté certains de ces régimes pour évaluer l'efficacité des dispositifs de contrôle que nous avons conçus, et ainsi, quantifier la réduction des nuisances sonores qu'ils apportent. De ce fait, dans ce paragraphe, on va présenter les résultats de cette étude qui mettent en relief l'influence des perturbations de l'écoulement par l'introduction d'une tige de 4 mm sur le comportement du champ acoustique rayonné. L'étude a été menée pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

Comme il a été précisé au début de ce paragraphe, cette étude a été menée pour des nombres de Reynolds afin d'évaluer les performances des obstacles introduits dans le jet. Ainsi, nous avons ciblé $Re = 5900$ et $Re = 6700$ dont l'écoulement de chacun, présente une boucle de son auto-entretenu avec des niveaux de pressions acoustiques L_p relativement élevés. Ils sont respectivement de 79 dB et de 83 dB. De plus, comme le montre la Figure III. 6, les niveaux acoustiques occupent des maximums relatifs avec une sensibilité accrue aux variations du nombre de Reynolds Re .

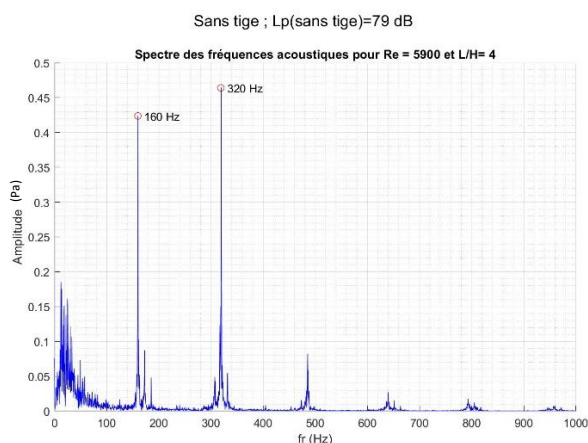


Figure III. 8 (a) : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 5900$, sans tige.

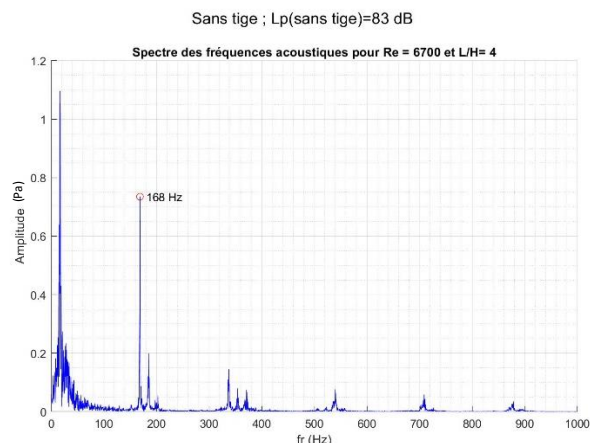


Figure III. 8 (b) : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 6700$, sans tige.

Figure III. 8 : Spectre des fréquences acoustiques pour les nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, sans tige.

Les Figure III. 8 (a) et (b) donnent les spectres des nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$. Elles montrent que les fréquences fondamentales des sons auto-entretenus sont respectivement 320 Hz et 168 Hz .

Ce comportement fréquentiel laisse présager une organisation de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement différente pour les deux nombres de Reynolds. Ces organisations tourbillonnaires seront détaillées dans le chapitre suivant.

III.1. Nombre de Reynolds $Re = 5900$

La Figure III. 9 présente les résultats des niveaux acoustiques L_p à partir des mesures des pressions acoustiques relatives aux 1085 positions occupées par la tige. Elle montre l'influence des perturbations de l'écoulement introduites par la tige sur le champ acoustique rayonné. Notons aussi que pour ce Reynolds ($Re = 5900$) avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, en absence de la tige, le niveau de pression acoustique produit par le son auto-entretenu était de $L_p = 79 \text{ dB}$.

L'analyse de la Figure III. 9 fait ressortir 3 zones :

1. La première zone où les perturbations de l'écoulement générées par la présence de la tige provoquent une diminution du niveau de pression acoustique L_p qui peut atteindre -21 dB du champ acoustique rayonné. L'analyse spectrale montre que cette diminution s'accompagne d'une disparition totale de la boucle de sons auto-entretenus. Cette zone est en couleur bleue sur le graphe. Elle a une hauteur H (hauteur de la buse) et est située de part et d'autre de l'axe de symétrie du jet. Cette symétrie se dégrade à partir d'une distance longitudinale H de la sortie de la buse. Néanmoins, l'efficacité reste significative jusqu'à une distance de 24 mm de la sortie du jet.
2. La deuxième zone, en couleur orange et jaune, il y a une augmentation du champ acoustique qui peut atteindre jusqu'à $+12 \text{ dB}$. Par contre, l'analyse spectrale montre que la boucle du son auto-entretenu a complètement disparue. Cette zone qui n'est pas symétrique par rapport à l'axe du jet, occupe longitudinalement (axe des y) environs 28 mm à partir de la sortie du jet et les positions verticales (axe des x) sont comprises approximativement entre $-0,65 < \frac{x}{H} < -0,45$. On peut noter que cette zone s'évase progressivement d'une façon non symétrique à partir de la position longitudinale $\frac{y}{H} = 1$ jusqu'à $\frac{y}{H} = 2,5$. On peut remarquer aussi une petite zone au niveau de la plaque qui représente une petite augmentation assez significative du niveau du champ acoustique.
3. La troisième zone, en dehors des zones 1 et 2, où la tige ne perturbe quasiment pas le champ acoustique rayonné. Ce dernier garde le même niveau acoustique avec les mêmes caractéristiques fréquentielles en absence de la tige.

Tige de diamètre 4 mm ; H=10 mm ; Lp (sans tige)=79 dB

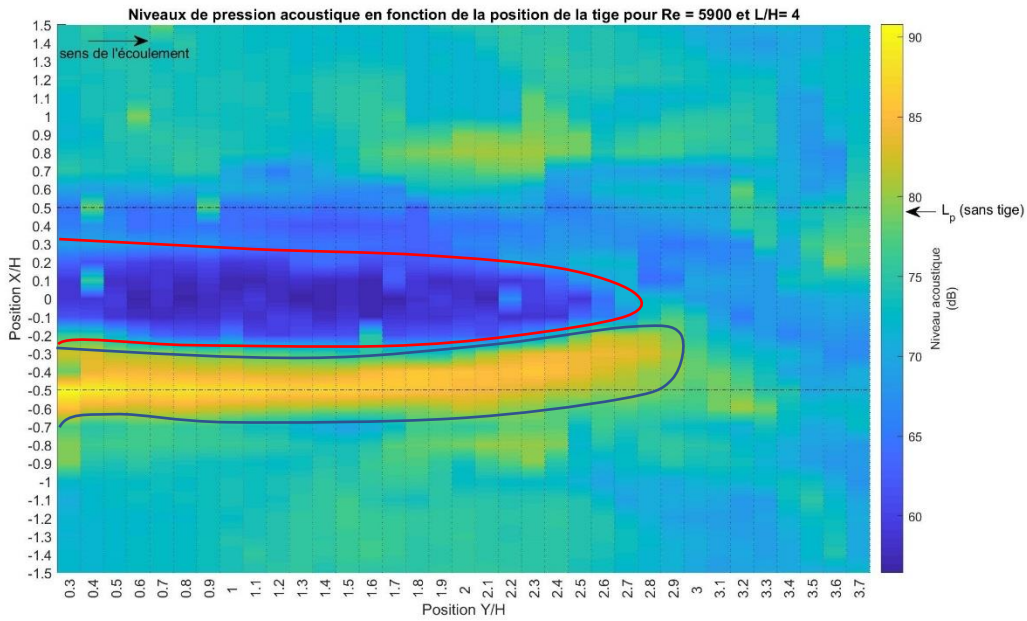


Figure III. 9 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

Une autre manière d'appréhender l'influence des perturbations de l'écoulement introduites par la tige sur la production du son auto-entretenu, est de calculer le gain $G_i (dB)$.

$$G_i (dB) = 20 \times \log_{10} \left(\frac{Lp_i}{Lp_{ref}} \right) \tag{III. 9}$$

- G_i Gain acoustique pour chaque position de la tige (dB),
- Lp_i Niveau acoustique pour chaque position de la tige (dB),
- Lp_{ref} Niveau acoustique en absence de la tige (dB).

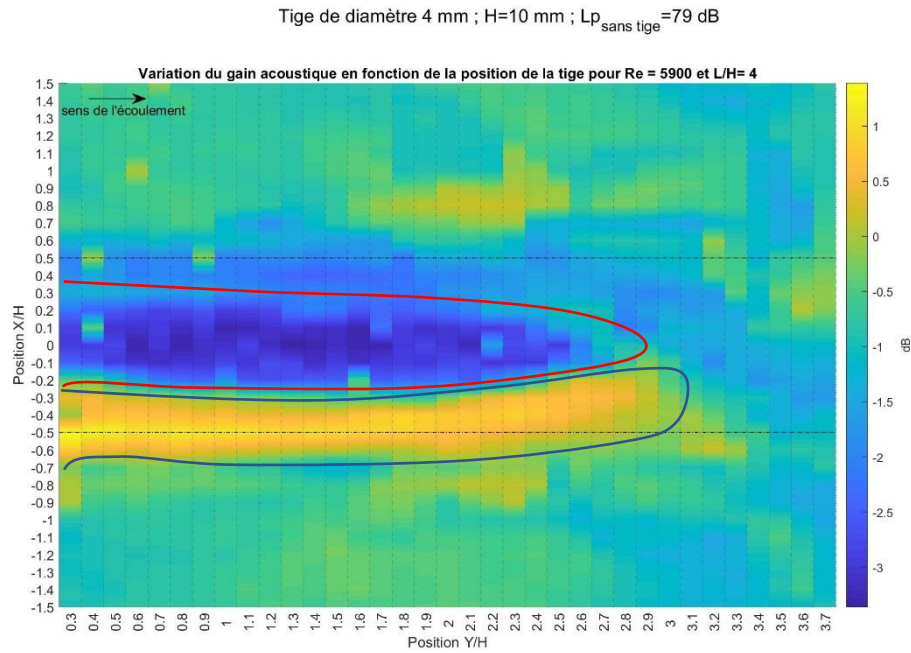


Figure III. 10 : Distribution du Gain acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

La Figure III. 10, fait ressortir, avec une représentation différente, les mêmes conclusions que celles remarquées en analysant la courbe Figure III. 6 et qui indique les variations du niveau acoustique. Elle permet de repérer rapidement les positions de la tige qui permettent la diminution ou l'augmentation du niveau de pression acoustique L_p .

Ces deux courbes nous renseignent d'une façon précise sur les positions de la tige de 4 mm de diamètre qui permettent de diminuer efficacement le niveau acoustique rayonné (zone 1).

Compte tenu de la quantité d'informations apportées par les Figure III. 9 et III. 10, il serait judicieux, pour extraire rapidement les informations appropriées par la représentation de deux courbes (Figure III. 11 et Figure III. 12) qui offrent un accès rapide aux positions optimales du gain.

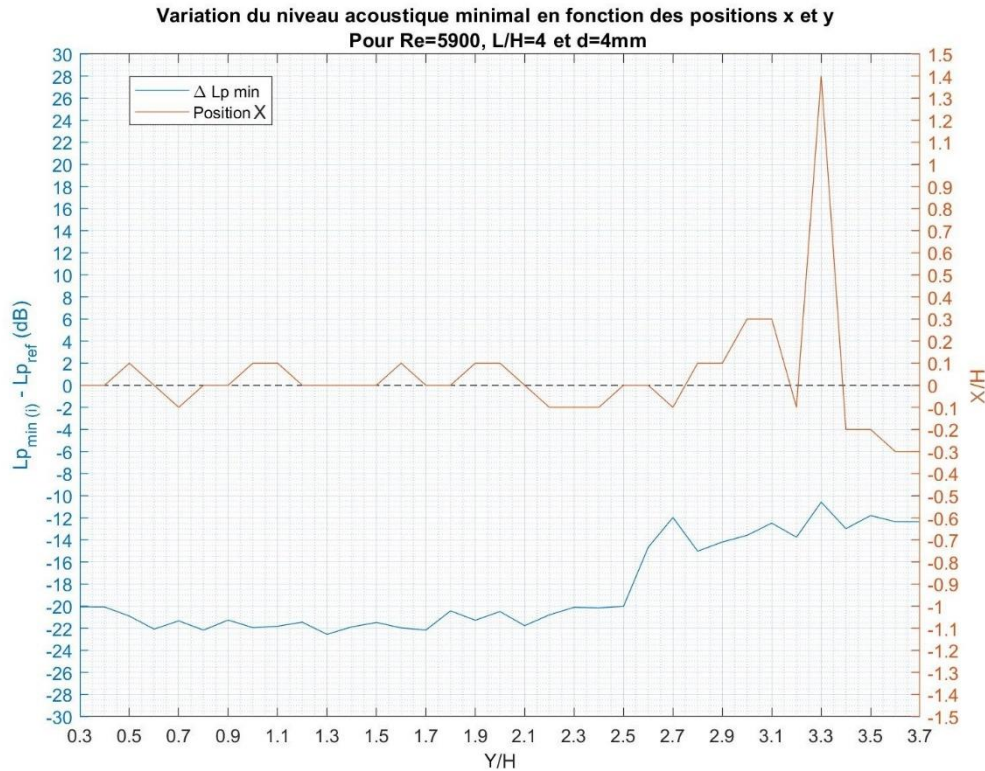


Figure III. 11 : Maximums des diminutions des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

Ainsi, la Figure III. 11 représente les maximums de diminution des niveaux acoustiques calculés à partir des mesures effectuées sur un axe vertical : position longitudinale y fixe et la hauteur varie en prenant les valeurs $-1,5 \leq \frac{X}{H} \leq +1,5$. Pour balayer tout l'espace de mesure, la procédure a été répétée pour toutes les positions longitudinales x .

Les résultats sont représentés sur la courbe en bleu de la Figure III. 11. Pour accéder rapidement à la position de la tige qui offre cette diminution, sur la même figure, les positions sont représentées par la courbe en rouge. Par exemple : la diminution d'environ -22 dB (courbe bleu) est obtenue pour la position longitudinale $\frac{Y}{H} = 0,6$ associée à la position verticale $\frac{X}{H} = 0$ (courbe rouge).

La Figure III. 11 montre que les diminutions du niveau acoustique sont importantes (inférieure à -20 dB) lorsque la tige occupe les positions longitudinales de la tige $\frac{Y}{H} < 2,2$ associées aux positions verticales $-0,1 < \frac{X}{H} < +0,1$. Cette diminution se dégrade lorsque la tige s'approche de la plaque tout en restant toujours inférieure à -10 dB .

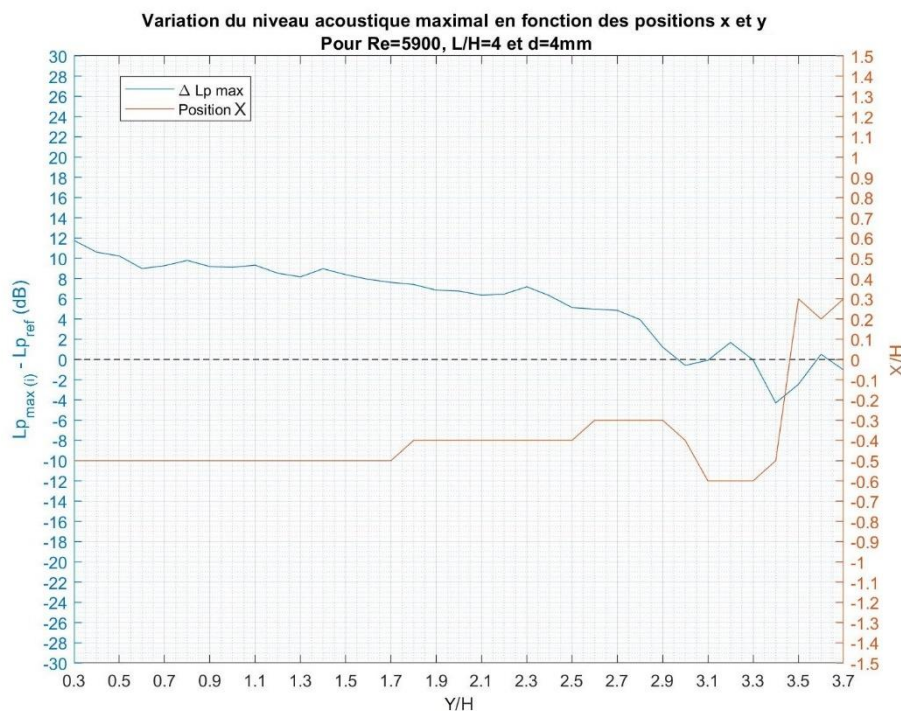


Figure III. 12 : Maximums des augmentations des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

De la même façon, la Figure III. 12 représente les maximums d'augmentations des niveaux acoustiques calculés à partir des mesures effectuées sur un axe vertical : position longitudinale Y fixe et la hauteur varie en prenant les valeurs $-1,5 \leq \frac{X}{H} \leq +1,5$. Pour balayer tout l'espace de mesure, la procédure a été répétée pour toutes les positions longitudinales Y .

Les résultats sont représentés sur la courbe en bleu de la Figure III. 12. Pour accéder rapidement à la position de la tige qui offre cette augmentation, sur la même courbe, les positions sont représentées par la courbe en rouge. Par exemple : l'augmentation d'environ 8 dB est obtenu pour la position longitudinale $\frac{Y}{H} = 1,3$ (courbe bleu) associée à la position verticale $\frac{X}{H} = -0,5$ (courbe rouge).

On peut remarquer que les maximums d'augmentation du niveau acoustique, qui sont supérieurs à environ 6 dB sont obtenus pour les positions longitudinales $\frac{Y}{H} < 2,1$ associées aux positions verticales $-0,5 < \frac{X}{H} < -0,4$. Cette augmentation du niveau acoustique se dégrade lorsque la tige s'approche de la plaque et même, parfois, se transformer en diminution du niveau de pression acoustique.

III.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

L'introduction de la tige induit des perturbations qui influencent le comportement de la dynamique tourbillonnaire dans l'écoulement. L'analyse spectrale des signaux de la pression acoustique pourrait nous renseigner sur l'organisation tourbillonnaire de l'écoulement. En

effet, lorsque le son auto-entretenu est installé dans l'écoulement, il est corrélé avec la dynamique tourbillonnaire (Assoum et al., 2012; Assoum, 2013).

Le dispositif expérimental est composé notamment de systèmes de déplacements (ISEL MS 200 HT2 Direkt, L690 mm) et un hacheur de fréquence (SIEMENS MICROMASTER 420-Triphasé) pour contrôler le débit. Tout particulièrement, ces composants de systèmes, lorsqu'ils sont en marche, émettent des bruits électromagnétiques qu'on retrouve au niveau des enregistrements acoustiques.

Pour que notre analyse des spectres porte uniquement sur les phénomènes liés à l'introduction de la tige, nous avons mené des investigations pour connaître les caractéristiques spectrales du champ acoustique lié uniquement aux bruits électromagnétiques des composants du système. Ainsi, nous avons mis sous tension tous les composants du système sans avoir aucun écoulement.

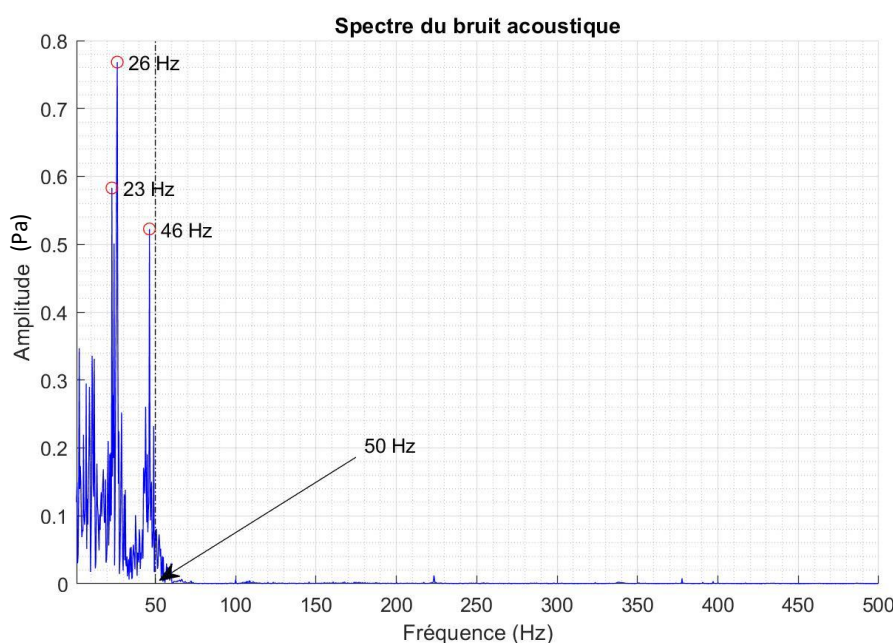


Figure III. 13 : Spectre des bruits électromagnétiques des composants du systèmes sous tension sans écoulement.

La Figure III. 13 représente le spectre caractéristique du bruit électromagnétique des composants du système sous tension. On peut remarquer que les fréquences parasites sont toutes inférieures à 50 Hz avec des pics intenses tout particulièrement pour les fréquences 23 Hz, 26 Hz et 46 Hz.

Ce résultat, nous impose, pour que notre raisonnement porte uniquement sur le comportement fréquentiel du champ acoustique lié à la dynamique de l'écoulement, qu'il soit appliqué à nos mesures un filtre passe haut de 50 Hz ou alors que notre raisonnement ne porte que sur les fréquences supérieures à 50 Hz. Cette dernière approche laissera ressortir les caractéristiques, quand il existe, des bruits large bande. Nous avons fait le choix de représenter la totalité du spectre et de ne tenir compte dans notre analyse que des fréquences supérieures à 50 Hz.

Pour illustrer ce phénomène de fréquences parasites liées aux rayonnements électromagnétiques des composants du système, la Figure III. 14, représente, en absence de la tige, le spectre du champ acoustique rayonné $Re = 5900$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

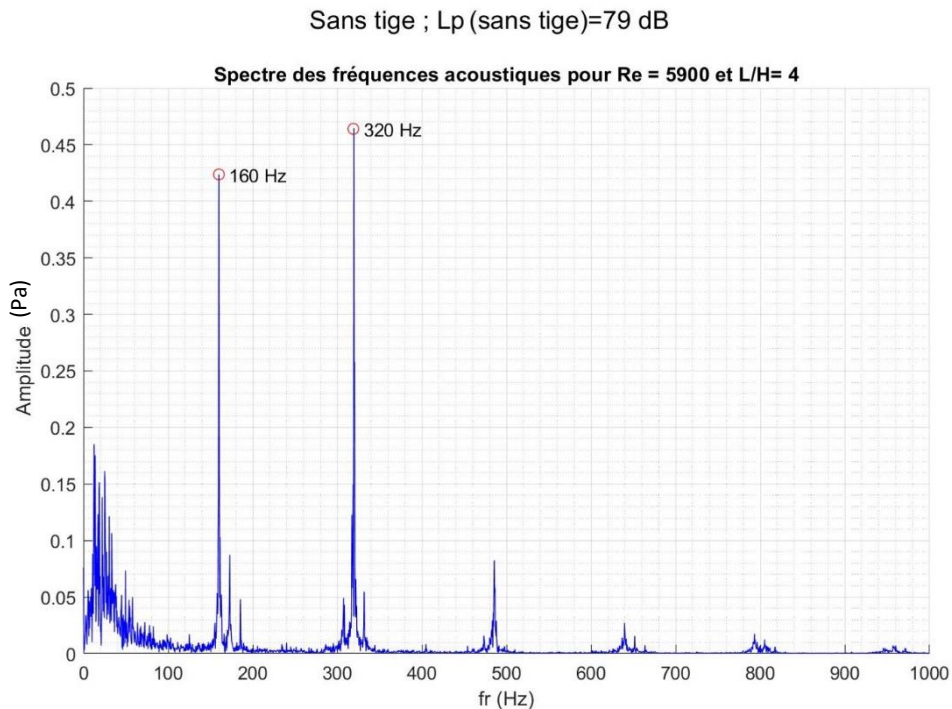


Figure III. 14 : Spectre des fréquences sans installation d'une tige, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$ avec la présence des pics de fréquences parasites qui sont inférieures à 50 Hz.

Les mesures de la pression acoustique laissent ressortir un niveau acoustique $L_{p_{\text{sans tige}}} = 79 \text{ dB}$.

Comme on peut le remarquer sur le spectre de fréquences donné par la Figure III. 14, le champ rayonné présente des caractéristiques d'un son auto-entretenu avec la fréquence la plus énergétique de $f_0(\text{sans tige}) = 320 \text{ Hz}$. D'autre part, on remarque aussi la présence d'une fréquence aussi énergétique de 160 Hz. En plus, on remarque aussi la présence des pics de fréquences non négligeables, inférieurs à 50 Hz liés aux champs électromagnétiques. Notons aussi la bande passante de microphones (B&K de type 4189) utilisés est 20 Hz – 20 KHz.

Afin de mener une analyse spectrale des champs acoustiques rayonnés résultant de l'introduction de la tige qui a occupé 1085 positions, les spectres des pressions acoustiques ont été calculés. Pour chaque position de la tige, elle lui sera associée la fréquence la plus énergétique du spectre de la pression acoustique. Compte tenu des fréquences parasites liées au fonctionnement des composants électriques du système, un filtre passe haut de 50 Hz a été appliqué sur tous les spectres.

La Figure III. 15 regroupe pour toutes les positions, le comportement fréquentiel du champ acoustique rayonné suite à la perturbation de l'écoulement par l'introduction de la tige.

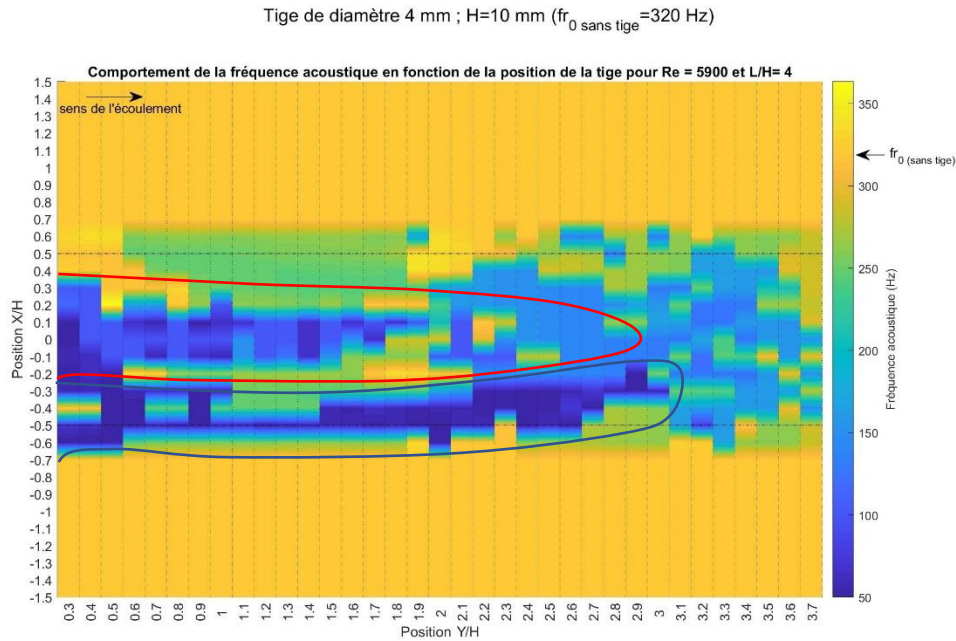


Figure III. 15 : Comportement de la fréquence acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

La Figure III. 15 montre que les fréquences du champ rayonné sont influencées par la tige qui perturbe l'écoulement lorsqu'elle occupe les positions qui se situent autour de la hauteur du jet $-0,7 < \frac{X}{H} < +0,7$. On peut remarquer aussi que cette influence n'est pas également symétrique par rapport à l'axe du jet et elle est très marquée pour les positions symétriques $\frac{X}{H} = -0,5$ et $\frac{X}{H} = +0,5$, des positions qui délimitent la hauteur du jet à sa sortie.

Les comportements les plus marqués du changement de fréquences qui sont accompagnés d'un changement significatif du niveau de pression acoustique du champ acoustique rayonné se situent dans une zone délimitée sur l'axe des Y tel que $\frac{Y}{H} < 2,7$ et sur l'axe des X tel que $-0,7 < \frac{X}{H} < +0,7$. Cette influence est moins marquée lorsque la tige s'approche de la plaque fendue qui s'accompagne généralement par une augmentation de fréquence.

On remarque également qu'il y a une forte augmentation relative de la fréquence pour les positions situées sur la tangente supérieure de l'axe du jet pour les positions horizontales ($0,3 \leq \frac{Y}{H} \leq 0,5$ et $1,9 \leq \frac{Y}{H} \leq 2,4$).

Pour mieux cerner la variation fréquentielle lorsque la tige occupe des positions qui traversent les trois zones, la fréquence la plus énergétique a été représentée pour l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$ (Figure III. 16) pour les positions verticales : $-1,5 < \frac{X}{H} < +1,5$.

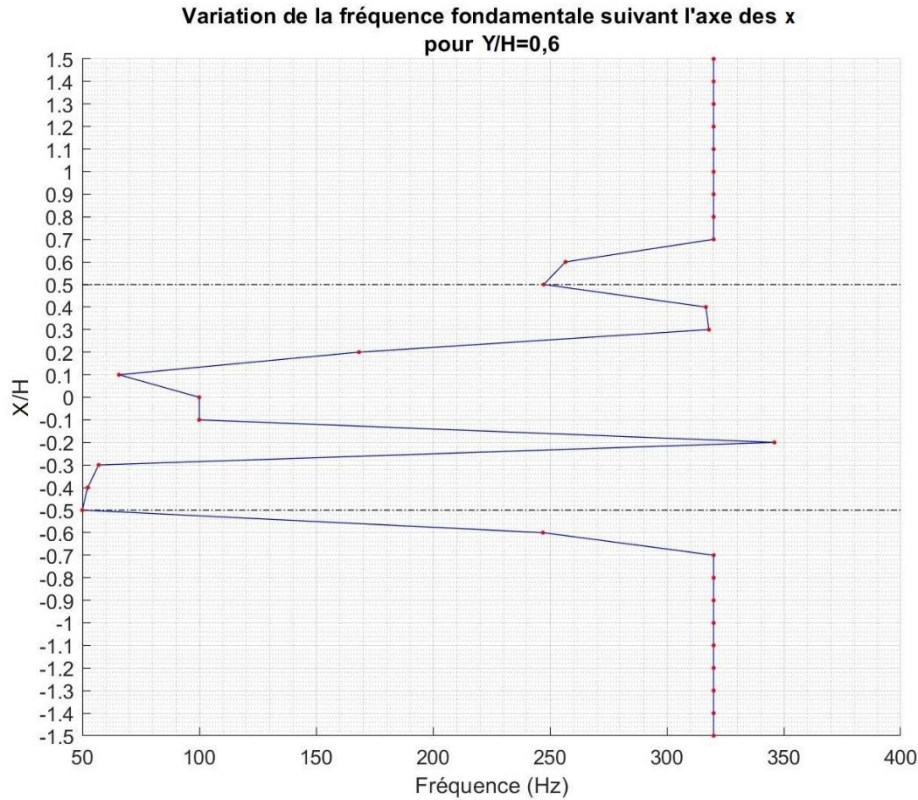


Figure III. 16 : Variation de la fréquence le long de l'axe des X pour $\frac{Y}{H} = 0,6$ traversant les 3 zones, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 16 montre que dans la zone 3 où la tige n'a aucune influence sur le champ acoustique rayonné, la fréquence est celle du son auto-entretenu. Par contre, le comportement fréquentiel dans la zone 2 et où la tige apporte une influence sur le champ acoustique rayonné, la courbe représente les fréquences les plus énergétiques supérieures à 50 Hz dont leur amplitude peut être négligeable devant les amplitudes des fréquences caractéristiques d'un spectre large bande (inférieure à 50 Hz).

Afin de bien comprendre ces variations fréquentielles, et pour plus de clarté, des spectres caractéristiques pour chaque zone seront représentés avec la même échelle.

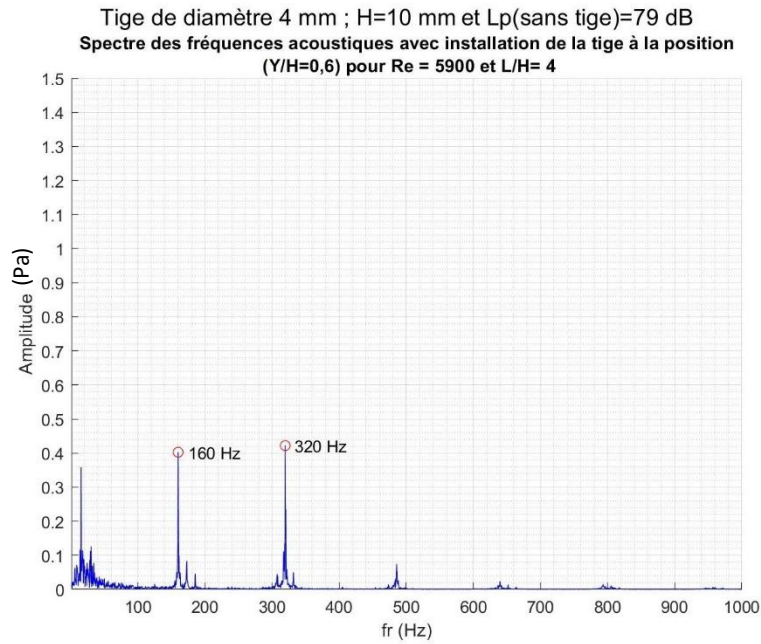


Figure III. 17 : Spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 17 montre le spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique, ainsi la tige est sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$ et occupe les positions $-1,5 \leq \frac{X}{H} \leq -0,7$ et $+0,7 \leq \frac{X}{H} \leq +1,5$. Ce spectre montre l'existence des deux fréquences les plus énergétiques 160 Hz et 320 Hz. Le spectre caractéristique ainsi que le niveau acoustique dans la zone 3 est quasi-identique à celui trouvé en absence de la tige. Ce qui confirme que dans l'espace de cette zone, la présence de la tige n'a aucun effet sur le champ acoustique rayonné.

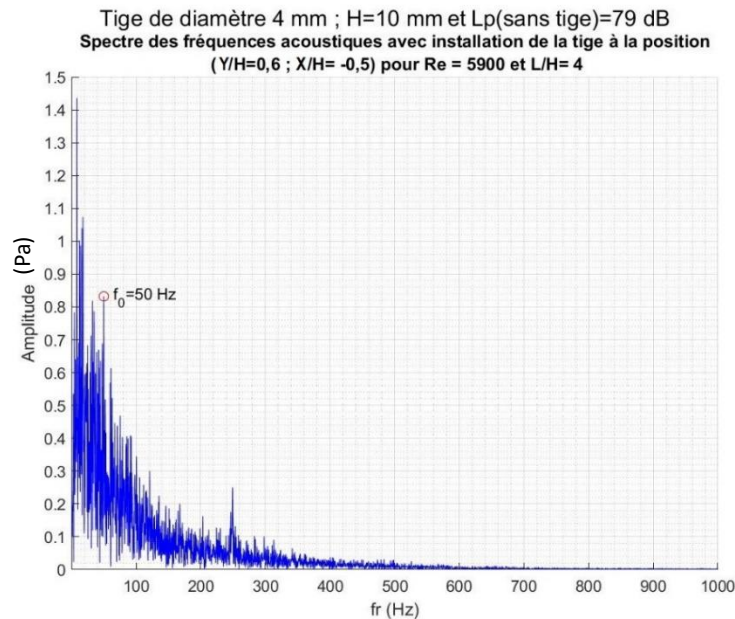


Figure III. 18 : Spectre caractéristique dans la zone 2, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 18 montre un exemple de spectre caractéristique dans la zone 2. Celui présenté par cette figure correspond à la position où la tige est au point ($\frac{Y}{H} = 0,6$; $\frac{X}{H} = -0,5$). Ce spectre caractéristique montre la quasi-disparition du son auto-entretenu. De plus, il a une allure d'un spectre large bande avec une activité fréquentielle soutenue et intense. Ce qui explique l'augmentation du niveau acoustique dans la zone 2 d'environ $+12 \text{ dB}$.

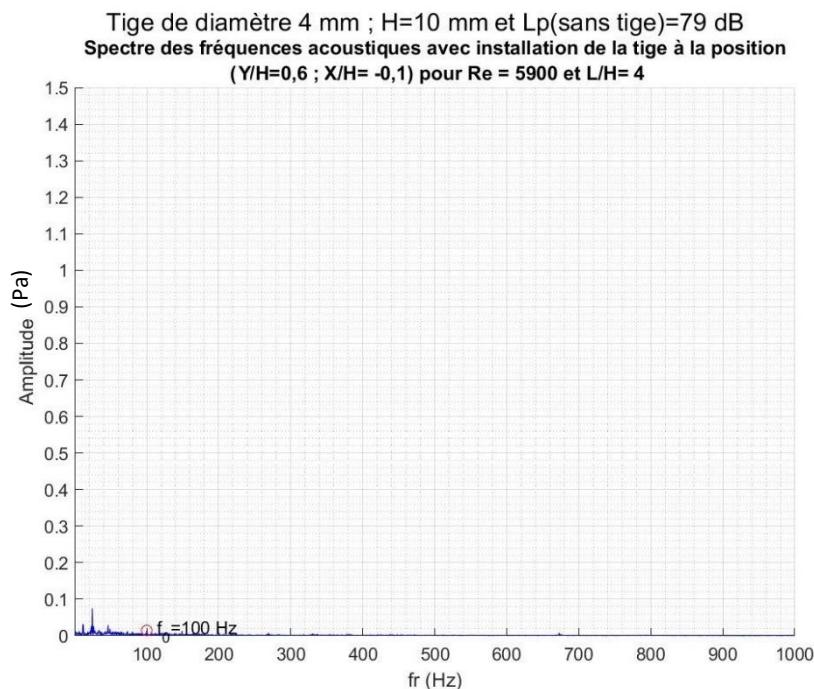


Figure III. 19 : Spectre caractéristique dans la zone 1, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 19 montre un exemple de spectre caractéristique dans la zone 1. Celui présenté par cette figure correspond à la position où la tige occupait la position ($\frac{Y}{H} = 0,6$; $\frac{X}{H} = -0,1$). Ce spectre caractéristique montre la disparition du son auto-entretenu. Ce qui explique la diminution du niveau acoustique dans la zone 1 d'environ 21 dB .

Pour détecter les positions de la tige où le champ rayonné présente un spectre large bande, on a choisi les critères suivants :

- Le rapport de chaque amplitude des fréquences du spectre et l'amplitude de la fréquence la plus énergétique (sans tige) est inférieur à 15 %.
- La fréquence la plus énergétique a été détectée à partir de 65 Hz . En effet, nous avons supposé que le bruit blanc occupe la bande fréquentielle de 0 Hz à 65 Hz .

Ces critères nous permettent de détecter les positions de la tige où le son auto-entretenu a disparu et s'affranchir de l'augmentation (zone 2) ou la diminution (zone 1) du niveau de pression acoustique.

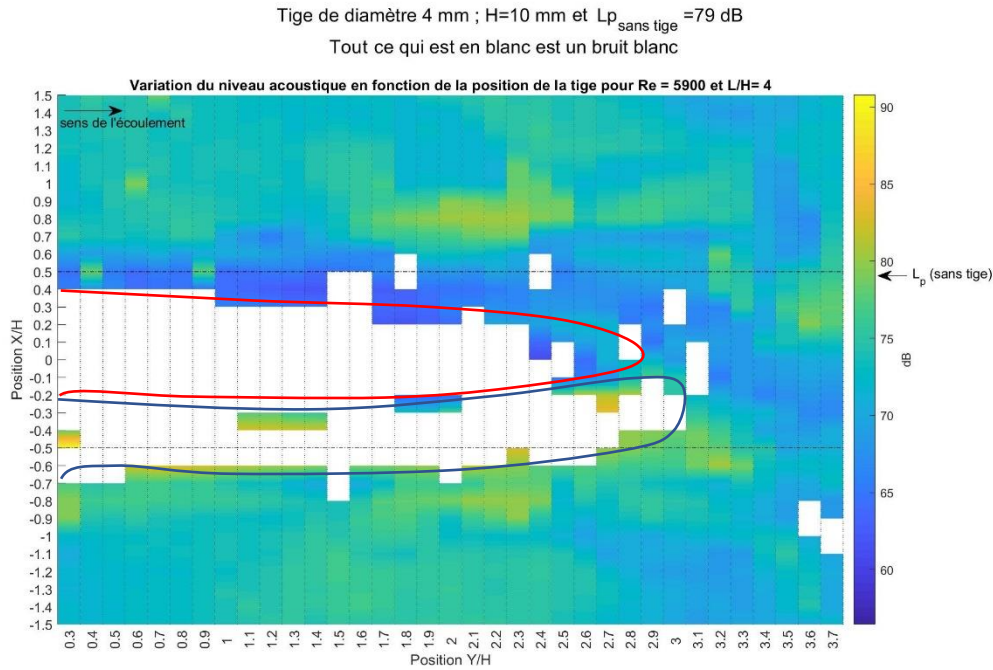


Figure III. 20 : Carte de niveau de pression acoustique qui précise les positions où la tige offre un spectre à large bande (zone en couleur blanche), $Re = 5900$, $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

D'après la Figure III. 20, on remarque que pour les positions $0,3 \leq \frac{Y}{H} \leq 3$, la présence de la tige influence le champ acoustique et la boucle du son auto-entretenu disparaît (couleur blanche). Ainsi, d'après cette cartographie, on peut accéder rapidement aux positions de la tige qui offrent le confort acoustique.

III.2. Nombre de Reynolds $Re = 6700$

À partir des résultats des niveaux acoustiques L_p calculés par les mesures des pressions acoustiques des 1085 positions occupées par la tige, on a présenté une cartographie qui montre la distribution de ces niveaux acoustiques selon les positions de la tige (voir Figure III. 21). Pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, et pour le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, le niveau de pression acoustique du son auto-entretenu généré sans tige était de l'ordre de $L_{p_{\text{sans tige}}} = 83 \text{ dB}$.

Tige de diamètre 4 mm ; H=10 mm et L_p (sans tige)=83 dB

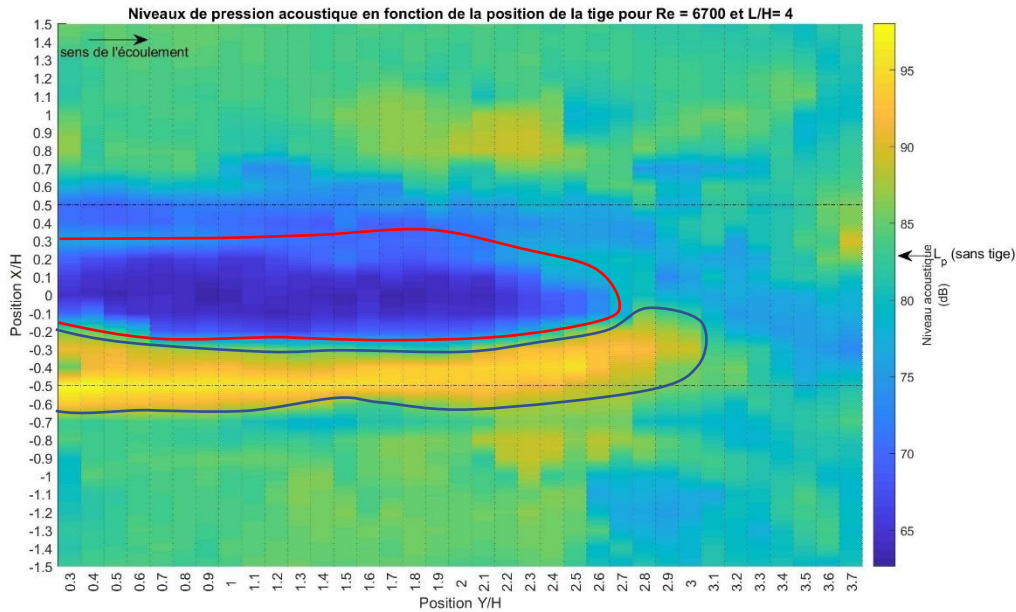


Figure III. 21 : Variation du niveau acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

L'analyse de la Figure III. 21 fait ressortir 3 zones :

1. La première zone est en couleur bleue foncée, dans cette zone, les perturbations de l'écoulement générées par l'introduction du dispositif de contrôle dans l'écoulement produisent une diminution du niveau acoustique qui atteignent -19 dB environ. Ainsi, l'analyse spectrale montre que la boucle du son auto-entretenu a disparue. En plus, cette zone qui a une hauteur H (hauteur de la buse du jet) est située de part et d'autre de l'axe du jet, et cette symétrie se dégrade jusqu'à une position $Y = 26 \text{ mm}$ de la sortie du jet.
2. La deuxième zone de couleur orange et jaune, et est située au-dessous de la zone 1. Dans cette zone, il y a une augmentation du niveau de pression acoustique qui peut atteindre $+14 \text{ dB}$ environ. Cependant, l'analyse spectrale des fréquences acoustiques montre que la boucle des sons auto-entretenus a totalement disparue. Cette zone n'est pas symétrique par rapport à l'axe du jet et occupe les positions $-0.65 < \frac{X}{H} < -0.45$ suivant l'axe vertical et environ 30 mm de la sortie du jet suivant l'axe horizontal. Ainsi, cette zone s'évase progressivement d'une façon non symétrique vers le haut à partir de la position $\frac{Y}{H} = 1,5$ jusqu'à la position $\frac{Y}{H} = 3$. En plus, on remarque une petite zone proche de la plaque qui représente une augmentation significative du niveau des pressions acoustiques.
3. La troisième zone est la zone où la tige n'influe quasiment pas sur le champ acoustique ; c'est la zone en couleur bleu verdâtre. Elle est en dehors des zones 1 et 2. L'analyse spectrale de cette zone montre le même comportement de l'écoulement qu'en absence de la tige.

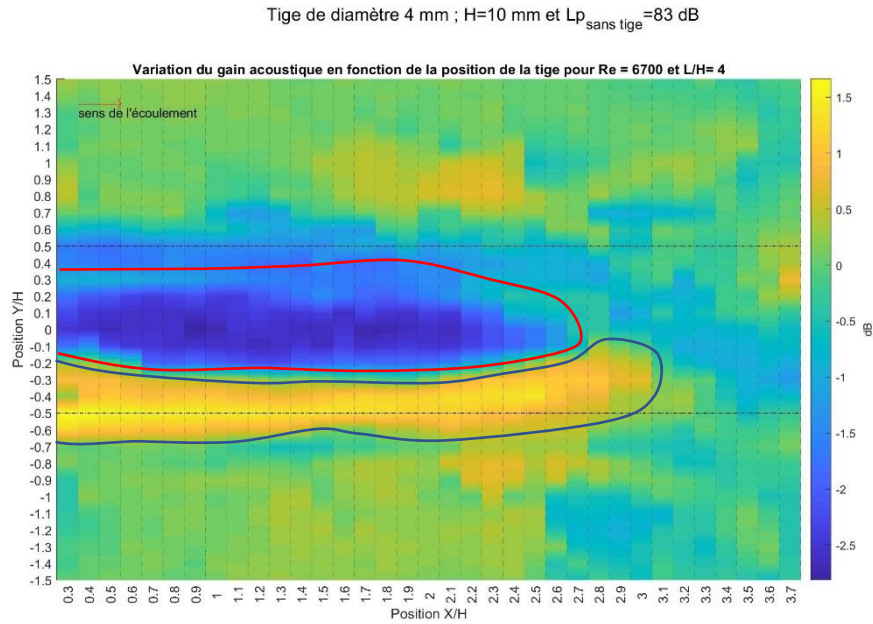


Figure III. 22 : Distribution du Gain acoustique en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

Les mêmes conclusions de l'analyse de la Figure III. 21 sont ressorties par la Figure III. 22, qui représente la variation du gain acoustique (voir équation (III. 9)) en fonction de la position de la tige. Grâce à cette représentation, on peut repérer rapidement les positions de la tige, responsables d'une diminution ou d'une augmentation du niveau de pression acoustique L_p .

Ainsi, d'après ces deux courbes, on peut accéder aux positions appropriées de la tige pour la réduction des nuisances sonores (zone 1).

Puisque ces deux cartes renferment une grande quantité d'informations, il sera judicieux, de représenter les courbes qui offrent un accès rapide aux positions optimales du gain.

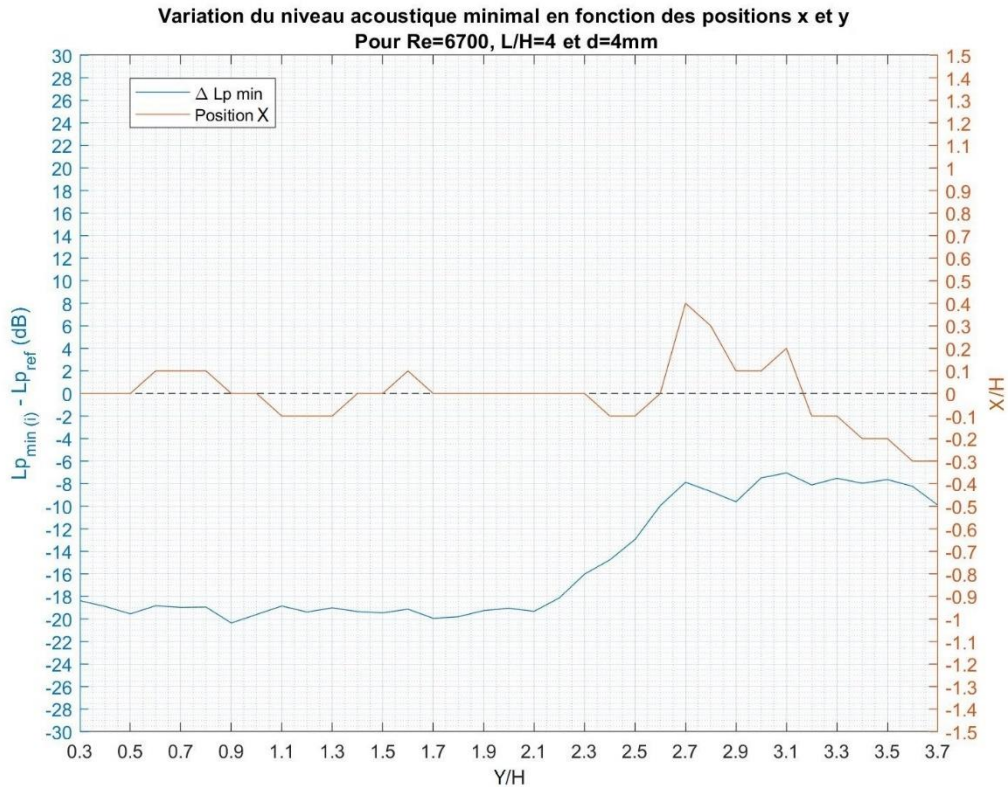


Figure III. 23 : Maximums des diminutions des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

La Figure III. 23 représente les positions optimales de la tige pour les maximums de diminution des niveaux de pression acoustique, de façon que pour chaque position de l'axe horizontal $\frac{Y}{H}$ de la tige, on a associé une position verticale $\frac{X}{H}$ (courbe rouge, échelle à droite) où le son sera réduit au maximum (courbe bleue, échelle à gauche). Pour accéder rapidement à la position de la tige qui offre cette diminution. Par exemple, pour une diminution de -20 dB (courbe bleue), il faut installer la tige verticalement sur la position $\frac{X}{H} = 0$ et horizontalement sur la position $\frac{Y}{H} = 1,7$ (courbe rouge).

Par suite, la Figure III. 11 montre que les diminutions du niveau de pression acoustique sont importantes (inférieures à -18 dB) lorsque la tige occupe les positions longitudinales de la tige $\frac{Y}{H} \leq 2,2$ associées aux positions verticales $-0,1 \leq \frac{X}{H} \leq +0,1$. Par suite, cette influence de la tige sera moins efficace lorsque la tige s'approche de la plaque, mais tout en restant inférieure à -6 dB .

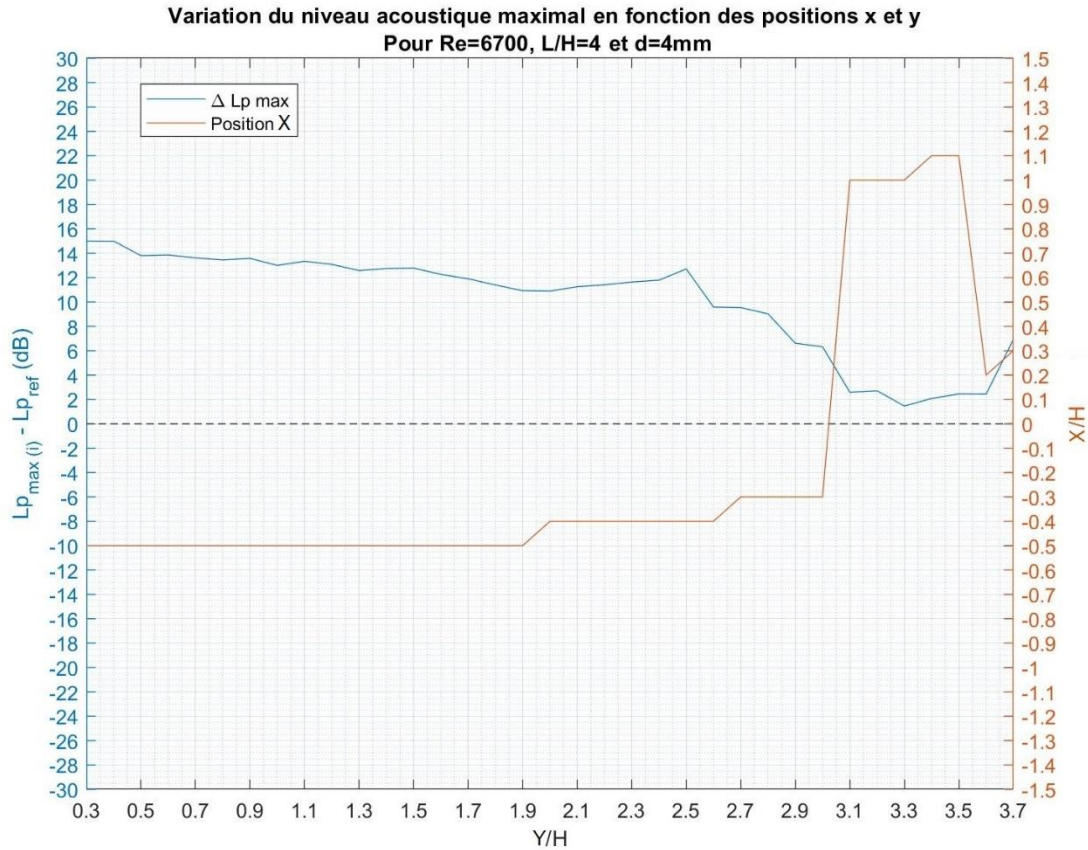


Figure III. 24 : Maximums des augmentations des niveaux acoustiques calculés sur les axes verticaux (courbe en bleu) et leurs positions verticales (courbe en rouge), pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

Avec le même type de raisonnement, on a tracé sur la Figure III. 24 la courbe montrant les maximums d'augmentations des niveaux acoustiques calculés à partir des mesures effectuées sur un axe vertical : position longitudinale Y fixe et la hauteur varie en prenant les valeurs $-1,5 \leq \frac{X}{H} \leq +1,5$. Pour balayer tout l'espace de mesure, la procédure a été répétée pour toutes les positions longitudinales x .

La Figure III. 24 nous offre un accès rapide pour déterminer les positions de la tige qui sont responsables des augmentations du niveau des pressions acoustiques. Ainsi, les maximums d'augmentations des niveaux acoustiques sont représentés par la courbe bleue, et les positions de la tige associées à ces niveaux de pression acoustiques sont présentées par la courbe en rouge. Par exemple, pour une augmentation de 12 dB environ (courbe bleue), la tige occupait la position $\frac{Y}{H} = 1,7$ et $\frac{X}{H} = +0,6$ (courbe rouge).

Par suite, on peut remarquer que les maximums d'augmentations du niveau de pression acoustique sont supérieurs à 10 dB (courbe bleue) lorsque la tige occupe les positions horizontales $0,3 \leq \frac{Y}{H} \leq 2,5$ et verticales $-0,5 \leq \frac{X}{H} \leq -0,4$ (courbe rouge). Par suite, en s'approchant de la plaque impactée, ces maximums d'augmentations des pressions acoustiques se dégradent.

III.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

En se basant sur les analyses précédentes, on peut affirmer que l'introduction de la tige induit des perturbations qui influent sur la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. Ainsi, d'après les études de (Assoum et al., 2012; Assoum, 2013), lors de l'installation d'un son auto-entretenu, ce dernier sera corrélé avec la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. Ainsi, il sera judicieux de faire une analyse spectrale des signaux de la pression acoustique qui pourrait nous renseigner sur l'organisation des structures tourbillonnaires de l'écoulement.

La Figure III. 25 représente, en absence de la tige, le spectre du champ acoustique rayonné $Re = 6700$ pour le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, en présence des fréquences parasites inférieurs à 50 Hz liées aux rayonnements électromagnétiques des équipements utilisés pour la réalisation des mesures acoustiques.

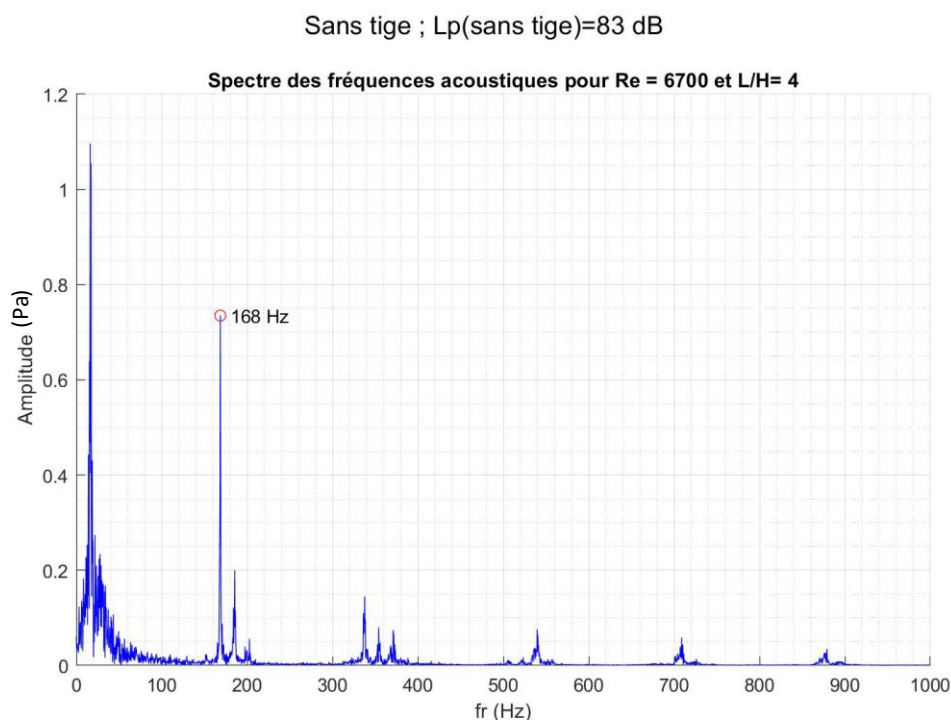


Figure III. 25 : Spectre des fréquences sans installation d'une tige, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$ avec la présence des pics de fréquences parasites qui sont inférieurs à 50 Hz .

Les mesures de la pression acoustique sans tige, laissent ressortir un niveau acoustique : $L_p(\text{sans tige}) = 83\text{ dB}$.

Ainsi, on peut remarquer que le spectre de fréquences acoustiques donné par la Figure III. 25 représente un son auto-entretenu de fréquence fondamentale $f_0(\text{sans tige}) = 168\text{ Hz}$. Et on remarque encore sur le spectre fréquentiel de cette figure, la présence d'un pic de fréquence non négligeable, inférieur à 50 Hz lié aux champs électromagnétiques. Tenant compte aussi du fait que la bande passante de microphones (B&K de type 4189) utilisés est $20\text{ Hz} - 20\text{ KHz}$.

Afin de mener une analyse fréquentielle des champs rayonnés suite à l'introduction de la tige dans la zone de l'écoulement, ce spectre acoustique a été calculé pour les 1085 différentes positions de la tige. Et pour chaque position de la tige, on a associé la fréquence la plus énergétique du spectre des fréquences acoustiques. D'autre part, puisque les bruits électromagnétiques sont inférieurs à 50 Hz, un filtre passe haut de fréquence de coupure de 50 Hz a été appliqué sur tous les spectres calculés.

La Figure III. 26 regroupe pour toutes les positions de la tige, les fréquences les plus énergétiques du champ acoustique rayonné suite à la perturbation de l'écoulement par l'introduction de la tige.

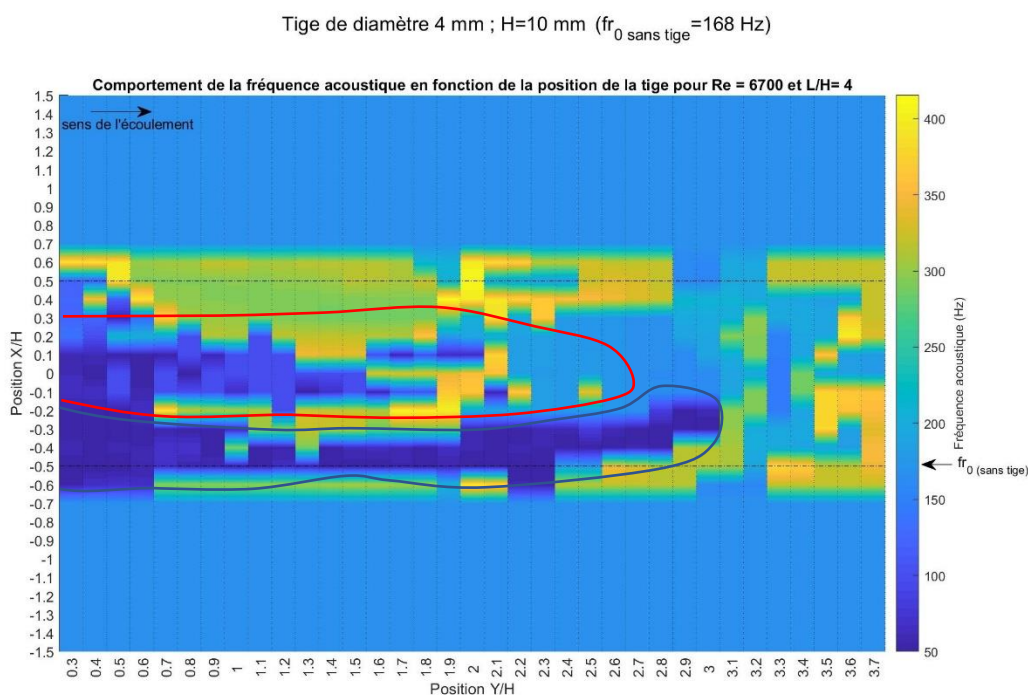


Figure III. 26 : Fréquence acoustique la plus énergétique du spectre en fonction de la position de la tige pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$, un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

La Figure III. 26 montre que les perturbations générées par la présence du dispositif de contrôle influent sur le champ fréquentiel de l'écoulement lorsque la tige occupe les positions qui se situent autour du jet $-0,7 < \frac{X}{H} < +0,7$. D'autre part, on remarque que l'influence de la tige n'est pas symétrique par rapport à l'axe du jet, et cette influence est très marquée pour les positions $\frac{X}{H} = \pm 0,5$, qui délimitent la hauteur du jet à sa sortie.

En plus, on remarque que les variations les plus marquées du changement fréquentiel sont accompagnées d'un changement significatif du niveau de pressions acoustique rayonné qui se situe dans la zone délimitée par l'axe horizontal des Y tel que $\frac{Y}{H} \leq 3$ et par l'axe vertical des X tel que $-0,7 < \frac{X}{H} < +0,7$. Cependant, cette influence sera moins marquée lorsque la tige

s'approche de la plaque fendue impactée qui s'accompagne généralement par une augmentation de fréquences.

On remarque également une forte augmentation de la fréquence pour les positions situées sur la tangente supérieure de l'axe du jet pour les positions horizontales ($0.5 \leq \frac{Y}{H} \leq 2.8$).

Lorsque la tige occupe les positions des trois zones, des changements fréquentiels sont opérés. Afin de cerner ces variations fréquentielles, on a représenté la fréquence la plus énergétique pour l'axe $\frac{Y}{H} = 0,6$ (Figure III. 27) pour les positions verticales : $-1,5 < \frac{X}{H} < +1,5$.

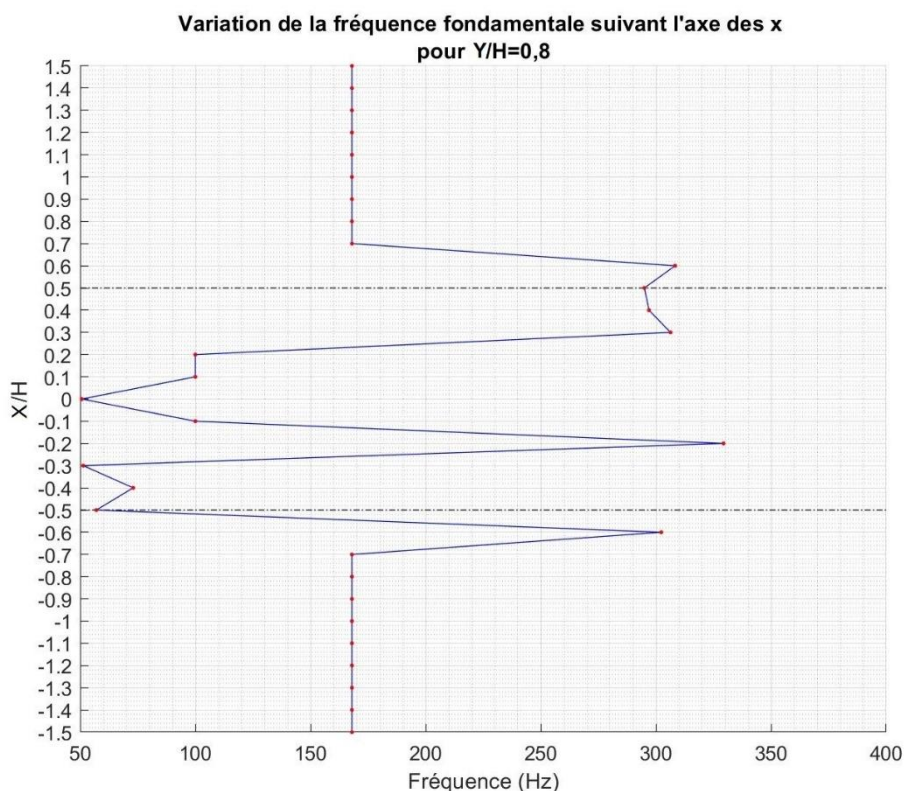


Figure III. 27 : Variation de la fréquence le long de l'axe des X pour $\frac{Y}{H} = 0,8$ traversant les 3 zones, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 27 montre que dans la zone où la tige n'influe pas beaucoup sur le champ acoustique (zone 3), le son auto-entretenu est toujours installé avec une fréquence fondamentale de 168 Hz. Cependant, lorsque la tige traverse les zones 1 et 2, des variations fréquentielles sont opérées sur le champ acoustique. Dans ces zones, les fréquences les plus énergétiques sont supérieures à 50 Hz et leurs amplitudes peuvent être négligeables devant les amplitudes des fréquences caractéristiques d'un spectre large bande (inférieures à 50 Hz).

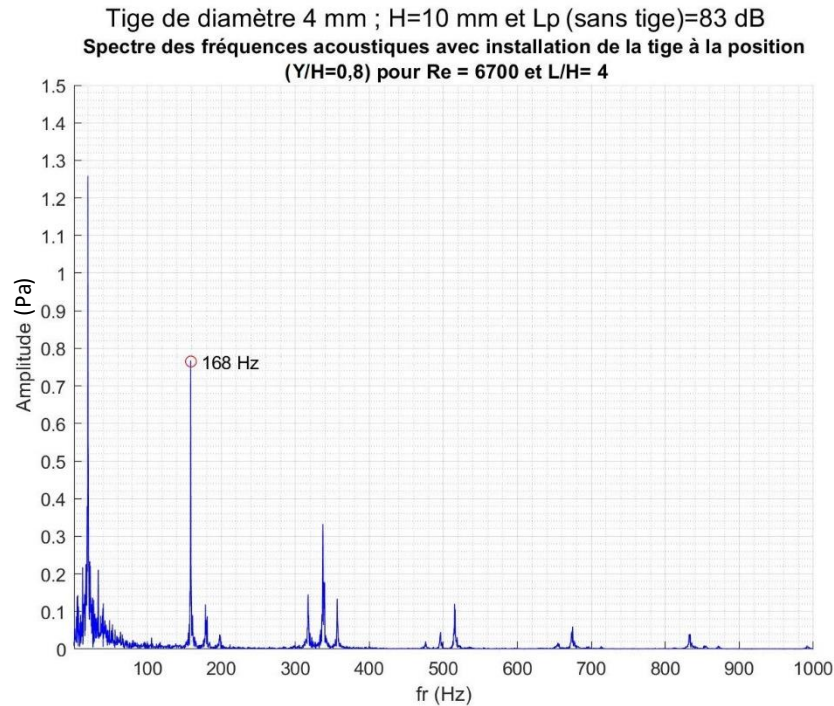


Figure III. 28 : Spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 28 représente le spectre caractéristique dans la zone 3 où la tige n'influe pas sur le champ acoustique de l'écoulement. Ainsi, la tige occupe les positions $-1,5 \leq \frac{X}{H} \leq -0,7$ et $+0,7 \leq \frac{X}{H} \leq +1,5$ de l'axe $\frac{Y}{H} = 0,8$. Dans cette zone, la tige montre l'installation d'un son auto-entretenu de fréquence la plus énergétique de 168 Hz. Par suite, le spectre caractéristique dans la zone 3 est quasi-identique à celui trouvé en absence de la tige ; ce qui prouve que dans la zone 3, la présence de la tige n'affecte pas le champ acoustique rayonné.

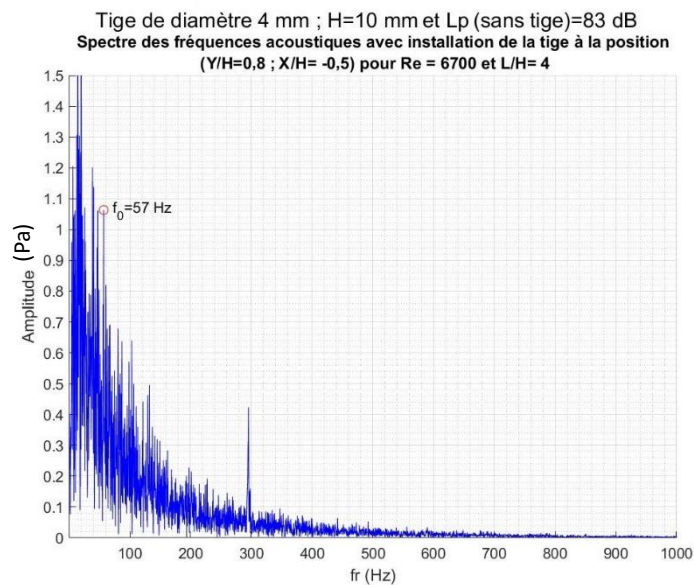


Figure IV. 29 : Spectre caractéristique dans la zone 2, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Le spectre caractéristique dans la zone 2 sera représenté par la Figure IV. 29. Sur cette figure, le spectre correspond au comportement acoustique de l'écoulement lorsque la tige occupe la position ($\frac{Y}{H} = 0,8$; $\frac{X}{H} = -0,5$). D'après ce spectre, on remarque la quasi-disparition du son auto-entretenu. De même, on remarque que le spectre a un aspect large bande avec une activité fréquentielle soutenue et intense. D'où l'augmentation du niveau de pression acoustique dans la zone 2 d'environ $+14 \text{ dB}$.

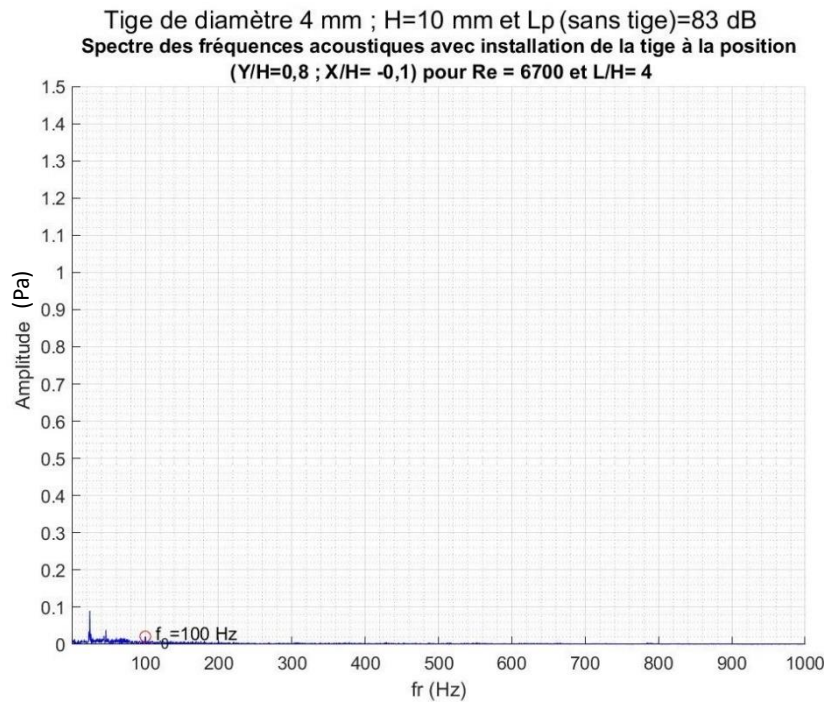


Figure III. 30 : Spectre caractéristique dans la zone 1, sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,8$, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$.

La Figure III. 30 représente le spectre acoustique caractéristique dans la zone 1. Celui présenté sur cette figure correspond à la position où la tige est située sur l'axe $\frac{Y}{H} = 0,8$ et $\frac{X}{H} = -0,1$. Ainsi, d'après ce spectre, on remarque la disparition du son auto-entretenu. De plus, l'activité fréquentielle très limitée dans la zone 1 explique, la diminution de -20 dB environs du niveau de pression acoustique.

Afin de détecter les positions de la tige dont le champ rayonné présente un spectre à large bande, on a choisi les critères suivants :

- Le rapport de chaque amplitude des fréquences du spectre et l'amplitude de la fréquence la plus énergétique (sans tige) est inférieur à 15 %.
- La fréquence la plus énergétique a été détectée à partir de 65 Hz. En effet, nous avons supposé que le bruit blanc occupe la bande fréquentielle de 0 Hz à 65 Hz.

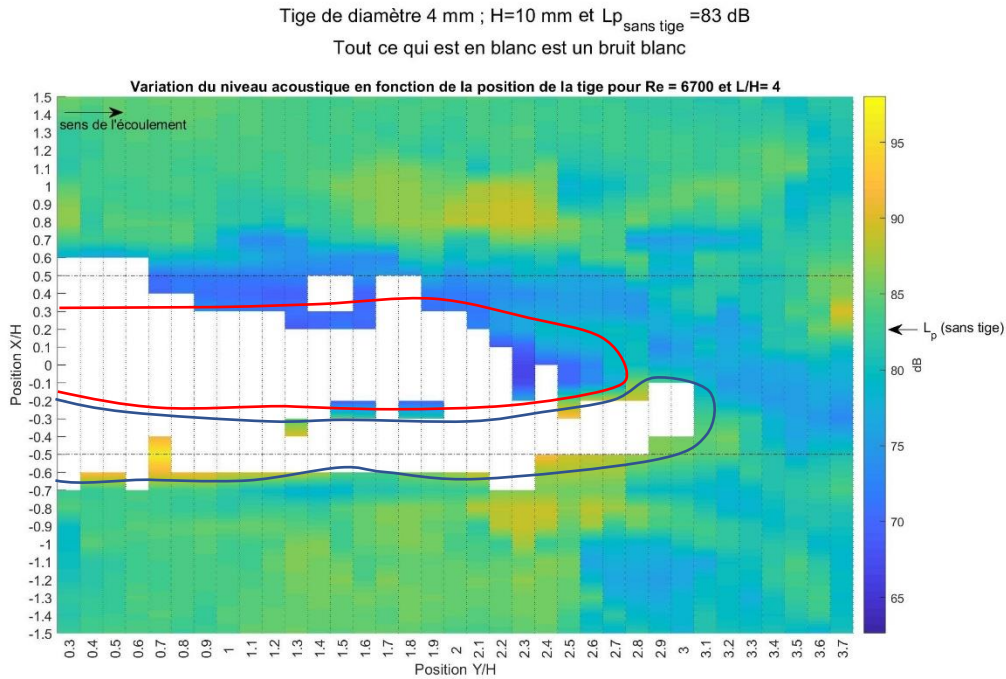


Figure III. 31 : Carte de niveau de pression acoustique qui précise les positions où la tige offre un confort acoustique (zone en couleur blanche), $Re = 6700$, $\frac{L}{H} = 4$ et pour une tige de 4 mm de diamètre.

D'après la Figure III. 31, on remarque que lorsque la tige occupe les positions $0,3 \leq \frac{Y}{H} \leq 3$, la boucle du son auto-entretenu disparaissent complètement (couleur blanche). Ainsi, d'après cette cartographie, on peut relever rapidement les positions de la tige qui offrent une amélioration du confort acoustique.

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, on a d'abord étudié le champ acoustique généré pour différents nombres de Reynolds, puis analysé les intensités et les fréquences qu'il génère avant de dresser des cartographies et évolutions de niveau de pression acoustique en fonction du nombre de Reynolds. Ces graphiques ont mis en évidence l'existence de pics au cours de ces évolutions. Ainsi, pour certains nombres de Reynolds, l'écoulement est instable, et une très faible variation de la vitesse peut générer d'importantes variations du niveau acoustique ou des fréquences.

Dans un second temps, on a analysé l'influence du positionnement d'un dispositif de contrôle constitué d'une tige de diamètre 4 mm, sur le champ acoustique pour deux nombres de Reynolds sélectionnés parmi ceux mis en évidence par les cartographies dressées : $Re = 5900$ et $Re = 6700$, toujours pour un jet impactant une plaque fendue située à une distance $\frac{L}{H} = 4$ dont les écoulements génèrent des sons auto-entretenus.

Afin de balayer l'espace avec ce dispositif de contrôle entre la sortie du jet et la plaque fendue impactée, on a déplacé cette tige en 1085 positions. Et pour chaque position, le champ acoustique de l'écoulement a été mesuré.

L'influence de ce dispositif de contrôle a mis en exergue trois zones. Dans la zone 1, autour de l'axe du jet ($-0,45 < \frac{x}{H} < +0,45$), on note une forte réduction du niveau acoustique de l'ordre de 20 dB . La zone 2 représente les positions de la tige ($-0,65 < \frac{x}{H} < -0,45$) où les fréquences gênantes disparaissent malgré que le niveau de la pression acoustique subit une augmentation de l'ordre de $+14 \text{ dB}$. La zone 3 est représentée par les positions de la tige qui restent : $-1,5 \leq \frac{x}{H} \leq -0,7$ et $+0,7 \leq \frac{x}{H} \leq +1,5$, où la tige n'influe quasiment pas sur le champ acoustique rayonné.

Chapitre IV : Étude de la Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et analyse des corrélations avec l'aéroacoustique, sans mécanisme de contrôle

I. Introduction	86
II. Comportement dynamique du jet sans présence du mécanisme de contrôle	86
<i>II.1. Étude de la dynamique tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds</i>	<i>86</i>
II.1.1. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 5900$	87
II.1.2. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 6700$...	107
III. Conclusion.....	118

I. Introduction

Dans le chapitre III, il a été montré que l'introduction d'un dispositif de contrôle, en certaines positions, bouleverse l'organisation de l'écoulement modifiant ainsi les caractéristiques du champ acoustique rayonnant. Ces modifications se traduisent par une amélioration du confort acoustique.

Ce chapitre est dédié entièrement à la connaissance de l'état de référence de la dynamique de l'écoulement avant l'introduction de la tige. Ainsi, pour les deux nombres Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ et pour le même rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, le champ acoustique rayonnant et la dynamique de l'écoulement seront approchés par des mesures synchronisées. En effet, un trigger déclenche simultanément les mesures acoustiques et SPIV.

La dynamique de l'écoulement, de la sortie du jet jusqu'à la plaque fendue, sera renseignée grâce à des mesures SPIV avec une fréquence d'échantillonnage de 2500 Hz . Après traitement, nous aurons l'accès aux champs cinématiques instantanés, et par conséquence, aux grandeurs moyennes et turbulentes de ces écoulements.

Les traitements et les analyses des données ont permis de connaître les activités tourbillonnaires et leurs corrélations avec les champs acoustiques rayonnés. Le suivi des structures tourbillonnaires nous a permis de comprendre l'origine des fréquences acoustiques qui ressortent dans les spectres.

D'une part, l'analyse des résultats fait ressortir, pour chacun de ces nombres de Reynolds expérimentés, un comportement dynamique atypique et remarquable.

D'autre part, les fonctions de cohérence ont permis d'approcher les mécanismes de transfert de l'énergie turbulente vers le champ acoustique aux fréquences les plus énergétiques qui caractérisent les boucles de son auto-entretenu.

II. Comportement dynamique du jet sans présence du mécanisme de contrôle

II.1. Étude de la dynamique tourbillonnaire en fonction du nombre de Reynolds

Après l'étude acoustique effectuée dans le chapitre précédent, on a trouvé judicieux, d'étudier la dynamique tourbillonnaire pour les deux nombres de Reynolds ciblés ($Re = 5900$ et $Re = 6700$). Ainsi, on a mesuré le champ cinématique de l'écoulement sans présence de la tige avec la technique SPIV. Ces mesures seront utilisées comme des mesures de référence pour comprendre les changements produits lors de l'introduction du mécanisme de contrôle par l'installation de la tige entre la sortie du jet et la plaque fendue impactée. Dans le but de corréler la dynamique tourbillonnaire avec le champ acoustique de l'écoulement, pendant ces mesures SPIV, un trigger a été installé pour déclencher les mesures acoustiques simultanément. Notons que la fréquence d'échantillonnage des mesures acoustiques était de $15\ 000\text{ Hz}$ et celle des SPIV était de $2\ 500\text{ Hz}$.

Le Tableau IV. 1 représente les niveaux et les fréquences acoustiques pour les deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ qui seront étudiées.

Ainsi, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, le niveau acoustique est de $79,9 \text{ dB}$ et la fréquence la plus énergétique est de 320 Hz . Et pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, le niveau acoustique est de $83,2 \text{ dB}$, tandis que la fréquence la plus énergétique est 168 Hz .

Nombre de Reynolds	5900	6700
Niveau acoustique (L_p)	$79,9 \text{ dB}$	$83,2 \text{ dB}$
Fréquence acoustique la plus énergétique (f_r)	320 Hz	168 Hz

Tableau IV. 1 : Niveaux de pression acoustique et les fréquences les plus énergétiques pour les nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, sans présence de tige.

Par la suite, pour chaque nombre de Reynolds, afin d'avoir une idée précise de l'état de référence, des études acoustiques et des approches de la dynamique tourbillonnaire à partir des mesures SPIV de champ cinématiques seront menées. Également, des approches spectrales, de fonction de cohérence, permettront de connaître les relations entre le champ acoustique rayonné et la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement.

II.1.1. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 5900$

II.1.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Pour connaître le comportement fréquentiel du champ acoustique rayonné, le spectre de fréquences a été calculé, à partir des mesures des pressions acoustiques sur une durée de 1 s , pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, et sans installation du mécanisme de contrôle.

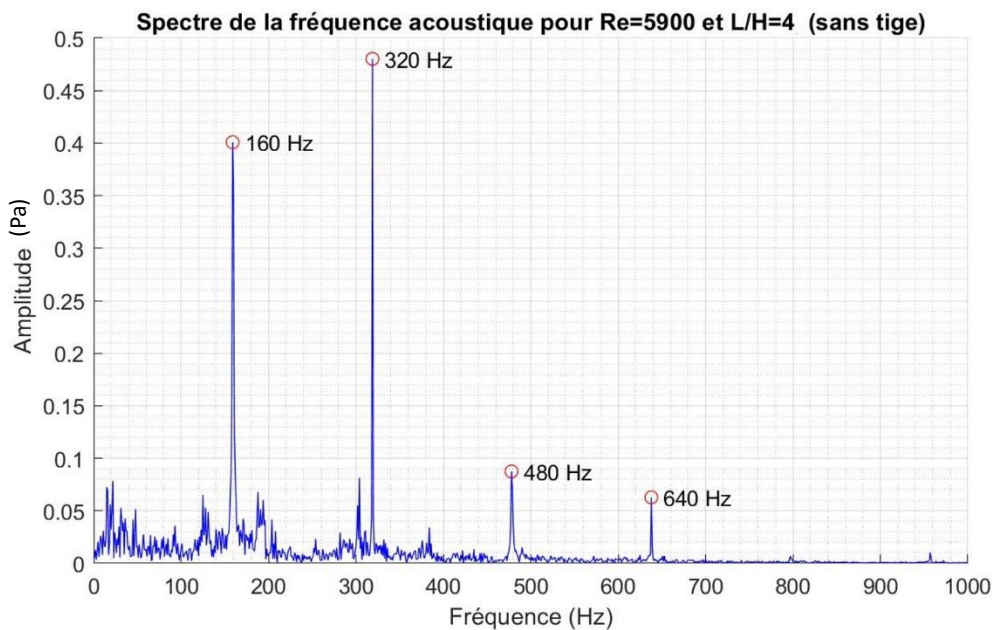


Figure IV. 1 : Spectre des fréquences acoustiques pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

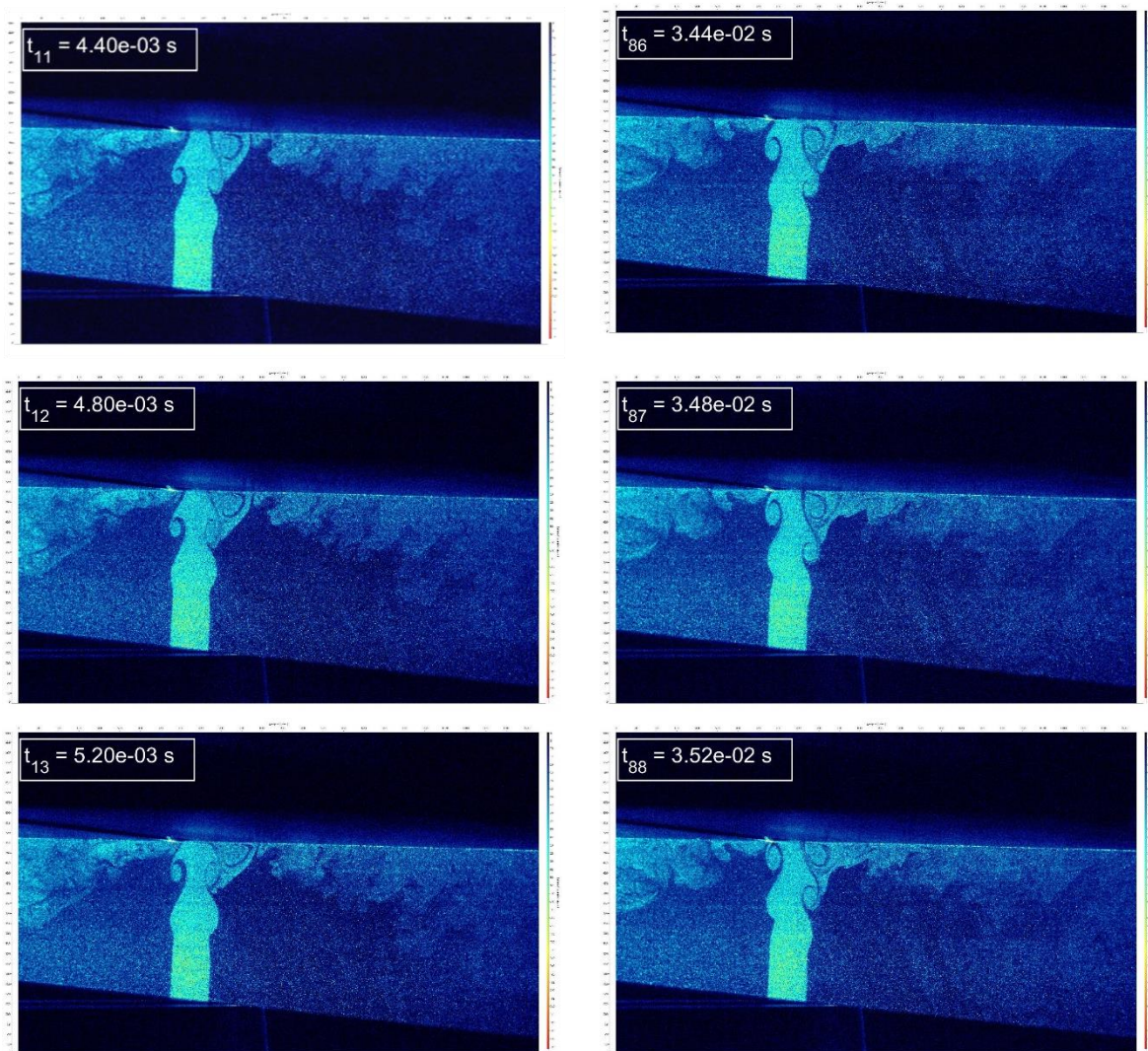
La Figure IV. 1 montre le spectre des fréquences acoustiques pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ en absence de la tige. Il fait ressortir que le champ acoustique rayonné est un son auto-entretenu qui se manifeste à travers deux fréquences de 160 Hz et de 320 Hz avec des énergies équivalentes. C'est un comportement atypique. En effet, le son auto-entretenu se manifeste généralement à travers une seule fréquence

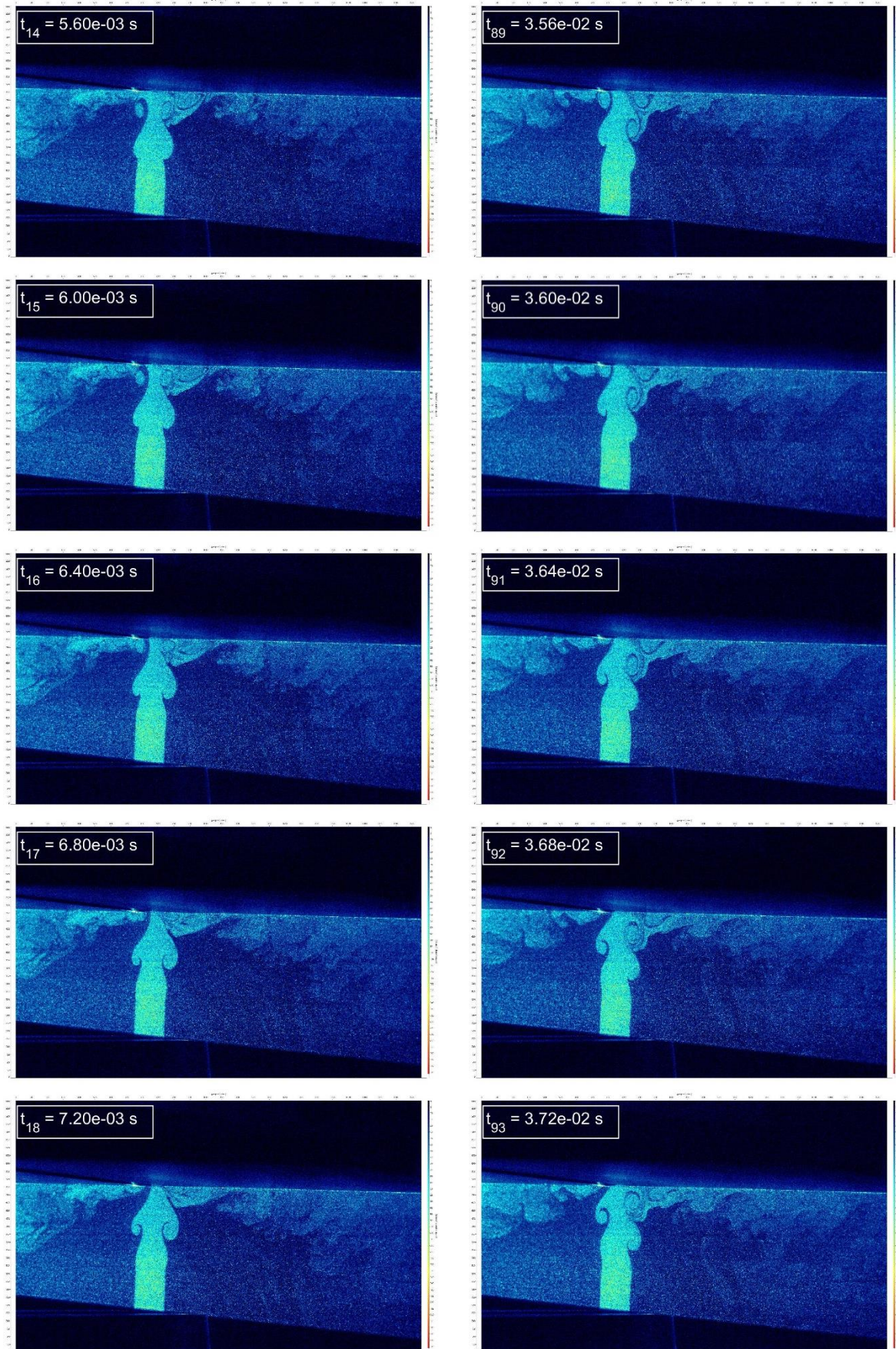
énergétique qui traduit une seule organisation tourbillonnaire. Ce résultat laisse donc présager deux organisations tourbillonnaires pour ce même nombre de Reynolds $Re = 5900$. Le spectre fait également apparaître d'autres harmoniques beaucoup moins énergétiques à 480 Hz et à 640 Hz .

Pour comprendre ce comportement atypique pour ce nombre de Reynolds, en premier temps, on a analysé les images des visualisations, image par image, qui nous renseignent d'une façon quantitative sur le comportement de la dynamique tourbillonnaire installée dans cet écoulement.

II.1.1.2. Analyse de l'organisation tourbillonnaire installée à travers les visualisations réalisées via la technique double SPIV

La Figure IV. 2 représente un ensemble de visualisations à des instants différents (images brutes non traitées) réalisées avec la technique SPIV, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.





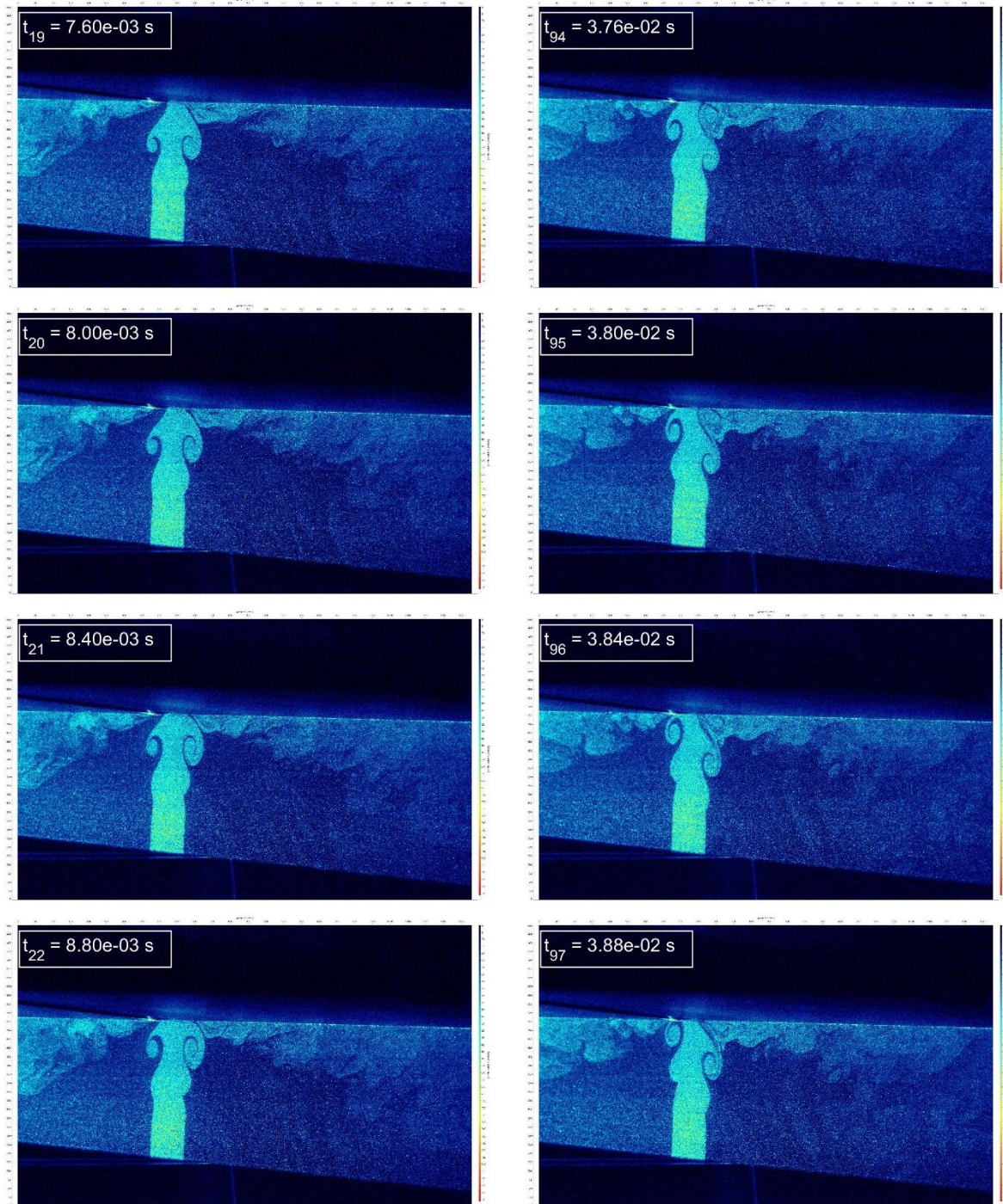


Figure IV. 2 (a) : Organisation symétrique des structures tourbillonnaires.

Figure IV. 2 (b) : Organisation antisymétrique des structures tourbillonnaires.

Figure IV. 2 : Différentes organisations des structures tourbillonnaires pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

L'analyse de l'ensemble des images sur une durée de 1 s montre un comportement très atypique du comportement dynamique de cet écoulement. En effet, la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement présente une organisation symétrique (Figure IV. 2 (a)), puis suite à des instabilités dans la couche de cisaillement, la dynamique tourbillonnaire change de comportement pour devenir antisymétrique (Figure IV. 2 (b)). Cette alternance de comportement de la dynamique tourbillonnaire continue à se succéder dans le temps. Ainsi l'écoulement présente un comportement avec deux organisations tourbillonnaires

symétrique et antisymétrique qui se succèdent dans le temps. La durée de transition entre ces deux organisations est de l'ordre de 1 ms largement inférieure aux périodes des fréquences des sons auto-entretenus installées dans l'écoulement (160 Hz et 320 Hz).

Ce résultat (qui sera confirmé par d'autres approches) explique l'existence des fréquences de 160 Hz et 320 Hz qui traduisent les deux organisations différentes de la dynamique tourbillonnaire dans l'écoulement. À noter aussi que les sons auto-entretenus aux fréquences fondamentales 160 Hz et 320 Hz se succèdent (ne se manifestent pas en même temps) ce qui est conforme à la définition du son auto-entretenu.

Par ailleurs, cette même analyse des images a montré que l'organisation symétrique de la dynamique tourbillonnaire est moins persistante dans le temps que celle de l'organisation antisymétrique. En effet, malgré l'alternance, l'organisation tourbillonnaire antisymétrique à la fréquence 320 Hz persiste beaucoup plus dans temps que l'organisation symétrique de l'écoulement à la fréquence 160 Hz . Ce résultat pourrait expliquer que la fréquence 320 Hz de l'organisation antisymétrique est plus énergétique que la fréquence 160 Hz de l'organisation tourbillonnaire symétrique de l'écoulement (voir Figure IV. 1). La persistance dans le temps des deux organisations tourbillonnaires sera appréhendée un peu plus loin dans le paragraphe (II.1.1.4).

II.1.1.3. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré

Les traitements du champ particulaire brut obtenu à partir des mesures SPIV permettent l'accès au champ cinématique du jet heurtant la plaque fendue.

La Figure IV. 3 (a) montre un exemple de résultats obtenus pour le champ des vecteurs vitesses à un instant t , tandis que la Figure IV. 3 (b) montre au même instant t le champ de la composante de vitesse transversale de l'écoulement avec une superposition du champ de vecteurs vitesses au même instant.

Une analyse complète du comportement de la dynamique tourbillonnaire sera précisée plus tard dans ce chapitre.

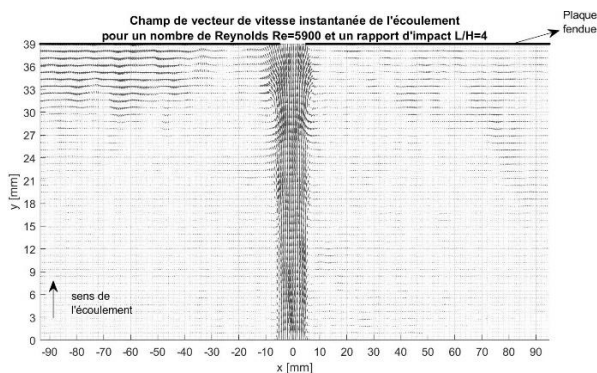


Figure IV. 3 (a) : Champ des vecteurs de la vitesse instantanée (en vecteur) obtenue par la double SPIV « D-SPIV ».

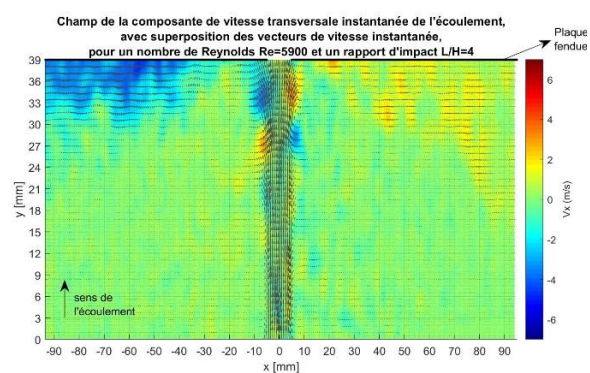


Figure IV. 3 (b) : Champ de la vitesse transversale (en couleur) avec superposition de vecteur vitesse instantanée (en vecteur) obtenue par la double SPIV « D-SPIV ».

Pour appréhender la dynamique tourbillonnaire installée dans l'écoulement, on s'est intéressé à la vitesse transversale au point ($X = 5\text{ mm}$; $Y = 33\text{ mm}$) qui représente un point de passage des tourbillons. Le choix de ce point a été guidé par l'analyse des visualisations de

l'écoulement. L'évolution de la vitesse transversale en ce point nous renseignera sur les passages tourbillonnaires. En effet, chaque passage de tourbillon est caractérisé par l'évolution de la vitesse transversale en passant par un maximum, une valeur nulle et un minimum (Assoum, 2013 ; Hamdi, 2017).

La Figure IV. 4 représente le signal temporel de la vitesse transversale en ce point de passage de tourbillon ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$). Le signal est extrait des mesures SPIV du champ cinématique synchronisé avec la mesure du champ acoustique rayonné.

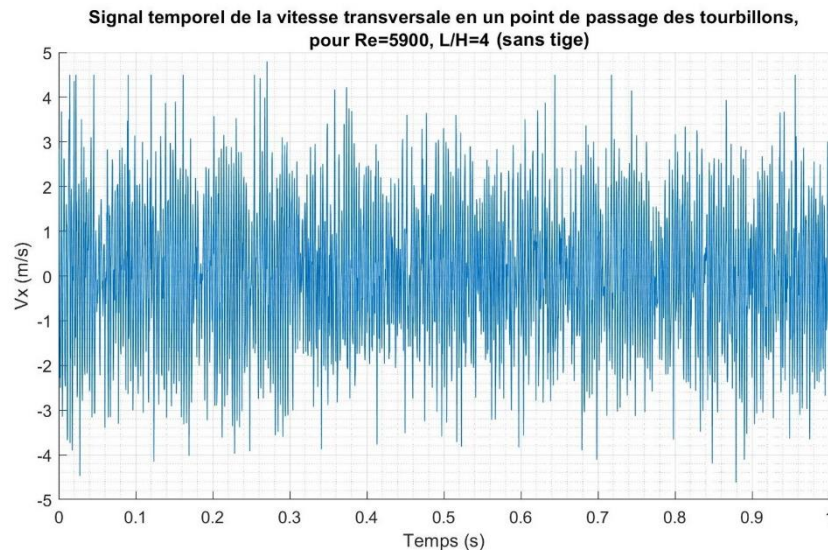


Figure IV. 4 : Signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$, $\frac{L}{H} = 4$, (sans tige).

Pour ressortir les fréquences de passage des tourbillons, le spectre du signal de la vitesse transversale au point ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) a été calculé.

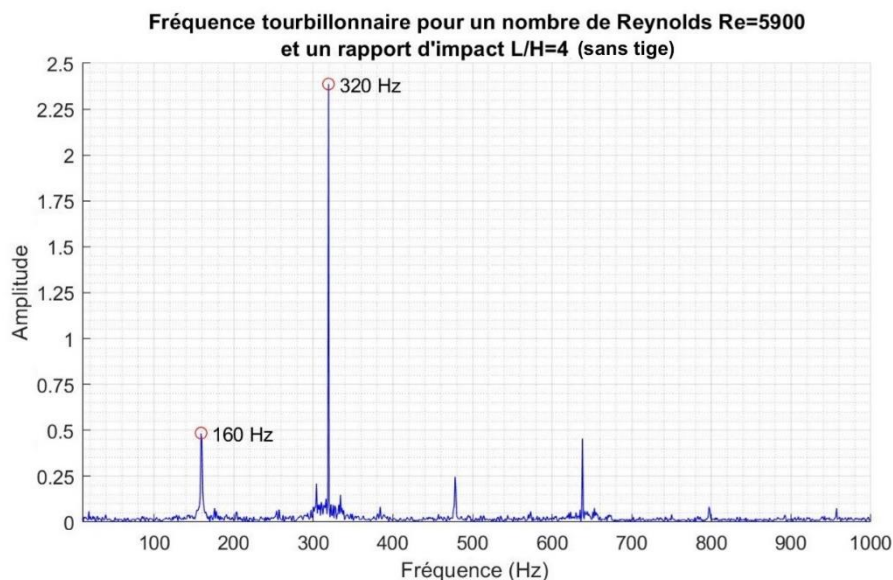


Figure IV. 5 : Spectre des fréquences de passage tourbillonnaire au point ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La Figure IV. 5 représente le spectre des fréquences de passage des tourbillons au point de passage défini par $(X = 5 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm})$, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ et le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans présence de la tige. Elle confirme l'existence de deux organisations tourbillonnaires de l'écoulement aux fréquences 160 Hz et 320 Hz . L'analyse de l'ensemble des résultats nous permet d'associer la fréquence 160 Hz à l'organisation symétrique de l'écoulement alors que le comportement antisymétrique de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement est associé à la fréquence 320 Hz .

Notons aussi que le spectre représenté sur la Figure IV. 5 nous renseigne uniquement sur la fréquence de la dynamique tourbillonnaire au point choisi. En effet, les amplitudes des fréquences du spectre dépendent des amplitudes des vitesses transversales mesurées qui dépendent à leur tour du point choisi pour détecter le passage tourbillonnaire.

II.1.1.4. Comportement des organisations tourbillonnaires symétriques et antisymétriques de l'écoulement dans le temps

Dans ce paragraphe, nous cherchons à nous renseigner sur la persistance dans le temps des deux organisations tourbillonnaires symétriques et antisymétriques qui alternent dans l'écoulement.

Ainsi, afin de détecter l'organisation tourbillonnaire symétrique à la fréquence $f = 160 \text{ Hz}$ on a procédé comme suite :

Une analyse des visualisations et du signal de la vitesse transversale échantillonné à une fréquence de 2500 Hz et mesuré pendant une seconde nous a permis d'isoler un échantillon représentatif de l'organisation symétrique qui court sur une durée de $0,01$ seconde qui représente $1,6$ périodes.

À partir du signal global d'une durée d'une seconde, 2475 échantillons d'une durée chacun de 10 ms seront extraits par glissement de la fenêtre. Le temps de glissement correspond au temps associé à la fréquence d'échantillonnage des mesures SPIV. Ainsi, chacun des échantillons a une durée égale à celle de l'échantillon de référence. Le positionnement temporel du début de l'échantillon dans le signal global est : $i \times \frac{1000}{2500} \text{ ms}$, où i est l'indice de l'échantillons allant de 1 jusqu'à 2475 .

Une intercorrélation entre le signal représentatif de la dynamique tourbillonnaire symétrique et l'échantillon permettra de détecter l'existence de l'organisation symétrique. Un taux de corrélation élevé indiquera l'organisation symétrique pendant la durée de 10 ms , qui correspond à $1,6$ périodes. Sachant que le taux de corrélation égal à 1 ne sera trouvé que lorsque l'échantillon de référence (extrait du signal global) sera intercorrélé avec lui-même. En effet, d'une part, la signature de l'activité tourbillonnaire symétrique ne reproduit pas à l'identique le signal représentatif ; ce qui contribue à la diminution du taux de corrélation. D'autre part, si un signal présente une activité tourbillonnaire symétrique, mais pendant une durée inférieure à celle de l'échantillon représentatif (25 images), le taux de corrélation sera également inférieur à 1 . Ces deux facteurs nous suggèrent de trouver un seuil de taux d'intercorrélations inférieur à 1 pour appréhender l'activité tourbillonnaire symétrique.

Pour avoir une idée sur ce seuil à fixer, une intercorrélation entre le signal représentatif de l'activité tourbillonnaire symétrique et le signal qui représente également une activité tourbillonnaire symétrique sur la totalité de sa durée a été calculée.

La Figure IV. 6 (a) montre que le taux d'intercorrélation lorsqu'il y a coïncidence du signal représentatif et du signal qui représente aussi une activité tourbillonnaire symétrique sur toute sa durée de 10 ms. Ce taux inférieur à 1 est dû, comme expliqué précédemment au fait que le signal représentatif n'est pas reproductible à l'identique dans le temps.

La Figure IV. 6 (b) représente en abscisse le temps où le début de l'activité tourbillonnaire a été détectée (début de l'échantillon avec un taux de corrélation égale à 0,72).

À la lumière de ce résultat et aux remarques mentionnées précédemment, on a fait le choix de fixer le seuil de taux de corrélation à 0,7 à partir duquel l'organisation tourbillonnaire sera considérée comme symétrique.

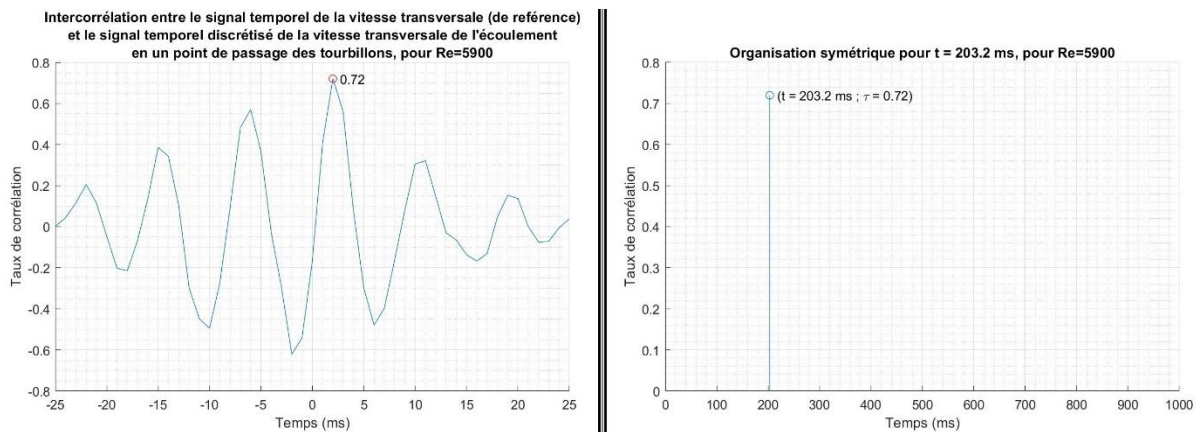


Figure IV. 6 (a) : Intercorrélation entre « S_{160} » et S_{508} .

Figure IV. 6 (b) : Pic de corrélation représentant la corrélation pendant 10 ms.

Figure IV. 6 : Intercorrélation entre le signal de référence « S_{160} » et le signal 508 résultant de la vitesse transversale (pendant une configuration symétrique), pour $Re = 5900$.

Pour la détection de l'organisation antisymétrique de l'écoulement, la même approche que celle de l'organisation symétrique sera appliquée. Cependant, pour grader les mêmes critères, la durée de l'échantillon représentatif de l'activité tourbillonnaire antisymétrique sera prise, égale à $5 \text{ ms} \approx 13$ images. En effet, cette durée de l'échantillon représentatif correspond à 1.6 périodes de l'organisation antisymétrique. Le même critère que celui utilisé pour la détection de l'organisation symétrique de l'écoulement est donc employé.

Les Figure IV. 7 et Figure IV. 8 représentent respectivement les pics des taux de corrélation des échantillons représentatifs des organisations symétrique et antisymétrique des structures tourbillonnaires sur toute la durée d'acquisitions du signal. Chacune de ces courbes est issue des pics des 2475 intercorrélations du signal global avec les signaux des échantillons représentatifs respectivement symétrique et antisymétrique. Pour les deux courbes, on peut remarquer, comme mentionné précédemment, le taux de corrélations atteint la valeur 1 uniquement lorsque l'échantillon représentatif est intercorrélé avec lui-même. En effet, l'échantillon représentatif est issu du signal global.

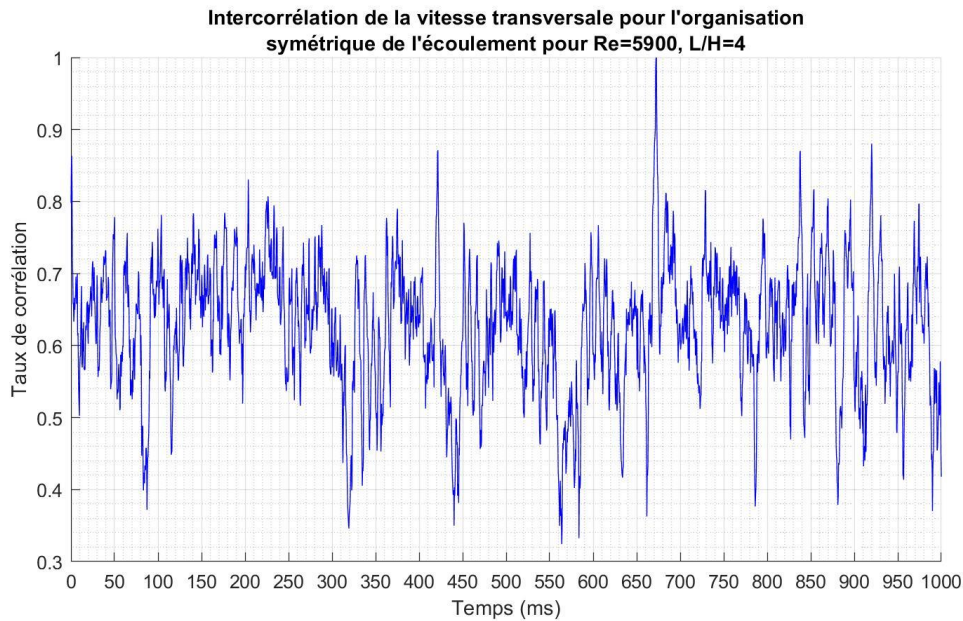


Figure IV. 7 : Pics de corrélation entre le signal symétriques et tous les signaux du signal total de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons pour $Re = 5900$.

D'après la Figure IV. 7, on a bien détecté notre signal de référence avec un pic de corrélation de taux de corrélation $\tau = 1$. En plus, on remarque une bonne corrélation au début du spectre avec un taux de corrélation de l'ordre de $\tau \approx 0,86$. Ce pic de corrélation correspond aux premiers 25 instants qui étaient représentés sur la Figure IV. 2 (a) et qui montre bien l'organisation symétrique de l'écoulement.

La même logique a été appliquée sur la configuration antisymétrique de l'écoulement. Ainsi, on a dressé la courbe des pics de corrélations sur la Figure IV. 8 pendant 1 seconde.

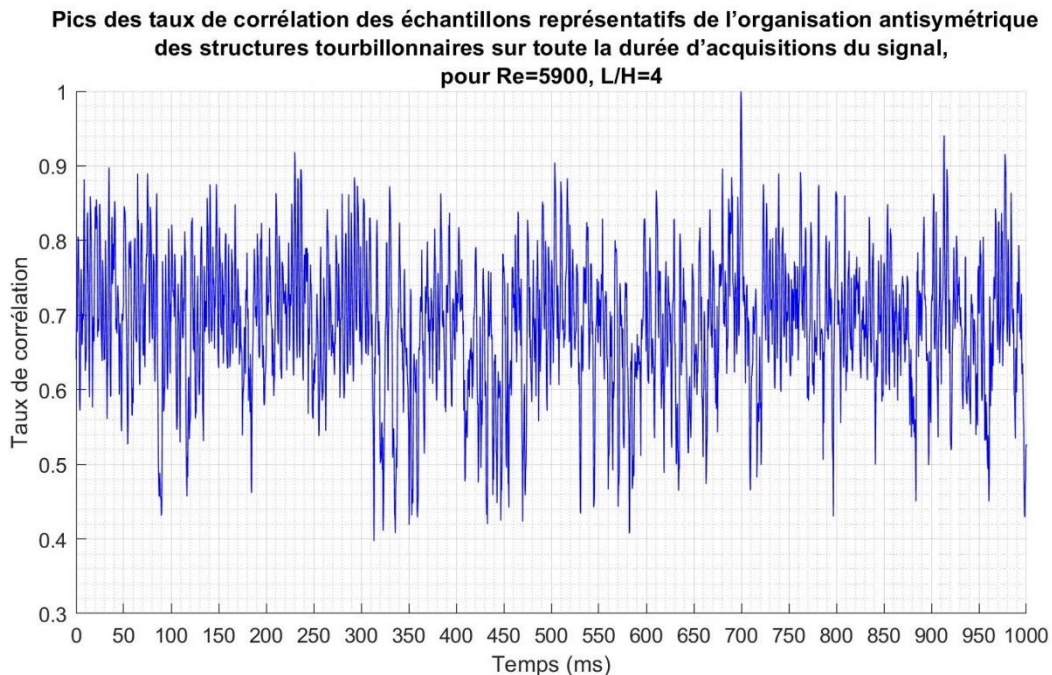


Figure IV. 8 : Pics de corrélation entre le signal antisymétrique et tous les signaux du signal total de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons pour $Re = 5900$.

Dans le but de connaître les séquences, dans le temps, des organisations symétriques et antisymétriques qui s'installent dans l'écoulement, on a relevé les pics qui dépassent le seuil de 0.7 et qui permettent la détection de l'organisation tourbillonnaire symétrique (en bleu) et antisymétrique (en rouge) de l'écoulement (Figure IV. 9).

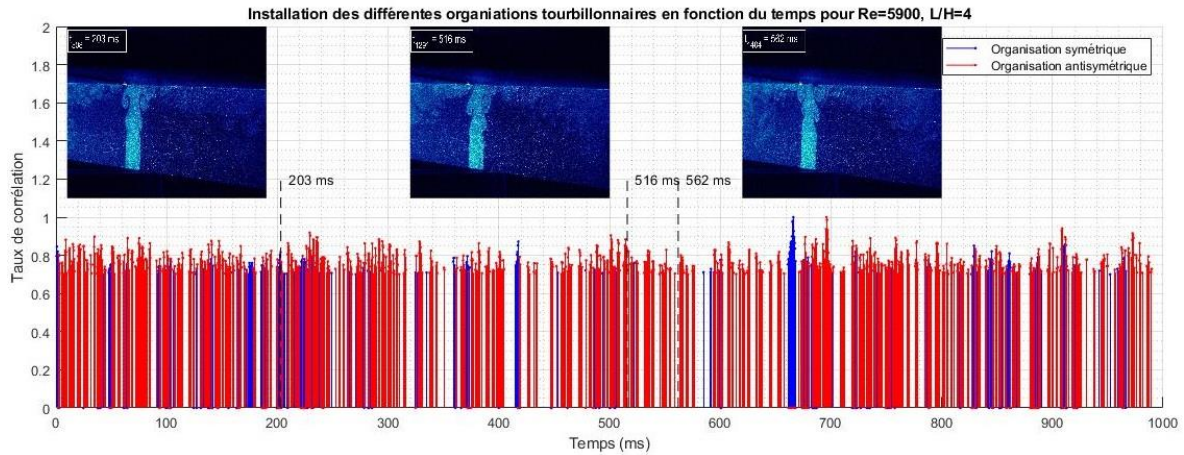


Figure IV. 9 : Succession des organisations tourbillonnaires en fonctions du temps pour $Re = 5900$.

Cette figure montre :

- Les pics en bleu indiquent une organisation tourbillonnaire symétrique pendant 0,01 secondes (durée de l'échantillon représentatif) avec un taux de corrélation supérieur à 0,7.
- Les pics en rouge indiquent une organisation tourbillonnaire antisymétrique pendant 0,005 secondes (durée de l'échantillon représentatif), avec un taux de corrélation supérieur à 0,7.
- Que l'organisation antisymétrique (pics rouges) est plus présente dans l'écoulement que l'organisation symétrique (pics bleus).
- Que l'alternance des organisations tourbillonnaires symétriques et antisymétriques dans l'écoulement est aléatoire.
- Des pics de même couleur qui se suivent montrent que l'organisation tourbillonnaire (symétrique ou antisymétrique suivant la couleur) a une durée, compte tenu du glissement de 1 échantillon entre deux corrélations croisées, qui est égale à 4×10^{-4} seconde. Rappelons que les échantillons représentatifs pour l'organisation symétrique et antisymétrique ont une durée respectivement de 0,01 seconde et 0,005 seconde.
- Que les espaces blancs où il n'y a aucun pic sur la courbe correspondent, compte tenu du glissement, à l'intercorrélations de l'échantillons (représentation avec un échantillon) où les deux organisations symétrique et antisymétrique existent. Ceci implique que les seuils de taux de corrélation pour l'organisation symétrique et antisymétrique sont inférieurs à 0,7, ce qui explique qu'il n'existe aucun pic sur cet intervalle de temps.

À partir de la courbe Figure IV. 9, une approche statistique a été opérée pour connaître la durée de persistance dans le temps de chacune des deux organisations tourbillonnaires. Le nombre de pics bleus qui indiquent une organisation symétrique est égal à 394, lorsque le

nombre de pics en rouge qui indiquent la présence de l'organisation tourbillonnaire antisymétrique est égal à 1121 :

- Pendant une seconde d'acquisition, le taux de persistance de l'organisation symétrique dans l'écoulement est égal à : $\tau = 0,26$.
- Pendant une seconde d'acquisition, le taux de persistance de l'organisation antisymétrique dans l'écoulement est égal à : $\tau = 0,74$.

Cette approche confirme les observations quantitatives faites à partir de l'analyse des images issues de la SPIV.

II.1.1.5. Cohérence fréquentielle entre le champ dynamique tourbillonnaire et le champ acoustique rayonné

Afin d'appréhender la relation entre le champ dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et le champ acoustique rayonné, la cohérence entre le signal de la pression acoustique mesuré et le signal de la vitesse transversale, qui nous renseigne sur les fréquences tourbillonnaires, a été calculé.

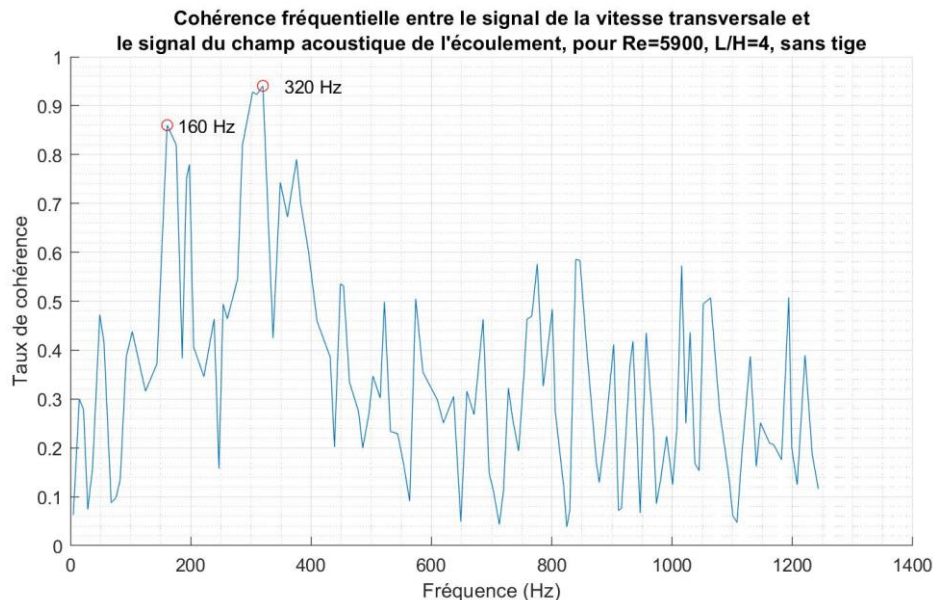


Figure IV. 10 : Cohérence fréquentielle entre le signal de la vitesse transversale de l'écoulement au point de passage des tourbillons et le signal du champ acoustique rayonnant, pour $Re = 5900$, $\frac{L}{H} = 4$, (sans tige).

La Figure IV. 10 montre une forte cohérence entre le champ acoustique rayonné et la dynamique tourbillonnaire aux fréquences 160 Hz et 320 Hz qui sont respectivement de 0,85 et 0,94. Ces cohérences élevées montrent la dépendance linéaire du champ acoustique rayonné et la dynamique tourbillonnaire aux fréquences 160 Hz et 320 Hz. Ce résultat confirme encore que l'alternance de son auto-entretenu aux fréquences 160 Hz et 320 Hz est liée à l'alternance entre les dynamiques tourbillonnaires symétrique à la fréquence 160 Hz et antisymétrique à la fréquence 320 Hz.

II.1.1.6. Détection des structures tourbillonnaires

Afin de bien comprendre la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement pour ce nombre de Reynolds $Re = 5900$, plusieurs critères de détection des structures tourbillonnaires ont été appliqués sur les mesures des champs cinématiques sein de l'écoulement (voir chapitre I).

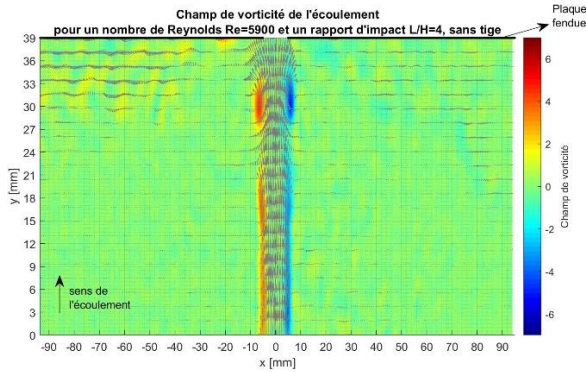


Figure IV. 11 (a) : Champ de vorticité.

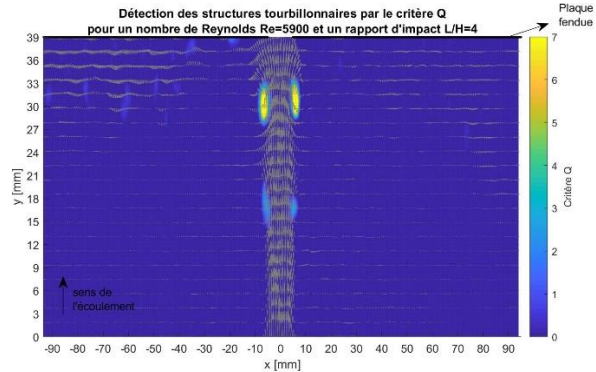


Figure IV. 11 (b) : Critère Q.

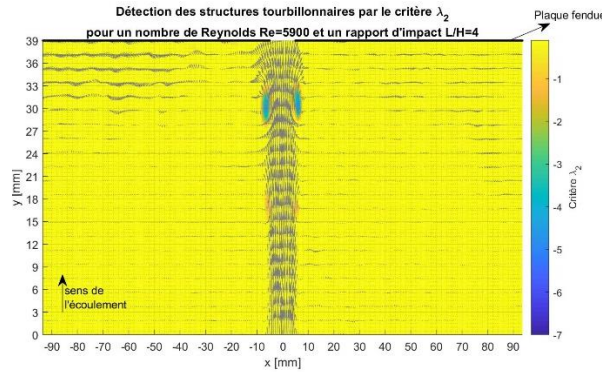


Figure IV. 11 (c) : Critère λ_2 .

Figure IV. 11 : Différents critères de détections des structures tourbillonnaires, pour $Re = 5900$, $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

Sur la Figure IV. 11, il a été représenté, au même instant t , la détection des structures tourbillonnaires avec les trois critères : la Figure IV. 11 (a) représente le champ de vorticité, la Figure IV. 11 (b) les structures tourbillonnaires détectées par le critère Q et la Figure IV. 11 (c) les structures tourbillonnaires détectées par le critère λ_2 .

Dans le premier chapitre, il a été expliqué que le champ de vorticité est bruit  par les phénomènes de cisaillement, ce qui rend dans notre cas ce critère moins approprié pour la détection des structures tourbillonnaires. D'autre part, les critères Q et λ_2 sont capables de bien détecter les centres des structures tourbillonnaires. Pour un écoulement $2D$, ces deux critères de détections sont équivalents (Ismail et al., 2006).

Dans la suite de l'étude, c'est le critère λ_2 qui sera utilisé pour la détection des structures tourbillonnaires.

II.1.1.7. Détection des structures tourbillonnaires par le critère λ_2

Comme il a été montré, le nombre de Reynolds $Re = 5900$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ présente un écoulement avec deux organisations tourbillonnaires qui s'alternent. Le critère

λ_2 nous permettra de suivre l'évolution de l'organisation de la dynamique tourbillonnaire alternante.

La Figure IV. 12 montre l'organisation symétrique des structures tourbillonnaires détectées par le critère λ_2 , et la Figure IV. 13 montre l'organisation antisymétrique des structures tourbillonnaires détectées par le critère λ_2 , en absence de la tige, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

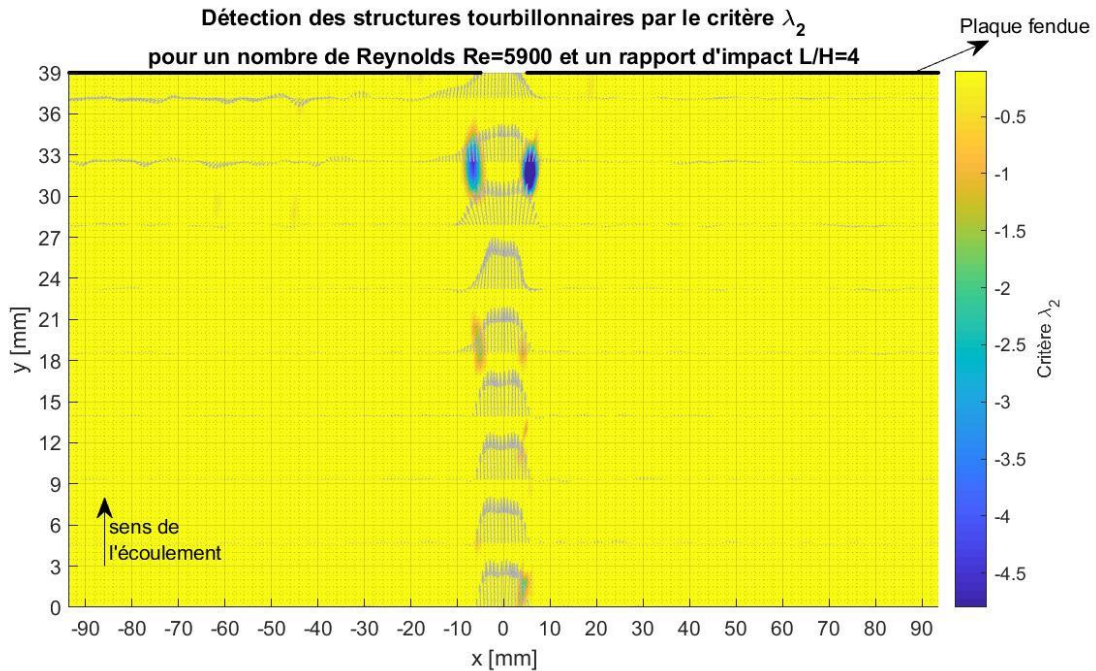


Figure IV. 12 : Detections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation symétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

L'analyse de l'ensemble des évolutions de la dynamique tourbillonnaire appréhendées par le critère λ_2 permet de renseigner l'organisation des structures tourbillonnaires. La Figure IV. 12, montre que lorsque les structures tourbillonnaires sont symétriques par rapport à l'axe du jet, elles sont en phases dès leurs naissances jusqu'à leurs impacts au niveau de la plaque fendue. Le déphasage calculé entre les tourbillons du bas du jet (partie gauche) et celui du haut du jet (partie droite) laisse ressortir une valeur quasiment nulle ($0,03 \text{ rd}$) ; ce qui confirme bien que les tourbillons sont en phase de part et d'autre de l'axe du jet.

Au bout d'un certain moment, l'écoulement se déstabilise pendant un temps très court (moins d'une milliseconde) et une nouvelle organisation des structures tourbillonnaires se met en place : les structures tourbillonnaires prennent une organisation antisymétrique comme le montre la Figure IV. 13.

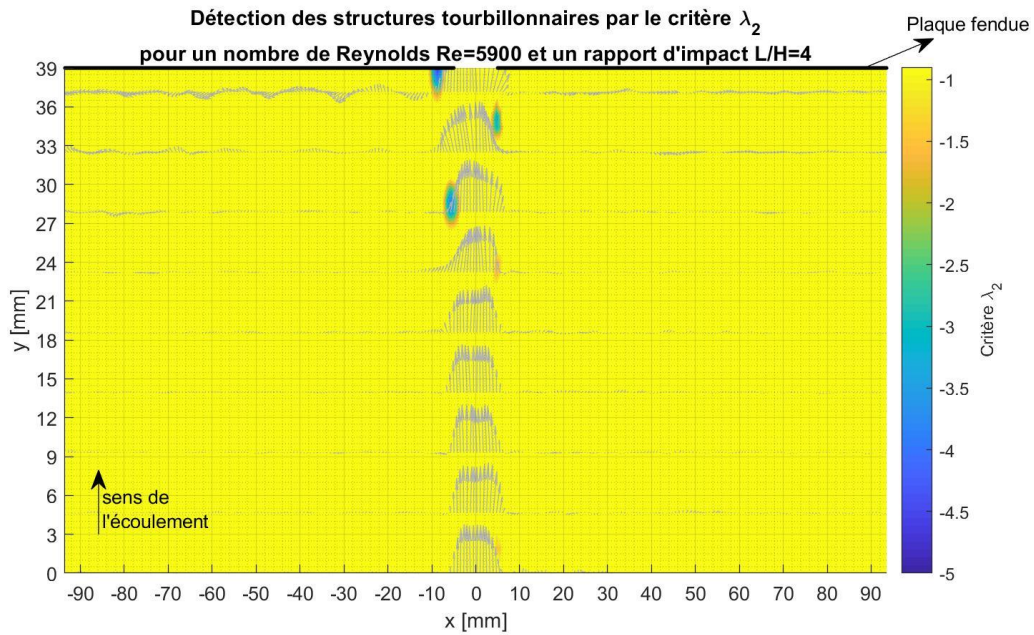


Figure IV. 13 : Detections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation antisymétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La Figure IV. 13 montre l'organisation antisymétrique des structures tourbillonnaires qui alternent avec l'organisation symétrique, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$. Ainsi, pendant cette organisation tourbillonnaire, le déphasage entre les tourbillons du bas du jet et celle du haut du jet est de l'ordre de $3rd$. Rappelons aussi de l'organisation tourbillonnaire antisymétrique persiste environs 2,8 fois dans le temps que celle de l'organisation symétrique.

Cette double organisation des structures tourbillonnaires montre l'apparition des deux raies dans le spectre des fréquences acoustiques et tourbillonnaires sur les Figures IV. 1 et IV 2.

II.1.1.8. Suivi des structures tourbillonnaires

Pour comprendre cette dynamique tourbillonnaire atypique qui alterne et qui est responsable de l'apparition des sons auto-entretenus alternant à leur tour entre les fréquences 160 Hz et 320 Hz , les trajectoires des structures tourbillonnaires seront suivies. Dans ce but, les tourbillons détectés par le critère λ_2 seront superposés pour tous des instants d'acquisition (1 s) incluant toutes les phases de leur formation jusqu'à leurs impacts sur la plaque fendue.

La Figure IV. 14, représente les trajectoires des structures tourbillonnaires pendant 1 seconde.

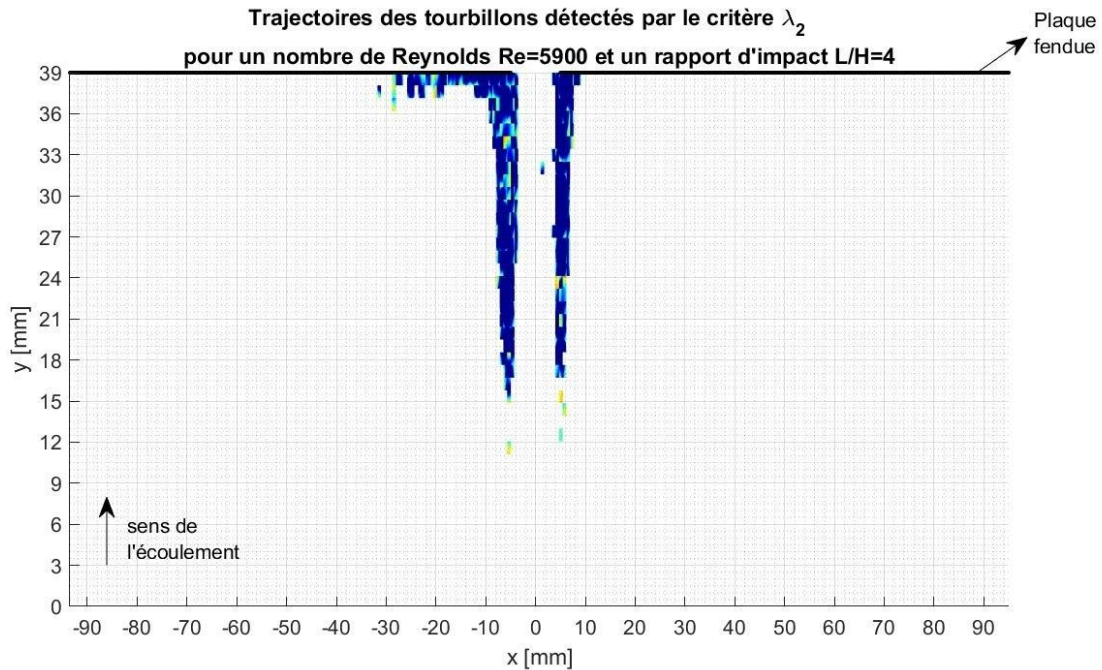


Figure IV. 14 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans présence d'une tige.

D'après cette figure, on peut remarquer que les tourbillons issus de l'organisation des structures tourbillonnaires symétriques à la fréquence 160 Hz et antisymétriques à la fréquence 320 Hz suivent quasiment la même trajectoire. À l'approche de la fente, une faible partie des structures tourbillonnaires du bas du jet (partie gauche) passe par la fente. Ce qui explique, une activité tourbillonnaire pariétale assez soutenue de ce côté de la plaque. Cependant, les structures tourbillons du haut du jet (partie droite) passent quasiment toutes à travers la fente. Cette asymétrie pourrait être attribuée aux instabilités de l'écoulement qui provoquent l'alternance entre l'organisation symétrique et antisymétrique des structures tourbillonnaires. D'autre part, ce comportement pourrait expliquer aussi la différence énergétique des fréquences acoustique 160 Hz qui représente le comportement symétrique de l'activité tourbillonnaire et celle de 320 Hz qui traduit le comportement de l'activité antisymétrique de l'écoulement. En effet, les tourbillons qui passent à travers la fente optimisent plus le transfert énergétique vers le champ acoustique (Assoum, 2013; Blake et Powell, 1986).

II.1.1.9. Énergie cinétique turbulente

Afin d'approcher le mécanisme de transfert de l'énergie cinétique turbulente vers le champ acoustique rayonné avec l'installation d'une boucle de son auto-entretenu, la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée a été calculée et normalisée par la vitesse moyenne au carré de sortie du jet $\overline{ECT}(t)$ (équation IV. 10). En effet, pour chaque instant d'acquisition, la moyenne spatiale de l'énergie cinétique turbulente a été calculée dans une zone de contrôle autour de la fente, zone où se situe le mécanisme de transfert énergétique entre l'énergie turbulente et le champ acoustique (Blake et Powell, 1986; Powell, 1964). Cette zone s'étend (voir Figure IV. 16 (a)) sur la plage $-20 \text{ mm} \leq x \leq +20 \text{ mm}$ et $30 \text{ mm} \leq y \leq 38 \text{ mm}$. De plus, le choix de cette zone est approprié car elle englobe les activités tourbillonnaires symétriques et antisymétriques de l'écoulement. Notons

aussi que, délibérément, la zone n'a pas été prolongée jusqu'à la position de l'axe $y = 39 \text{ mm}$ (points les plus proche de la plaque fendue) pour exclure les points de mesures qui sont moins fiables suites aux problèmes des réflexions de la nappe laser sur la plaque fendue lors des acquisitions SPIV.

Ainsi, la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée et normalisée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée, à chaque instant, et moyennée sur toute la zone de contrôle (voir Figure IV. 15) :

$$\overline{ECT}(t) = \frac{\sum_{i=0}^n \sum_{j=0}^m T_{ij}(t)}{(n+1)\Delta x \times (m+1)\Delta y} \quad (\text{IV. 10})$$

avec

$$T_{ij}(t) = \frac{u'_{ij}{}^2(t) + v'_{ij}{}^2(t) + w'_{ij}{}^2(t)}{\overline{U}_0^2} \quad (\text{IV. 11})$$

où les vitesses u'_{ij} ; v'_{ij} et w'_{ij} représentent respectivement les vitesses fluctuantes des 3 composantes de la vitesse mesurée au point (i, j) à l'instant t .

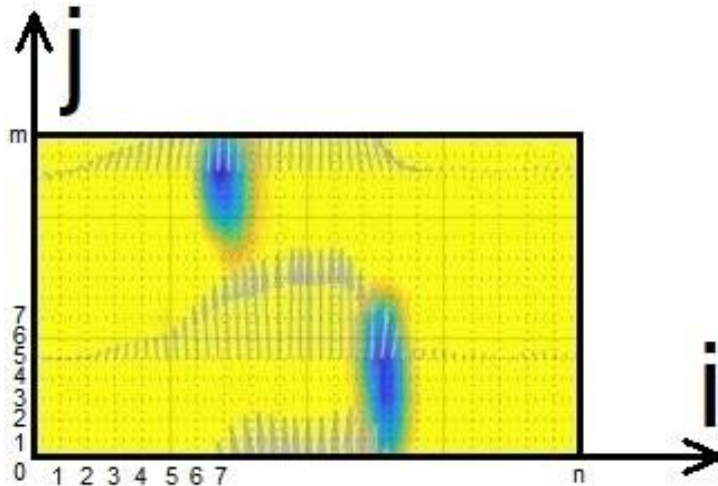


Figure IV. 15 : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne.

Dans notre cas, compte tenu de la nature de l'écoulement, cette densité surfacique peut être considérée comme une densité volumique. En effet, d'après les travaux de (Hamdi, 2017), pour la même configuration de l'écoulement, autour du plan médian du jet, l'énergie cinétique turbulente moyenne engendrée par l'activité tourbillonnaire reste quasiment identique ; ce qui nous permet de considérer la densité surfacique moyenne instantanée et normalisée de l'énergie cinétique turbulente comme une densité volumique.

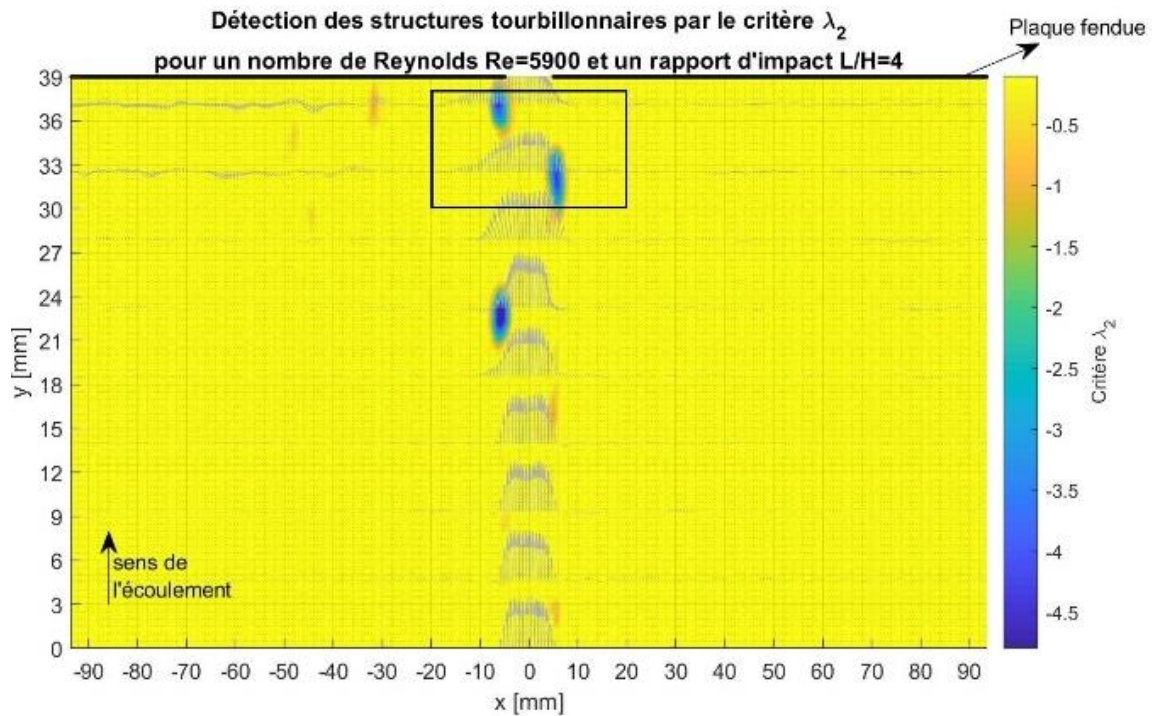


Figure IV. 16 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

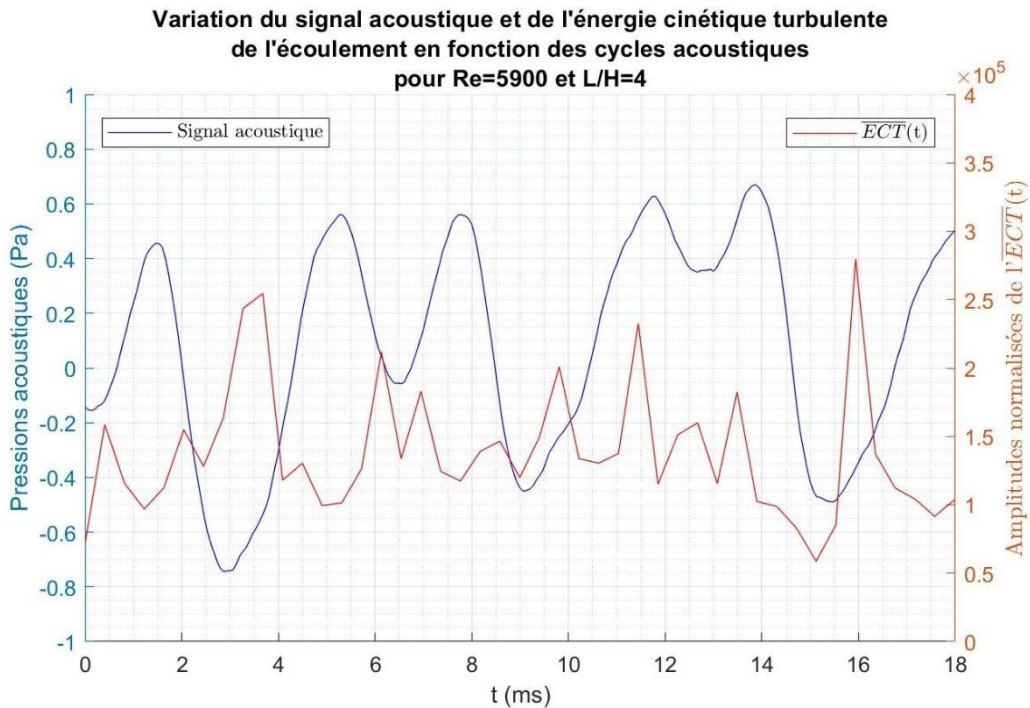


Figure IV. 16 (b) : Évolution de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) et le signal de la pression acoustique (en bleu).

Figure IV. 16 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La densité de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée et normalisée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée à partir des champs cinématiques instantanés mesurés par la « SPIV » avec une fréquence d'échantillonnage de 2500 Hz. La Figure IV. 16 (b) représente l'évolution de la pression acoustique du champ acoustique rayonné (en bleu) ainsi que celui de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge). Cette évolution qui se répète dans le temps a été représentée sur un temps

représentatif de l'évolution de $\overline{ECT}(t)$ qui est de 18 ms : sur environ 2,5 périodes de la fréquence fondamentale 160 Hz et sur environs 5 périodes pour la fréquence fondamentale de 320 Hz. On peut remarquer aussi que les minimums relatifs du signal acoustique correspondent, avec un léger décalage dans le temps, aux maximums relatifs de $\overline{ECT}(t)$ et les maximums relatifs du signal acoustique sont légèrement décalés dans le temps avec les minimums relatifs de $\overline{ECT}(t)$. Ce résultat pourrait nous suggérer que lorsque le transfert énergétique est optimal, la pression acoustique du champ rayonné est maximale alors que l'énergie turbulente est au minimum avec un léger déphasage. Ceci nous renseigne sur le mécanisme de transfert énergétique optimal.

La Figure IV. 17 représente la fonction de cohérence entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique. Elle montre qu'aux fréquences des boucles des sons auto-entretenus installées dans l'écoulement aux fréquences 160 Hz et 320 Hz, il y a une cohérence élevée respectivement de l'ordre 0,8 et 0,81. Ce résultat confirme que les transferts énergétiques sont optimisés pour ces deux fréquences des sons-auto-entretenus.

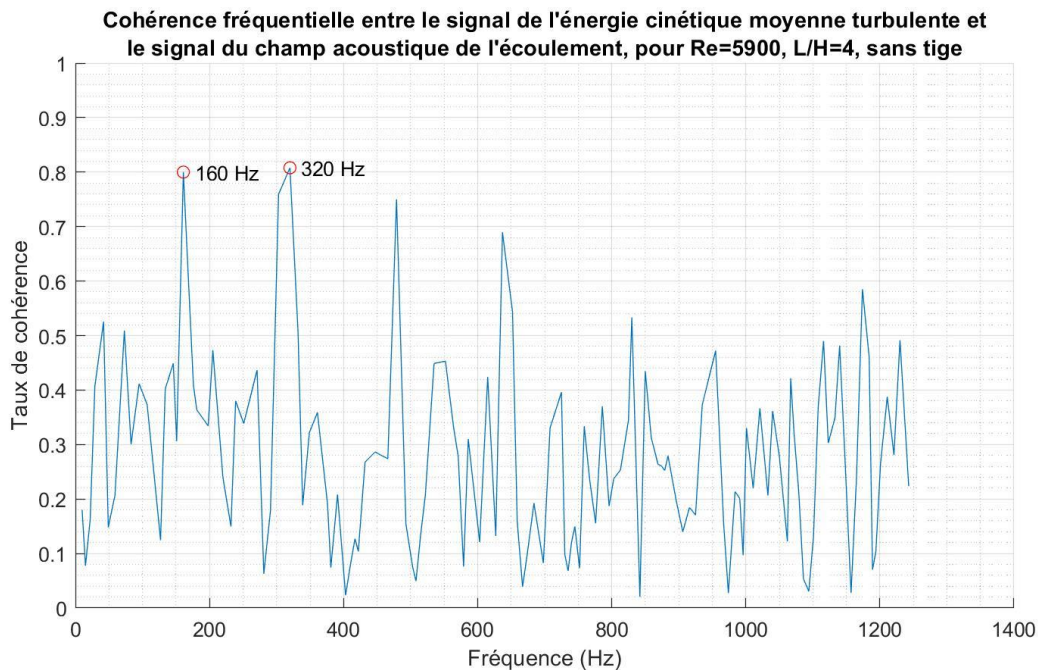


Figure IV. 17 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, sans tige.

II.1.1.10. Corrélation entre le champ des vitesses transversales et le champ acoustique

D'après les études d'Assoum (2013), la corrélation entre le signal temporel de la vitesse transversale et le signal du champ acoustique nous permet d'accéder à la vitesse de convection des structures tourbillonnaires.

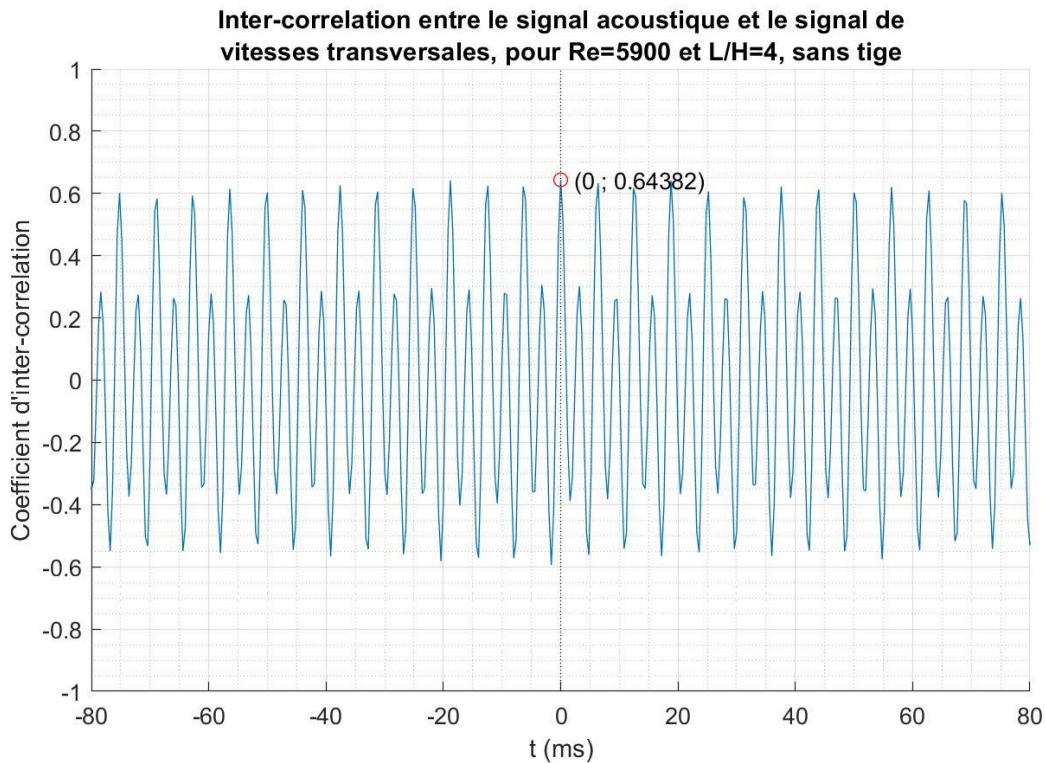


Figure IV. 18 : Intercorrélation entre le signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des structures tourbillonnaires ($X = 5 \text{ mm}$, $Y = 33 \text{ mm}$) et le signal acoustique, pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La Figure IV. 18, représente la corrélation entre le signal temporel de la vitesse transversale de l'écoulement en un point de passage des structures tourbillonnaires ($X = 5 \text{ mm}$, $Y = 33 \text{ mm}$) (voir Figure IV. 4) et le signal du champ acoustique rayonnant. À noter que le signal temporel de la vitesse transversale de l'écoulement est obtenu pendant 1 seconde où les deux organisations tourbillonnaires (symétrique et antisymétrique) ont eu lieu. C'est pour cette raison que cette intercorrélation ne nous permet pas de connaître le déphasage entre le signal acoustique et la dynamique tourbillonnaire à 160 Hz et celle à 320 Hz . Cependant, le pic de corrélation entre ces deux signaux, montre la dépendance linéaire entre la dynamique des structures tourbillonnaires installées dans l'écoulement et le champ acoustique rayonné.

Pour connaître l'évolution de cette intercorrélation le long de la trajectoire des tourbillons, pendant la durée d'acquisition d'une seconde, cette intercorrélation a été calculée pour chaque point de l'axe des $X = 5 \text{ mm}$ pour des Y allant de $19 \text{ mm} < Y < 39 \text{ mm}$. En effet, la trajectoire des tourbillons passe par cet axe depuis leur formation jusqu'à leurs impacts au niveau de la fente. La cartographie issue de l'ensemble des résultats des intercorrélations est présentée sur la Figure IV. 19.

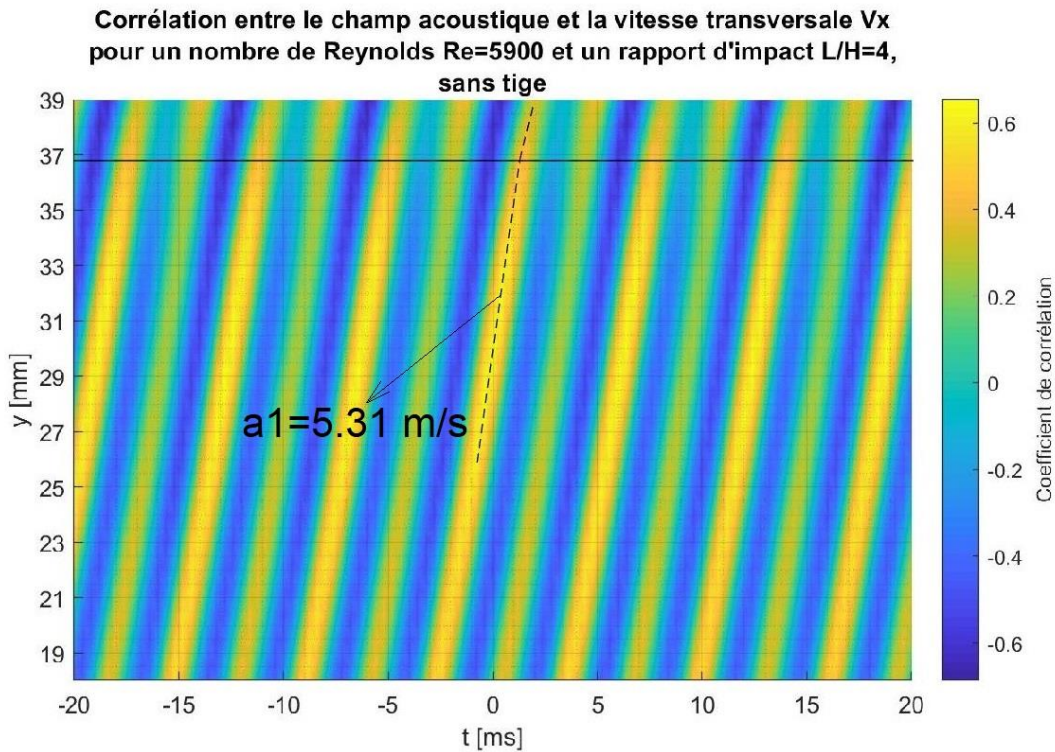


Figure IV. 19 : Cartographie des corrélations croisées entre le champ acoustique et la vitesse transversale de l'écoulement, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

L'aspect périodique de corrélation, avec une bonne corrélation de l'ordre de 0,6 qui apparaît sur la cartographie de la Figure IV. 19, montre la dépendance linéaire entre ces deux signaux ; ce qui confirme les résultats obtenus lors du calcul de la cohérence fréquentielle entre le signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons et le signal du champ acoustique rayonnant (voir Figure IV. 6).

La pente des pics de corrélation le long de l'axe des Y représente la vitesse des convections des tourbillons Assoum (2013). Or, ce nombre de Reynolds ($Re = 5900$) présente deux organisations tourbillonnaires symétrique et antisymétrique qui s'installent successivement avec une vitesse de convection de l'ordre respectivement $5,26 \text{ m/s}$ et $5,33 \text{ m/s}$. Ces vitesses ont été calculées après traitement des mesures du champ cinématique.

La pente de la courbe de la Figure IV. 19 laisse ressortir une vitesse de convection de $5,31 \text{ m/s}$ qui est une valeur qui se situe entre la vitesse de convection des structures tourbillonnaires lors de l'organisation symétrique ($5,26 \text{ m/s}$) et antisymétrique ($5,33 \text{ m/s}$) de l'écoulement. La persistance dans le temps (environ 2,8 fois plus) de l'organisation tourbillonnaire antisymétrique par rapport à celle symétrique de l'écoulement explique la valeur trouvée à partir de la pente de la Figure IV. 19 ($5,31 \text{ m/s}$), qui est plus proche de la vitesse de convection des structures tourbillonnaire avec une organisation antisymétrique ($5,33 \text{ m/s}$).

Sur la Figure IV. 19 on peut remarquer aussi que la pente qui renseigne la vitesse de convection est d'avantage inclinée au niveau de la plaque fendue. En effet, les tourbillons dans leurs convections seront ralentis au niveau de la plaque ; ce qui explique la présence d'une

inclinaison des pics de corrélation, indiquant ainsi la variation de la vitesse de convection de ces structures tourbillonnaires.

II.1.2. Comportement acoustique et dynamique de l'écoulement pour $Re = 6700$

II.1.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Afin d'appréhender le comportement fréquentiel du champ acoustique rayonné, on a calculé le spectre acoustique à partir des mesures des pressions acoustiques de l'écoulement pendant 1 seconde, pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, $\frac{L}{H} = 4$ et sans installation de la tige.

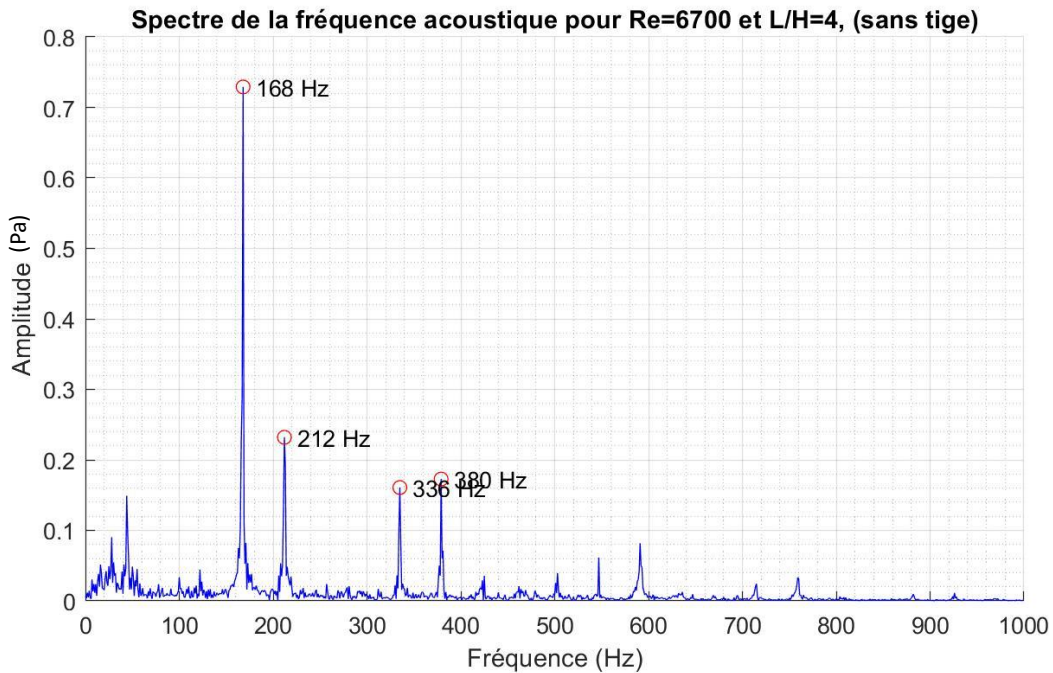


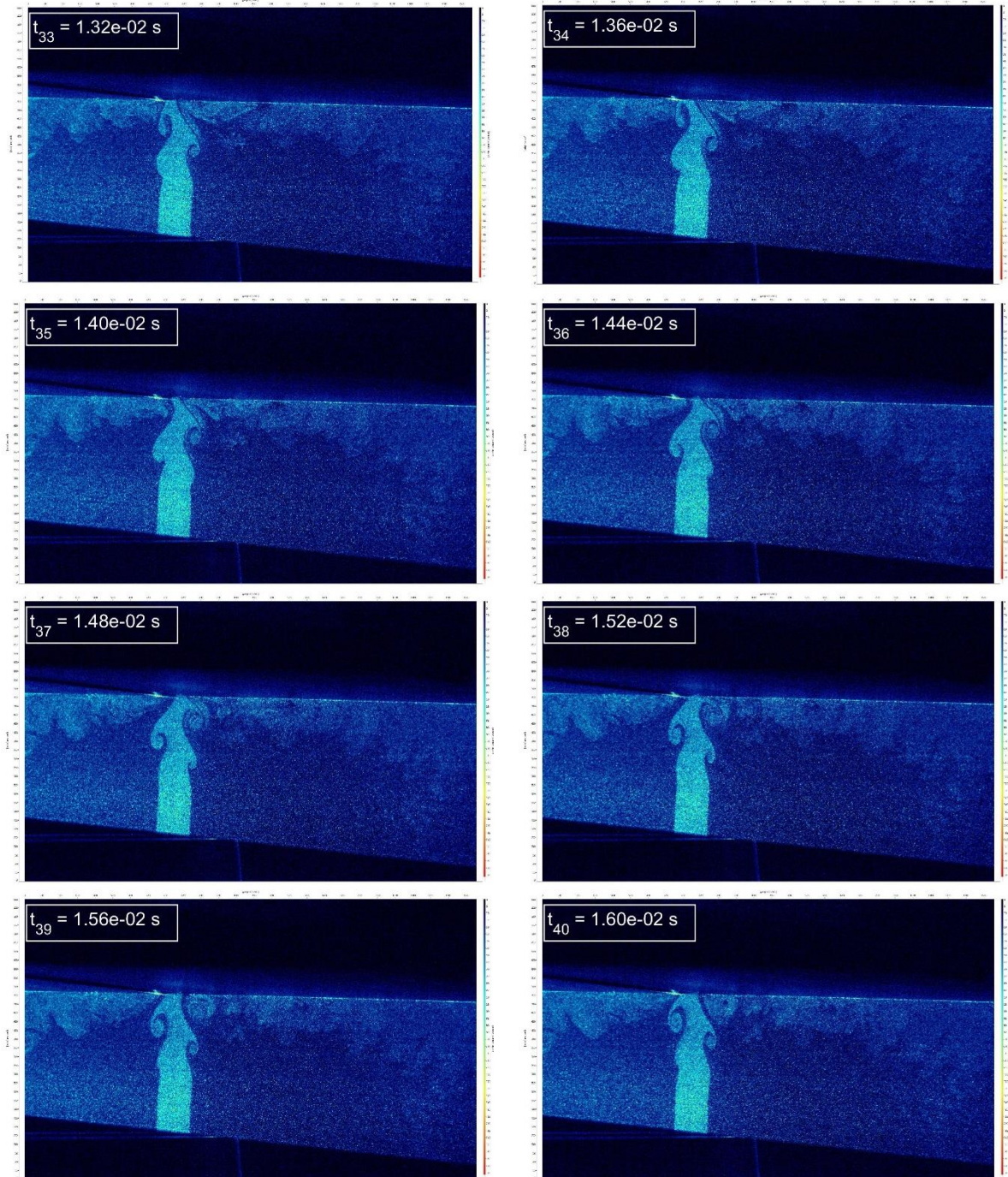
Figure IV. 20 : Spectre de la fréquence acoustique pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

Le spectre des fréquences acoustiques pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, pour le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ en absence de la tige, montre l'installation d'un son auto-entretenu de fréquence fondamentale $f_0 = 168 \text{ Hz}$ avec une énergie d'amplitude de l'ordre de 0,72 (voir Figure IV. 20). Le spectre fréquentiel montre aussi la 1^{ère} harmonique à 336 Hz du son auto-entretenu installé. D'autre part, on peut remarquer l'existence des fréquences 212 Hz et 380 Hz qui ne sont pas des harmoniques avec des amplitudes, certes plus petites que celle de la fréquence la plus énergétique à 160 Hz, néanmoins restent significatives au niveau du spectre. Ce comportement remarquable du système sera expliqué un peu plus loin dans ce chapitre.

Afin de comprendre l'installation du son auto-entretenu pour ce nombre de Reynolds ($Re = 6700$), dans un premier temps, on va analyser les images de visualisations, image par image, des acquisitions réalisées par la technique SPIV (voir chapitre II) pour comprendre la dynamique tourbillonnaire installée dans cet écoulement.

II.1.2.2. Analyse de l'organisation tourbillonnaire installée à travers les visualisations réalisées via la technique double SPIV « D-SPIV »

Un ensemble d'images particulières non traitées, réalisées par la technique SPIV, est représenté sur la Figure IV. 21, pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, pour un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$ et en absence de la tige.



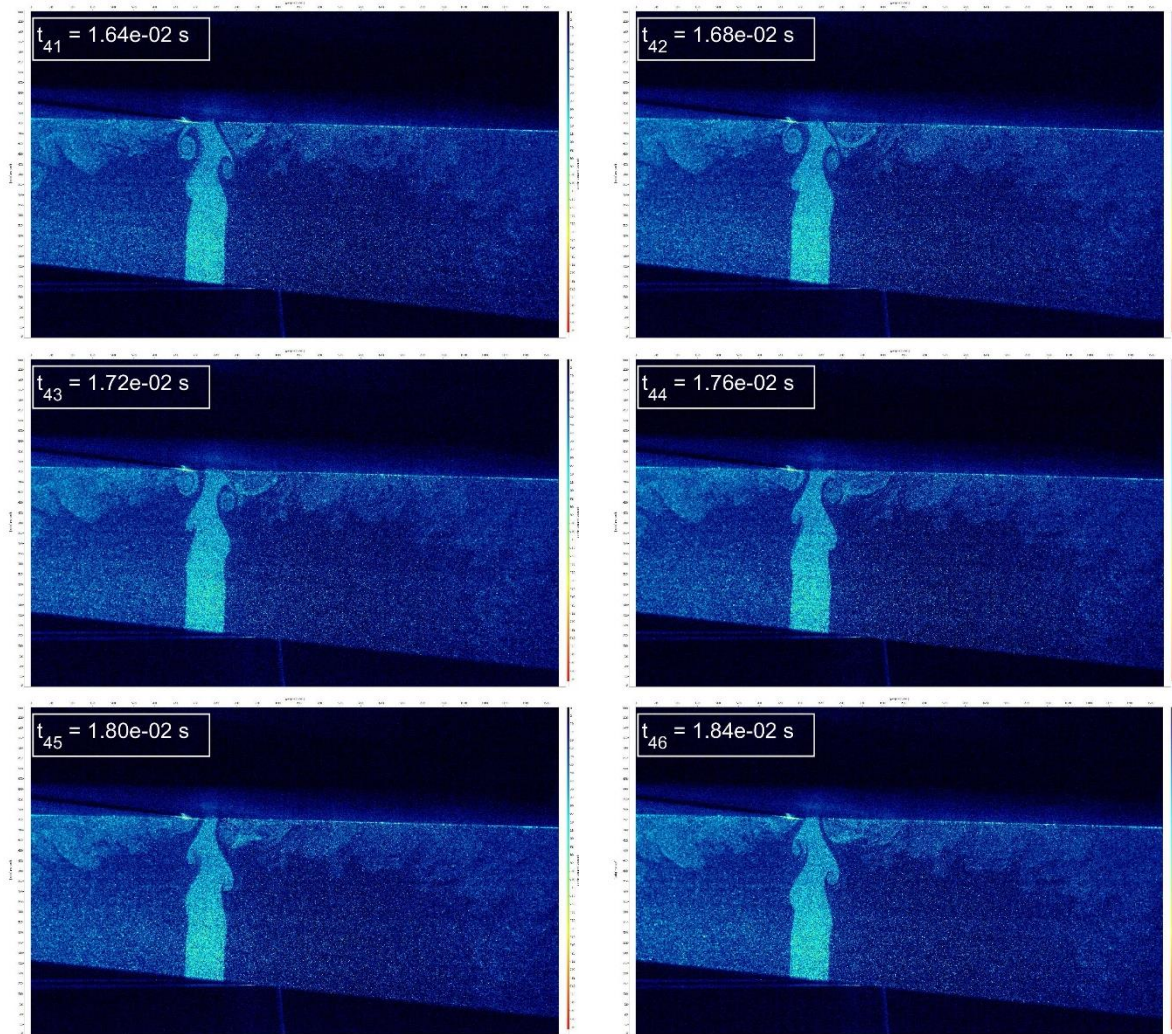


Figure IV. 21 : Organisations des structures tourbillonnaires pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

Pour ce nombre de Reynolds ($Re = 6700$), l'analyse du champ brut réalisé par la SPIV pendant 1 seconde, montre une seule organisation des structures tourbillonnaires qui est antisymétrique (voir Figure IV. 21). L'impact des tourbillons issus de cette organisation sur la plaque fendue devrait expliquer le comportement acoustique remarquable du système.

II.1.2.3. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré

Après le traitement du champ particulaire brut, le champ cinématique de l'écoulement est obtenu. A partir de ce champ cinématique, et pour connaître le comportement de l'activité tourbillonnaire installée dans l'écoulement, le signal temporel de la vitesse transversale de l'écoulement a été extrait en un point de passage des structures tourbillonnaires ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$). En effet, comme expliqué précédemment, chaque passage de tourbillon est caractérisé par l'évolution de la vitesse transversale en passant par un maximum, une valeur nulle et un minimum.

Le signal temporel de la vitesse transversale de l'écoulement au point de passage des structures tourbillonnaires ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) est représenté sur la Figure IV. 22. Rappelons que ce signal est extrait du champ cinématique des mesures SPIV du champ cinématique synchronisées avec la mesure du champ acoustique rayonné.

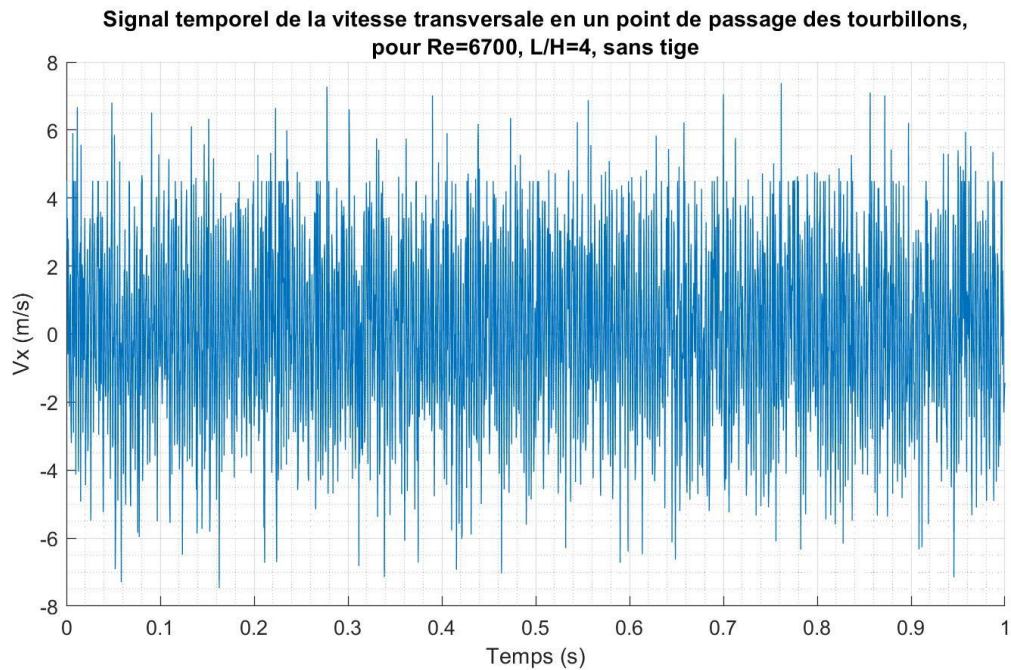


Figure IV. 22 : Signal temporel de la vitesse transversale en un point de passage des tourbillons, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

Pour ressortir les fréquences de passage des tourbillons, le spectre du signal de la vitesse transversale au point ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) a été calculé.

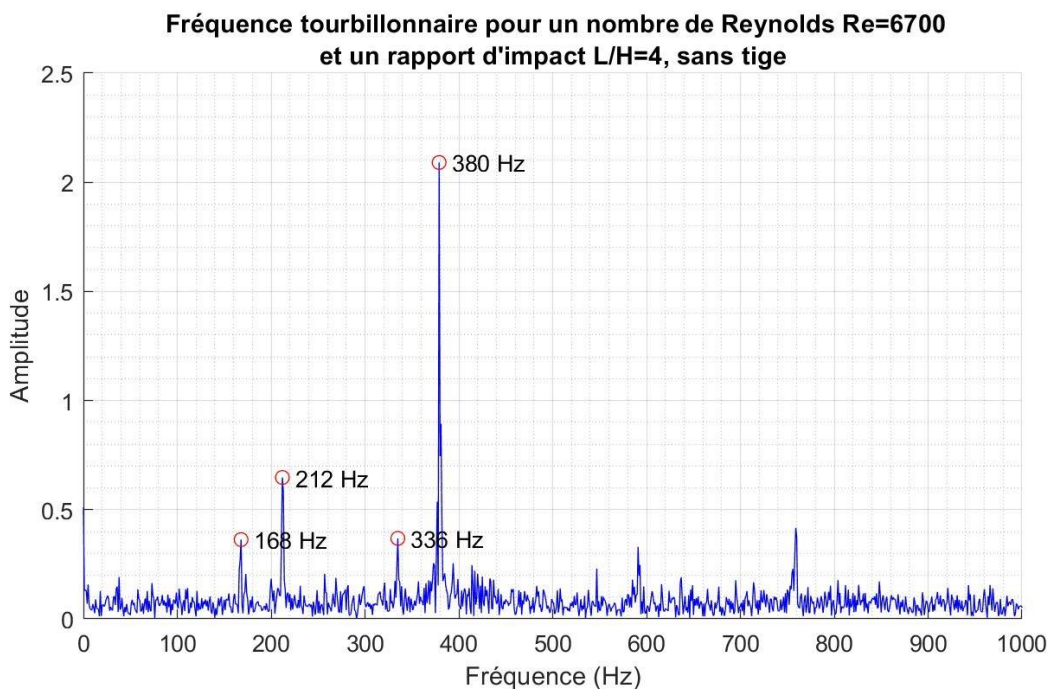


Figure IV. 23 : Spectre des fréquences tourbillonnaires au point ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La Figure IV. 23 représente le spectre des fréquences de passage des structures tourbillonnaires pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, calculé à partir de la mesure de la vitesse transversale au point ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$). Ce

spectre montre clairement que la fréquence tourbillonnaire de l'écoulement est de 380 Hz . Cette fréquence est associée à l'organisation antisymétrique de l'écoulement. Elle confirme celle trouvée quantitativement à partir des visualisations image par image des mesures SPIV. On retrouve également la fréquence de 168 Hz , fréquence la plus énergétique dans le spectre acoustique (Figure IV. 16) et sa première harmonique à 336 Hz ainsi que la fréquence 212 Hz . Ce résultat confirme le caractère atypique du système relevé dans le spectre acoustique (Figure IV. 20) En effet, la génération du son auto-entretenu est liée à une seule organisation.

D'autre part, on remarque que la somme des deux fréquences 168 Hz et 212 Hz est exactement celle de la fréquence tourbillonnaire 380 Hz . Ceci va permettre d'expliquer l'organisation tourbillonnaire atypique de l'écoulement, imposée par l'introduction du son auto-entretenu à 168 Hz .

II.1.2.4. Cohérence fréquentielle entre le champ dynamique tourbillonnaire et le champ acoustique rayonné

Afin d'appréhender d'avantage cette dynamique tourbillonnaire atypique responsable de l'émission de ce son auto-entretenu à la fréquence la plus énergétique à 168 Hz , la cohérence fréquentielle entre le champ acoustique et le signal temporel de la vitesse transversale au point de passage de tourbillons ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) a été calculée.

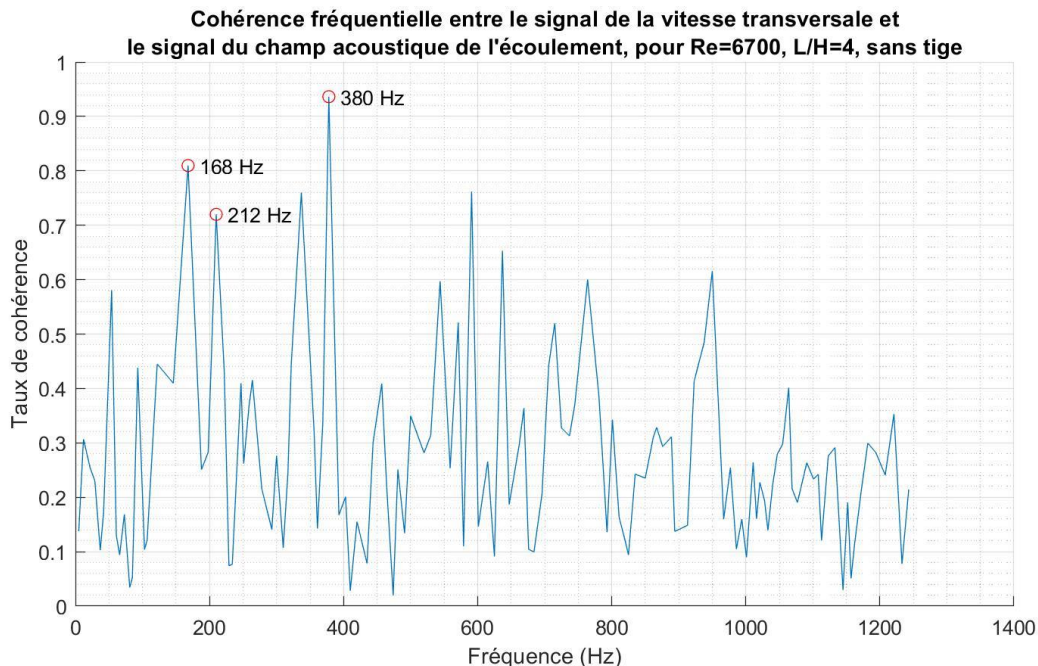


Figure IV. 24 : Cohérence fréquentielle entre le signal de la vitesse transversale de l'écoulement en un point de passage des tourbillons ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) et le signal de la pression acoustique, pour $Re = 6700$ et $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

D'après la Figure IV. 24, on trouve une forte cohérence entre les fréquences 168 Hz , 212 Hz et 380 Hz qui sont respectivement 0,81, 0,72 et 0,94 environ. Ces cohérences élevées montrent la dépendance linéaire entre le champ acoustique rayonné et les dynamiques tourbillonnaires aux fréquences 168 Hz , 212 Hz et 380 Hz au point de passage des tourbillons ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$). Notons aussi que ce point de mesure est situé à proximité de la zone d'impact des tourbillons sur la plaque fendue.

II.1.2.5. Détection des structures tourbillonnaires par le critère λ_2

Pour comprendre l'organisation tourbillonnaire de l'écoulement qui induit le comportement du champ acoustique rayonné, l'étude de l'évolution des tourbillons dès leur formations jusqu'à leur impact sur la plaque fendue sera approchée par le calcul du critère λ_2 basé sur le champ cinématique de l'écoulement mesuré par la SPIV.

La Figure IV. 25 représente un exemple à un instant t de l'organisation tourbillonnaire calculée à partir du critère λ_2 . Elle confirme l'organisation antisymétrique de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement.

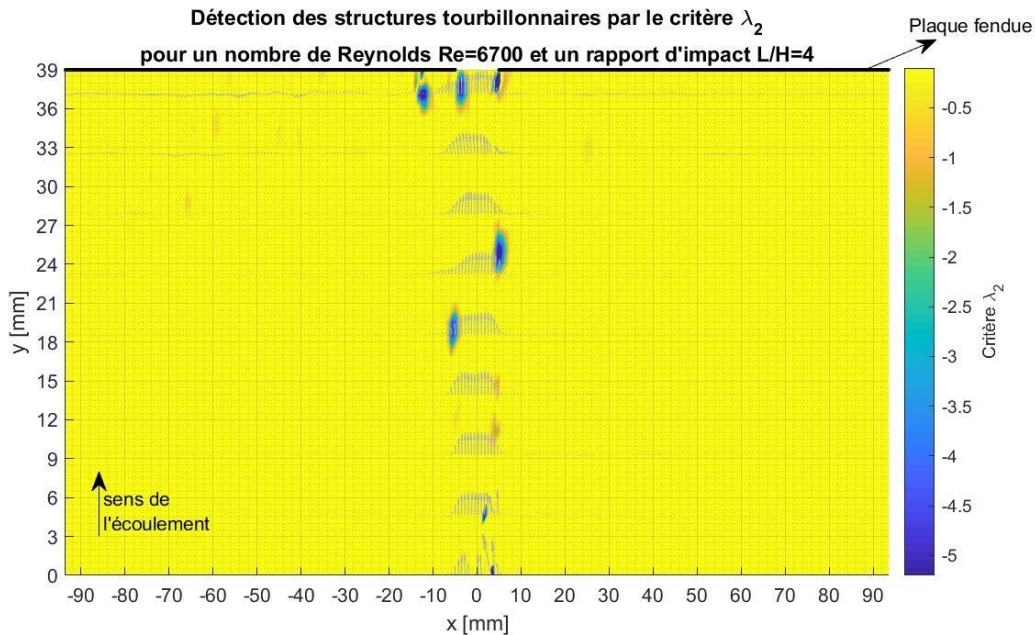


Figure IV. 25 : Détection des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , pour une organisation antisymétrique, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

L'analyse, pendant tous les instants de la durée d'acquisition (1 s), de l'ensemble des positions des structures tourbillonnaires à partir du critère λ_2 permet de ressortir que :

- L'organisation antisymétrique des structures tourbillonnaires installées dans l'écoulement est pérenne dans le temps avec la fréquence de 380 Hz.
- À l'approche de la fente de la plaque des structures tourbillonnaires du haut du jet (partie à droite du jet) empruntent deux trajectoires. Une partie des structures tourbillonnaires se déforme en passant par la fente de la plaque fendue, alors que l'autre partie des structures tourbillonnaires se déforme en heurtant la paroi sans passer par la fente en suivant ensuite une trajectoire pariétale.
- Toutes les structures tourbillonnaires du bas du jet à la fréquence 380 Hz se déforment en heurtant la plaque sans passer par la fente de celle-ci.

II.1.2.6. Relations entre le champ acoustique et la dynamique des structures tourbillonnaires installées dans l'écoulement

L'ensemble des informations recueillies à travers le spectre de la pression acoustique mesuré à partir du champ acoustique rayonné et celui de la dynamique des structures tourbillonnaires appréhendées à travers la mesure de la vitesse transversale, ainsi que la détection des

tourbillons et leurs trajectoires instantanées à partir du critère λ_2 appliqué aux mesures SPIV, nous permettent de comprendre les relations entre le champ acoustique rayonné et la dynamique des structures tourbillonnaires installées dans l'écoulement. Rappelons que :

- Le spectre de la vitesse transversale (figure IV. 19) qui renseigne le passage tourbillonnaire au point ($X = 5 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm}$) montre que le passage des tourbillons est à la fréquence 380 Hz. Ce même spectre fait ressortir, à des amplitudes moins élevées : la fréquence la plus énergétiques du champ acoustique rayonné à la fréquence 168 Hz et à la fréquence 212 Hz. Et que la somme de ces dernières fréquences est 380 Hz ($= 168 \text{ Hz} + 212 \text{ Hz}$).
- Le calcul de la fonction de la cohérence montre une dépendance linéaire entre le champ acoustique rayonné et la dynamique tourbillonnaire aux fréquences 168 Hz, 212 Hz et 380 Hz.
- La détermination des trajectoires des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 montre qu'une partie des tourbillons de la partie supérieure du jet se déforment en passant par la fente alors que l'autre partie des structures tourbillonnaires de la partie supérieure du jet, empreinte une autre trajectoire, et se déforme contre la paroi pariétale supérieure de la plaque fendue sans passer par la fente. Et que la totalité des tourbillons de la partie inférieure du jet se déforme sur la paroi de la plaque sans passer par la fente.

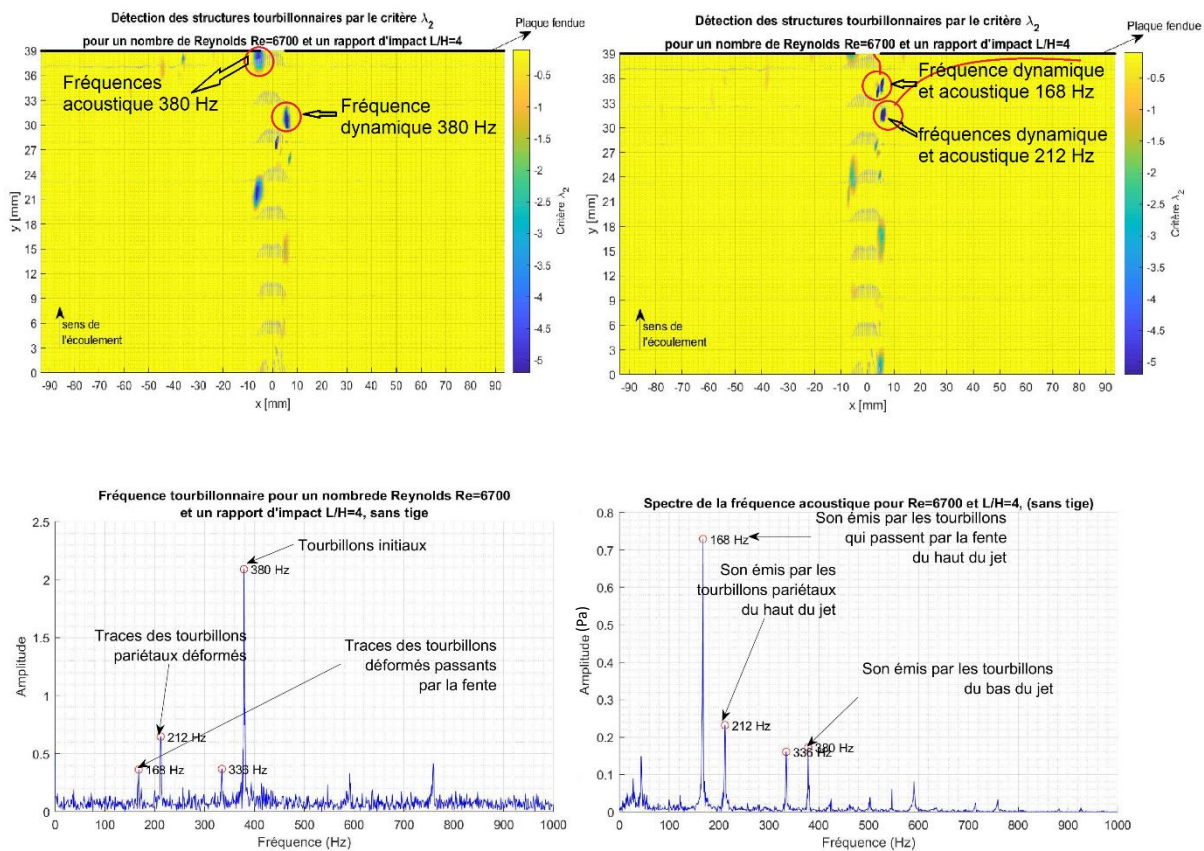


Figure IV. 26 : Tourbillons responsables de la génération des fréquences dynamiques et acoustiques installées, pour $Re = 6700$.

Le spectre calculé à partir des mesures de la pression acoustique du champ acoustique rayonné fait ressortir :

- La fréquence la plus énergétique acoustiquement est à 168 Hz . Ce rayonnement est dû à la partie des structures tourbillonnaires du haut du jet (partie droite de la Figure IV. 25) qui se sont déformées en passant par la fente ; ce qui provoque un rayonnement acoustique intense (Assoum, 2013). La trace de cette déformation à la fréquence 168 Hz est retrouvée dans le spectre de la vitesse transversale (Figure IV. 26). En effet, le point de mesure de la vitesse transversale est très proche de la plaque ($X = 5 \text{ mm}$; $Y = 33 \text{ mm}$) (voir Figure IV. 26).
- Concernant la fréquence acoustique à 212 Hz . Ce rayonnement est dû à la partie des structures tourbillonnaires du haut du jet (partie droite de la Figure IV. 25) qui se sont déformées sans passer par la fente ; ce qui provoque un rayonnement acoustique moins intense (Assoum, 2013). La trace de cette déformation à la fréquence 212 Hz est retrouvée dans le spectre de la vitesse transversale (Figure IV. 26). Compte tenu de la position du point de mesure, de leurs trajectoires pariétales et leur zone de recirculation, leur trace est plus marquée par rapport aux structures tourbillonnaires qui passent par la fente (voir Figure IV. 26).
- Pour la fréquence acoustique à 380 Hz , ce rayonnement acoustique est dû à la déformation de toutes les structures tourbillonnaires du bas du jet (partie gauche de la Figure IV. 25). En effet, l'ensemble de ces structures à la fréquence 380 Hz se déforment contre la paroi pariétale de la plaque fendue sans passer par la fente ; ce qui provoque un rayonnement acoustique moins intense (Assoum, 2013) (voir Figure IV. 26).

II.1.2.7. Suivi des structures tourbillonnaires

Pour avoir une cartographie globale des trajectoires des structures tourbillonnaires installées dans l'écoulement, une superposition de toutes les structures tourbillonnaires a été réalisée, à partir du critère λ_2 appliqué sur toute la durée des acquisitions SPIV des champs cinématiques obtenus. L'étude des trajectoires des structures tourbillonnaires confirme les conclusions déjà trouvées.

En effet, la Figure IV. 27 montre que les structures tourbillonnaires sont visibles à partir de la position $\frac{Y}{H} = 1,9$. D'autre part, on remarque que les structures tourbillonnaires du bas du jet (partie gauche de la figure) suivent une trajectoire pariétale sans passer par la fente. Cependant, dans la partie supérieure du jet (partie droite de la figure), une partie des structures tourbillonnaires passe par la fente tandis que l'autre partie de ces structures se déforme contre la paroi de la plaque fendue en suivant une trajectoire pariétale sans passer par la fente.

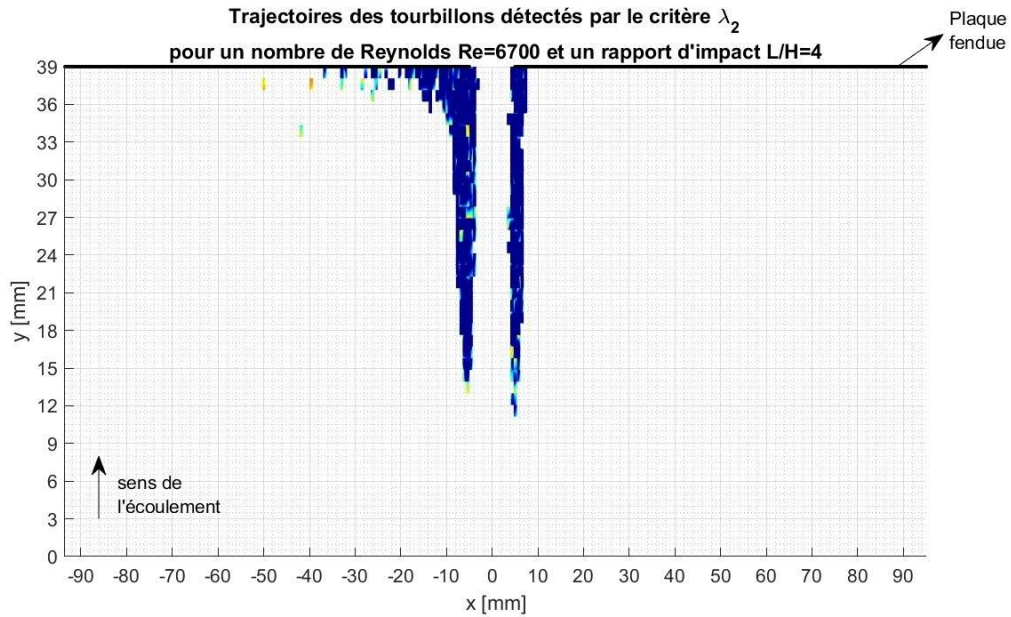


Figure IV. 27 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans présence d'une tige.

II.1.2.8. Énergie cinétique turbulente

L'installation du son auto-entretenu est un mécanisme de transfert énergétique optimisé de l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement vers le champ acoustique. Ainsi, dans le but d'appréhender ce transfert énergétique, l'énergie cinétique turbulente est calculée à partir des champs cinématiques fluctuants mesurés à partir des mesures SPIV réalisées.

De la même façon que celle de $Re = 5900$, la densité de l'énergie cinétique surfacique, normalisée et instantanée a été calculée $\overline{ECT}(t)$ pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ (équation IV. 10). Également, cette densité surfacique peut être considérée comme une densité d'énergie volumique (Hamdi, 2017). Notons aussi que la zone de contrôle spatiale où se situe le mécanisme de transfert énergétique entre l'énergie turbulente et le champ acoustique (Blake et Powell, 1986) est la même que celle choisie pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ (voir Figure IV. 11) dans la zone $-20 \text{ mm} \leq x \leq +20 \text{ mm}$ et $30 \text{ mm} \leq y \leq 38 \text{ mm}$.

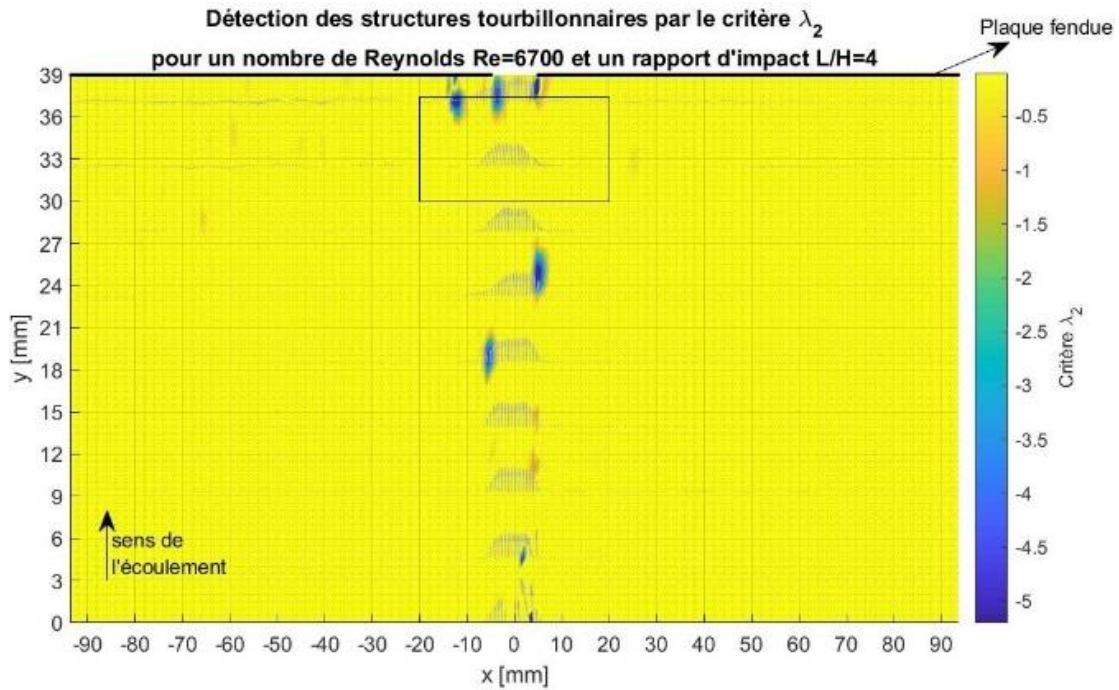


Figure IV. 28 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

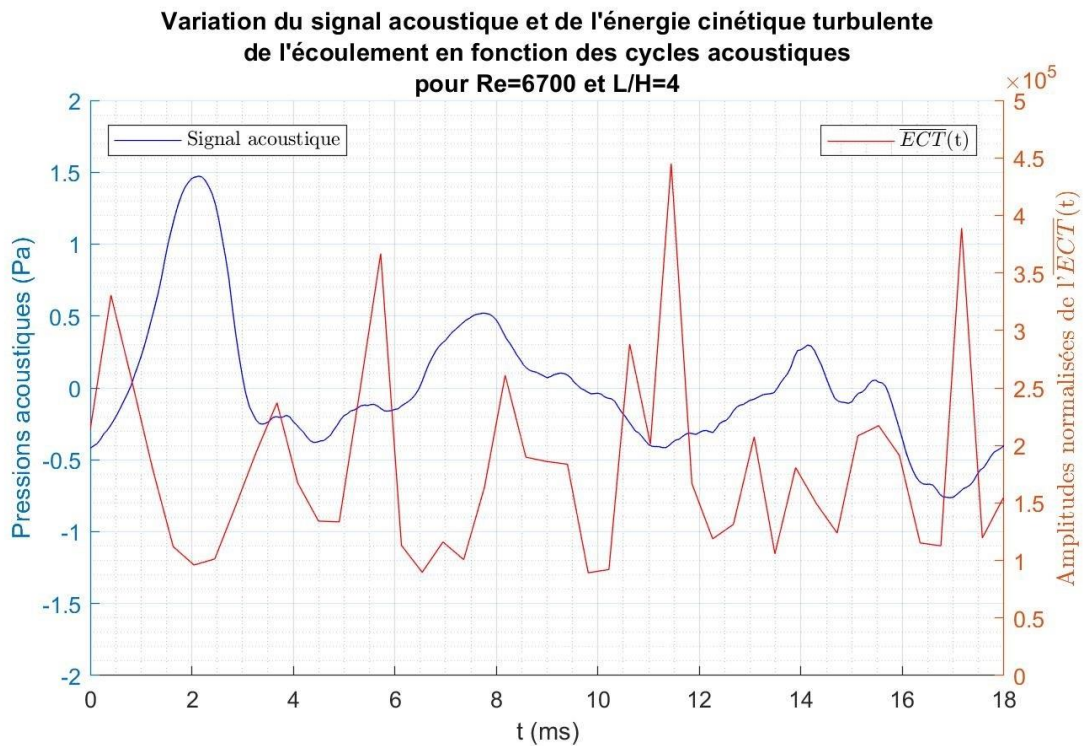


Figure IV. 28 (b) : Signal de la somme de l'énergie cinétique turbulente moyenne par unité de surface (en rouge) et le signal acoustique (en bleu).

Figure IV. 28 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

La Figure IV. 28 (b) représente la variation des deux signaux acoustique (en bleu) et $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) sur 18 ms. Cet intervalle de temps représente la trame quasi périodique du signal de $\overline{ECT}(t)$. Comme pour le $Re = 5900$, on remarque aussi que les maximums relatifs de la pression acoustique du champ rayonné se produisent lorsque l'énergie turbulente est aux

minimums relatifs avec un léger déphasage. Ceci permet de renseigner sur le mécanisme de transfert énergétique optimisé pour ce nombre de Reynolds $Re = 6700$. Ce mécanisme est en accord avec les résultats trouvés par (Assoum et al. 2014, 2017 et 2019).

La Figure IV. 29 représente la fonction de cohérence entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique rayonné. Elle montre que les fréquences installées dans l'écoulement aux fréquences 168 Hz (fréquence du son auto-entretenu), 212 Hz et 380 Hz présentent des cohérences assez élevées respectivement de l'ordre de 0,72, 0,63 et 0,68. Elle montre que le transfert est optimal pour la fréquence du son auto-entretenu de 168 Hz. Cependant, elle montre aussi qu'il y a un transfert énergétique linéaire aux fréquences 212 Hz et 380 Hz, présente dans le spectre de la pression acoustique sans que ces deux fréquences représentent de sons auto-entretenus.

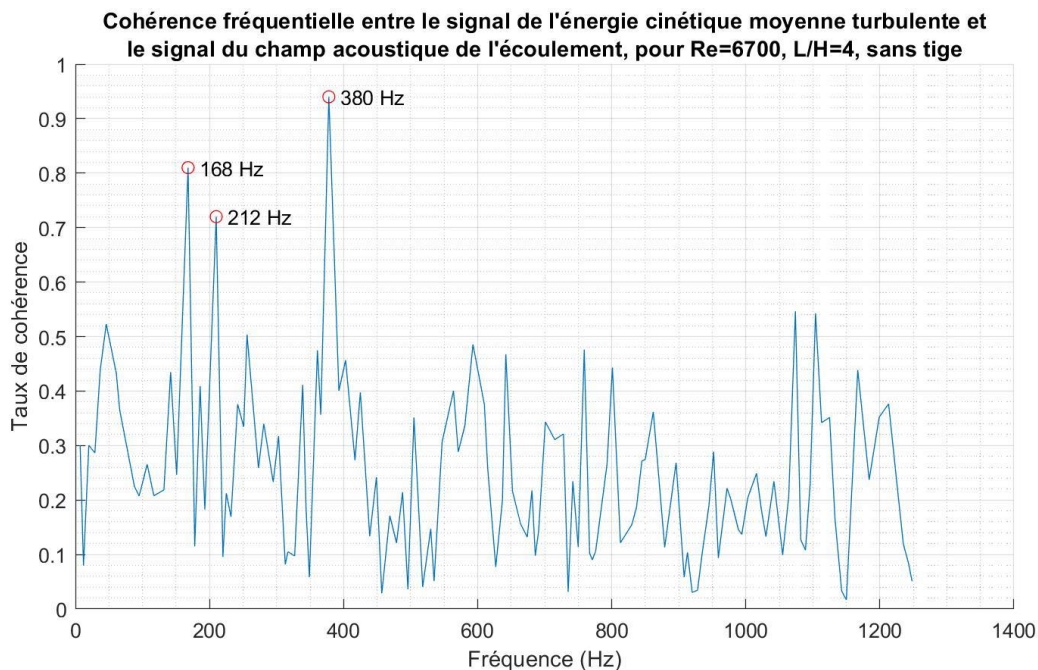


Figure IV. 29 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique rayonné, pour $Re = 6700$.

II.1.2.9. Corrélation entre le champ des vitesses transversales et le champ acoustique

Pour ce nombre de Reynolds ($Re = 6700$), la dynamique tourbillonnaire représente une seule organisation tourbillonnaire antisymétrique. Compte tenu des transferts énergétiques optimaux aux fréquences 168 Hz, 212 Hz et 380 Hz qui sont issues du détachement tourbillonnaire à la fréquence 380 Hz, les intercorrélations entre le champ acoustique rayonné et les vitesses transversales mesurées permettent de retrouver la vitesse de convection des tourbillons (Assoum, 2013). Pour avoir des corrélations élevées, les mesures des vitesses transversales ont été réalisées sur l'axe des trajectoires des tourbillons : $X = 5 \text{ mm}$ pour des Y allant de $19 \text{ mm} \leq Y \leq 39 \text{ mm}$. Il est à rappeler que les mesures sont synchronisées.

La procédure d'approche est la même que celle expliquée pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

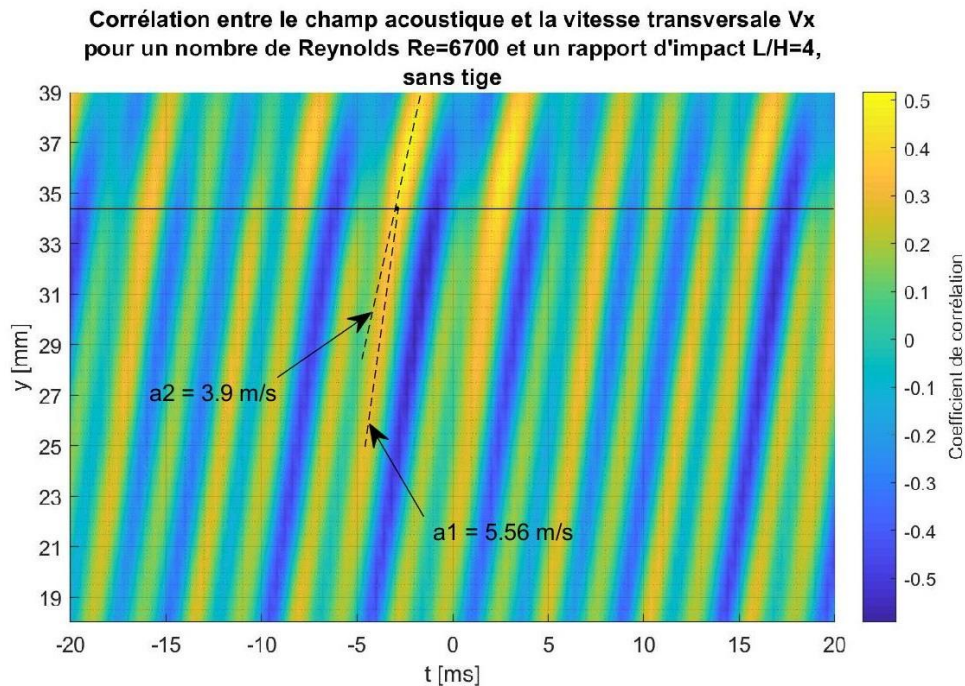


Figure IV. 30 : Corrélation croisée entre le champ acoustique et la vitesse transversale de l'écoulement, pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, sans tige.

L'aspect périodique de corrélation, avec une bonne corrélation de l'ordre de 0,55 qui apparaît sur la cartographie de la Figure IV. 30 montre la dépendance linéaire entre ces deux signaux ; ce qui confirme les résultats obtenus lors du calcul de la cohérence fréquentielle.

D'après les études d'Assoum (2013), la pente des pics de corrélation le long de l'axe des Y représente la vitesse des convections des tourbillons. Ce nombre de Reynolds ($Re = 6700$), présente une seule organisation tourbillonnaire dont la vitesse de convection est donnée directement par la pente des pics de corrélations (Assoum, 2013). Cette vitesse est de l'ordre de $5,56 \text{ m/s}$. Les structures tourbillonnaires sont ralenties à l'approche de la plaque fendue, et leur vitesse décroît pour prendre la valeur de $3,9 \text{ m/s}$. Ces valeurs de vitesses de convection sont conformes à celle mesurées par la SPIV.

On peut remarquer aussi pour ce nombre de Reynolds $Re = 6700$, que le ralentissement se produit un peu plutôt ($Y = 34,5 \text{ mm}$) que celui de $Re = 5700$ ($Y = 36,8 \text{ mm}$).

III. Conclusion

Dans ce chapitre, on a étudié les dynamiques tourbillonnaires des écoulements aux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Ces organisations tourbillonnaires seront prises comme référence avant l'introduction des perturbations par la présence de la tige entre le jet et la plaque fendue.

Pour les deux nombres de Reynolds explorés, les dynamiques tourbillonnaires présentent des comportements remarquables.

Pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, il y a installation de deux boucles de sons auto-entretenus aux fréquences 160 Hz et 320 Hz , caractérisées respectivement par une

organisation tourbillonnaire symétrique et antisymétrique qui alternent dans le temps. Il a été montré également que cette alternance est aléatoire avec une persistance du régime antisymétrique à 320 Hz. Ce comportement explique, dans le spectre acoustique du champ rayonné, que la fréquence 320 Hz du régime antisymétrique est plus énergétique que celle du régime symétrique à la fréquence 160 Hz.

Pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, l'analyse de la dynamique tourbillonnaire a montré que l'écoulement est antisymétrique à la fréquence 380 Hz et que le spectre acoustique fait ressortir trois fréquences énergétiques : 168 Hz, 212 Hz ainsi que 380 Hz. L'ensemble des analyses ont montré que la présence de ces trois fréquences est due respectivement aux 168 tourbillons (une partie des 380 tourbillons) de la partie supérieure du jet qui se déforment en heurtant la fente de la plaque fendue, aux 212 tourbillons restant de la partie supérieure qui heurtent la paroi pariétale et aux 380 tourbillons de la partie inférieure du jet qui heurtent la paroi pariétale de la plaque sur une durée d'une seconde.

Enfin, l'approche du mécanisme de transfert de l'énergie cinétique turbulente vers le champ acoustique rayonné a montré, aux fréquences les plus énergétiques du champ acoustique, l'existence d'une dépendance linéaire entre la moyenne de l'énergie cinétique instantanée et les fréquences acoustiques les plus énergétiques du champ rayonné.

Chapitre V : Étude de la Dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et du champ acoustique en présence du mécanisme de contrôle

I. Introduction	122
II. Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 5900$.....	123
<i>II.1. Tige positionnée dans la zone 2 : ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$) : $Re = 5900$</i>	<i>123</i>
II.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné.....	124
II.1.2. Technique de la double SPIV « D-SPIV » en un seul plan pour explorer le champ cinématique	124
II.1.3. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré 126	126
II.1.4. Suivi des structures tourbillonnaires.....	128
II.1.5. Calcul du débit à travers la fente	129
II.1.6. Énergie cinétique turbulente	130
<i>II.2. Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$)</i>	<i>132</i>
II.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné.....	133
II.2.2. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré 134	134
II.2.3. Suivi des structures tourbillonnaires.....	136
II.2.4. Calcul du débit à travers la fente	138
II.2.5. Énergie cinétique turbulente	139
III. Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 6700$.....	141
<i>III.1. Tige positionnée dans la zone 2 : ($X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$)</i>	<i>141</i>
III.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné.....	142
III.1.2. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré par la technique de la D-SPIV	143
III.1.3. Suivi des structures tourbillonnaires.....	145
III.1.4. Calcul du débit à travers la fente	146
III.1.5. Énergie cinétique turbulente	146
<i>III.2. Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$)</i>	<i>148</i>
III.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné.....	149

III.2.2.	Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré	150
III.2.3.	Suivi des structures tourbillonnaires.....	152
III.2.4.	Calcul du débit à travers la fente	153
III.2.5.	Énergie cinétique turbulente	154
IV.	Conclusion.....	156

I. Introduction

Dans le chapitre III, il a été montré que le contrôle du système par l'introduction d'une tige à certaines positions présente deux zones actives (zones 1 et 2) dont les champs acoustiques rayonnés présentent des modifications remarquables. Les positionnements du dispositif de contrôle au sein de ces deux zones offrent une augmentation du confort acoustique par la destruction de la boucle de sons auto-entretenus. Concrètement, le niveau acoustique du champ rayonné diminue pour des positionnements de la tige dans la première zone, alors que ce sont les fréquences gênantes des sons auto-entretenus qui disparaissent pour des positionnements dans la deuxième zone malgré une augmentation du niveau acoustique.

Dans ce chapitre, pour les deux nombres de Reynolds sélectionnés $Re = 5900$ et $Re = 6700$ (avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$), qui ont été étudiés au chapitre IV, et qui sont pris comme référence pour les analyses qui vont suivre. On va explorer la dynamique tourbillonnaire, après l'introduction du dispositif de contrôle dans les zones qui améliorent le confort, et analyser les bouleversements que l'introduction de ce dispositif génère au niveau de l'organisation tourbillonnaire.

Pour ce fait, de nouvelles acquisitions SPIV et acoustiques ont été réalisées simultanément, après avoir introduit le dispositif de contrôle au sein de l'écoulement. Le positionnement de la tige a été fait en deux emplacements appartenant aux zones 1 et 2. Le choix de ces deux positions a été motivé d'une part par le fait qu'elles offrent un comportement remarquable du champ acoustique. Et d'autre part, la tige est très proche de la buse de la sortie du jet. En effet, cette proximité rend le système compact facilitant ainsi sa réalisation industrielle ou d'apporter des modifications sur des systèmes déjà installées et en fonctionnement.

Pour se renseigner sur les changements opérés au sein de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement, une technique de métrologie particulière a été spécifiquement développée pour la configuration étudiée : « D-SPIV » sur un même plan de mesure. En effet, compte tenu de l'ombre apportée par l'introduction de la tige, dans certaines zones de l'écoulement, et des réflexions de la nappe Laser sur la tige du dispositif de contrôle, l'utilisation de cette technique est indispensable pour accéder, sans discontinuités, à tout le champ de l'écoulement.

Les mesures du champ cinématique et du champ acoustique ont été synchronisées par l'utilisation d'un trigger qui déclenche simultanément les acquisitions « D-SPIV » et acoustiques. Les trajectoires des structures tourbillonnaires détectées par le critère λ_2 nous ont permis de comprendre l'influence de la déviation et de la désorganisation de ces tourbillons, ainsi que le comportement spectral du champ acoustique rayonné. Les fonctions de cohérences entre le champ acoustique rayonné et la densité de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée ($\overline{ECT}(t)$) nous ont renseignés sur le mode de transfert énergétique. À notre connaissance, c'est la première fois que cette technique a été mise au point pour des mesures au sein d'un même plan. Habituellement, elle est utilisée pour avoir des mesures synchronisées au sein deux plans différents de mesures.

D'autre part, pour faciliter les comparaisons des grandeurs représentées sur les graphes, les mêmes échelles que dans le chapitre III ont été adoptées pour ce chapitre.

II. Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 5900$

II.1. Tige positionnée dans la zone 2 : $X = -5\text{ mm}$; $Y = 4\text{ mm}$ et pour $Re = 5900$

Rappelons que le contrôle de l'écoulement par l'introduction de tige de diamètre 4 mm dans la zone 2 a pour conséquences l'augmentation du niveau de pression acoustique et la disparition des fréquences les plus énergétiques qui caractérisent les boucles de sons auto-entretenus au détriment d'un spectre à large bande. Cette dernière caractéristique contribue à l'augmentation du confort acoustique.

Pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, le centre de la section circulaire de la tige a été positionnée au point $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$, une position appartenant à la zone 2. Le centre de la tige était tangent avec la limite du jet et la section de la tige était à une distance de 2 mm de la buse (voir Figure V. 1). Une augmentation d'environ $7,8\text{ dB}$ du niveau de pression acoustique a été constatée.

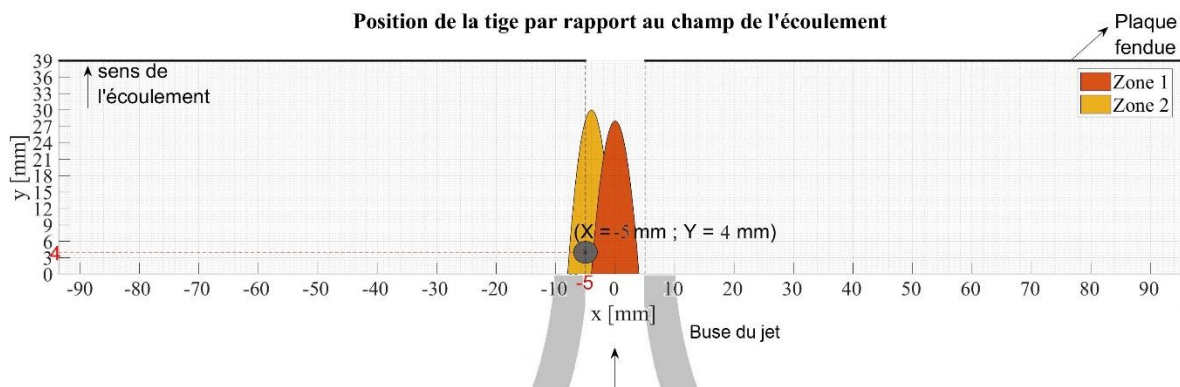


Figure V. 1 : Position de la tige par rapport au jet.

Dans le chapitre IV, il a été montré également que l'écoulement présente, pour ce nombre de Reynolds, une double boucle de sons auto-entretenus aux fréquences 160 Hz (organisation symétrique des tourbillons) et 320 Hz (organisation antisymétrique des tourbillons).

Le Tableau V. 1 regroupe, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, les niveaux de pressions acoustiques et les fréquences des champ acoustiques rayonnés sans la présence de la tige, du dispositif de contrôle, et en présence de la tige de 4 mm à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$.

Configuration	Nombre de Reynolds	5900
Sans tige	Niveau acoustique (Lp)	$79,9\text{ dB}$
	Fréquences acoustiques les plus énergétiques (fr)	160 Hz et 320 Hz
Avec tige de 4 mm , en $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$	Niveau acoustique (Lp)	$87,7\text{ dB}$
	Fréquence acoustique (fr)	Bruit blanc

Tableau V. 1 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 2 $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$ pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

II.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Lorsque la tige est installée à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$), une position qui appartient à la zone 2, le niveau de pression acoustique a augmenté de 7.8 dB . Tandis que les boucles de sons auto-entretenus ont disparu. Pour comprendre le comportement fréquentiel, le spectre de la pression acoustique mesurée est représenté sur la Figure V. 2.

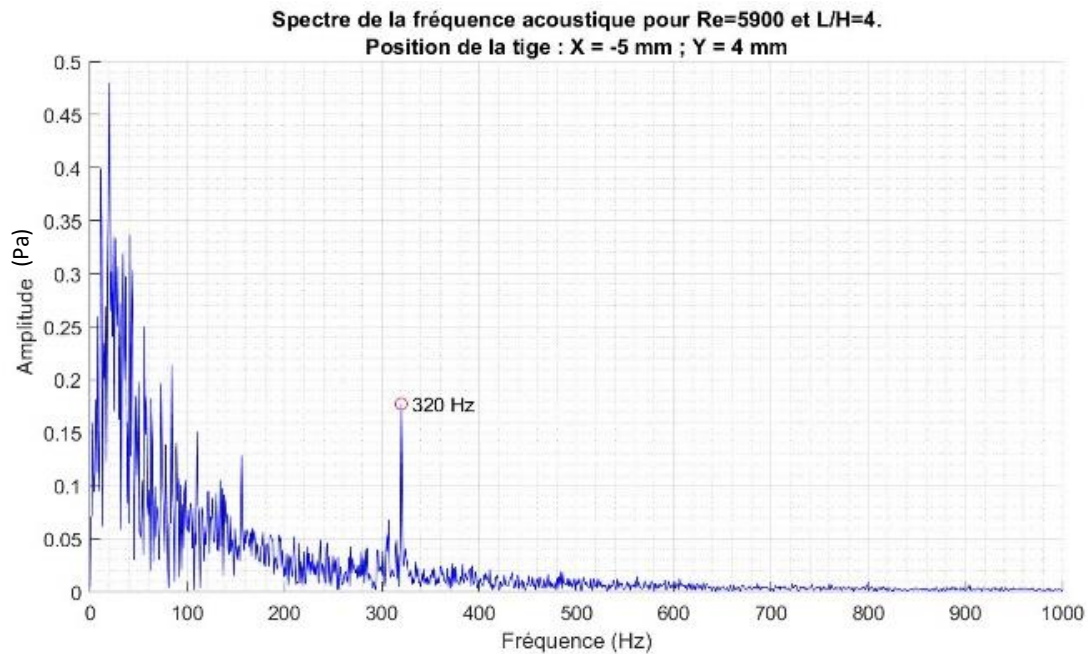


Figure V. 2 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).

Ce spectre montre la quasi-disparition de la boucle des sons auto-entretenus. Il a une allure large bande avec une forte activité fréquentielle. Ce qui explique l'augmentation du niveau de la pression acoustique dans cette configuration.

On peut également remarquer la présence de la fréquence 320 Hz qui correspond au détachement tourbillonnaire dans la configuration où il n'y avait pas de tige installée dans l'écoulement.

II.1.2. Technique de la double SPIV « D-SPIV » en un seul plan pour explorer le champ cinématique

Dans le cadre de ces travaux de thèse, pour appréhender la nouvelle dynamique tourbillonnaire après l'introduction de la tige, une nouvelle technique de mesure double SPIV « D-SPIV » a été développée et utilisée pour la mesure des champs cinématiques dans un même plan. Notons qu'il y a des travaux qui ont abordé la double SPIV en deux plans différents (Hu et al., 2001; Hu et al., 2005), ce qui ne présente, contrairement à notre expérimentation, aucune difficulté majeure.

Classiquement, les mesures SPIV requièrent deux caméras se situant sur un même côté et focalisant sur le plan de mesure qui est éclairé par la nappe Laser. Mais pour notre configuration, l'ombre générée par le dispositif de contrôle et les réflexions de la nappe laser

sur la tige font apparaître des problèmes empêchant l'application normale de cette technique de mesure.

Afin de résoudre toutes ces difficultés expérimentales, et de procéder à l'application des champs particuliers sur tout le domaine d'étude, les modifications suivantes ont été apportées :

- Un miroir a été installé et ajusté pour, après réflexion de la nappe laser, éclairer la partie inférieure de la tige, où les particules ne sont pas illuminées.
- Un cache, très fin, a été placé au niveau de la lentille qui génère la nappe, afin d'atténuer les rayons à l'aplomb de la tige et réduire les réflexions sur cette dernière.
- 4 Caméras, équipées de Scheimpflugs ont été utilisées, afin de résoudre le problème d'abri généré par la présence de la tige sur le champ de vision. Et ainsi, réaliser une double SPIV synchronisée, entre la partie supérieure (au-dessus de la tige), et la partie inférieure (en dessous de la tige) dans un même plan de mesure.

La Figure V. 3 présente une photo du dispositif expérimental. Les 4 caméras utilisées pour la « D-SPIV » sont 3 Phantom V711 et 1 Phantom VEO 710.

La fréquence d'échantillonnage des 4 caméras était de 2500 Hz. Et celle du microphone B&K de type 4189 été de 15 000 Hz. Les acquisitions été réalisées simultanément.

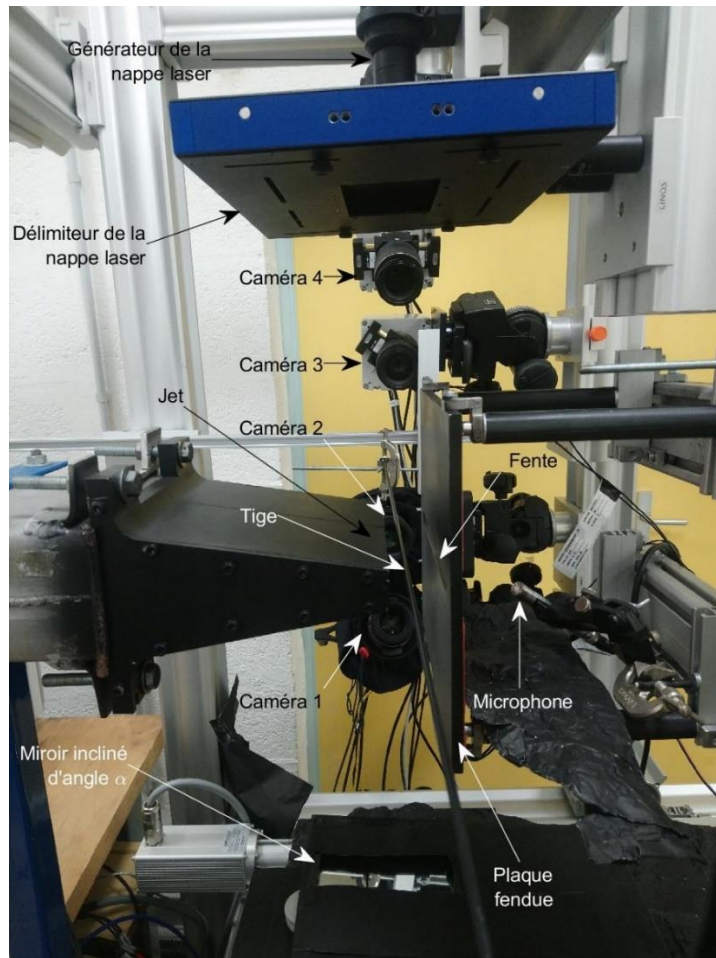


Figure V. 3 : Dispositif expérimental de double SPIV à quatre caméras.

La Figure V. 4 montre un exemple d'acquisitions brutes par les 4 caméras. La Figure V. 4 (a) représente un exemple d'acquisition brute de la partie inférieure du jet alors que la Figure V. 4 (b) donne un exemple d'acquisition brute de la partie supérieure du jet.

Le développement, sous Matlab, de logiciels de traitement a ensuite permis de suivre, sans discontinuité spatiale, le champ cinématique dans tout l'espace entre le jet et la plaque fendue, notamment autour de la tige.

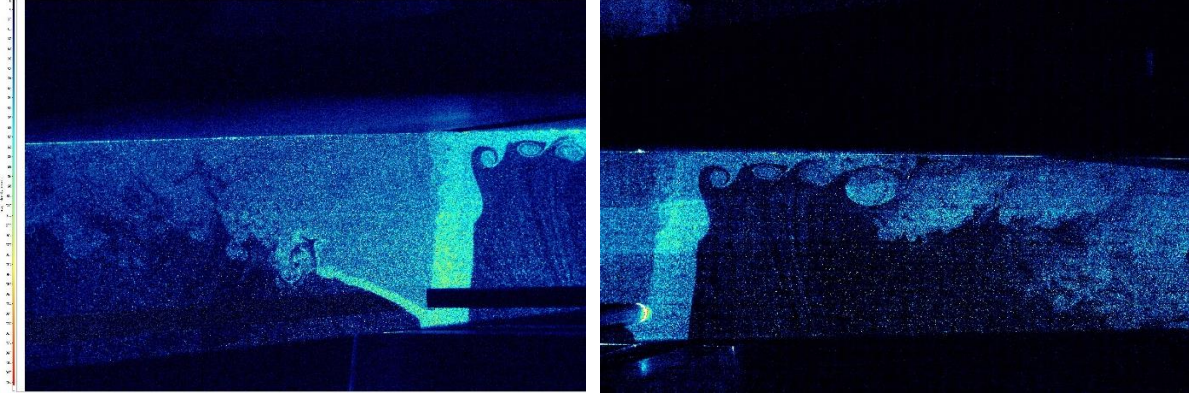


Figure V. 4 (a) : Partie inférieure du jet.

Figure V. 4 (b) : Partie supérieure du jet.

Figure V. 4 : Champ brut de part et d'autre de la tige pour $Re = 5900$ et $\frac{L}{H} = 4$.

Sur la Figure V. 5 on donne un exemple de champ cinématique obtenu, à un instant t , à partir de la « D-SPIV » qu'on a mis en œuvre pour cette étude et du traitement, pour la reconstruction synchronisée du champ cinématique dans tout l'espace entre la sortie du jet jusqu'à la plaque fendue lorsque la tige occupait la position $X = -5 \text{ mm}$ et $Y = 4 \text{ mm}$.

À noter que malgré leur atténuation, les réflexions de la nappe laser sur la tige ne nous permettent d'avoir un champ cinématique qu'à partir de 2 mm autour de la tige.

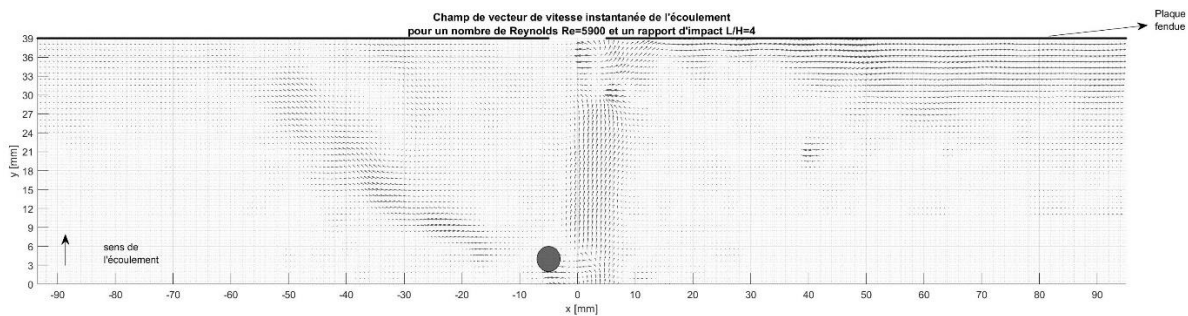


Figure V. 5 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.

II.1.3. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré

À partir du champ cinématique mesuré, les tourbillons ont été détectés par le critère λ_2 . La Figure V. 6 montre un exemple, à un instant t , de détection par le critère λ_2 . Ainsi, on peut détecter et suivre l'installation des structures tourbillonnaires issus d'un jet supérieur (côté à droite de la figure) et d'un jet inférieur (côté à gauche de la figure). L'écoulement du jet supérieur présente un caractère antisymétrique et la présence de la tige retarde la formation des structures tourbillonnaires. L'écoulement du jet inférieur qui est loin de l'axe de

l'écoulement, montre une activité qu'il faudrait vérifier avant de l'attribuer à une activité tourbillonnaire.

À noter : pour bien visualiser les détails des cartographies, les échelles des axes X et Y ne sont plus les mêmes. Conséquence, la forme circulaire de la tige apparaîtra sous une forme ovale sur les graphes.

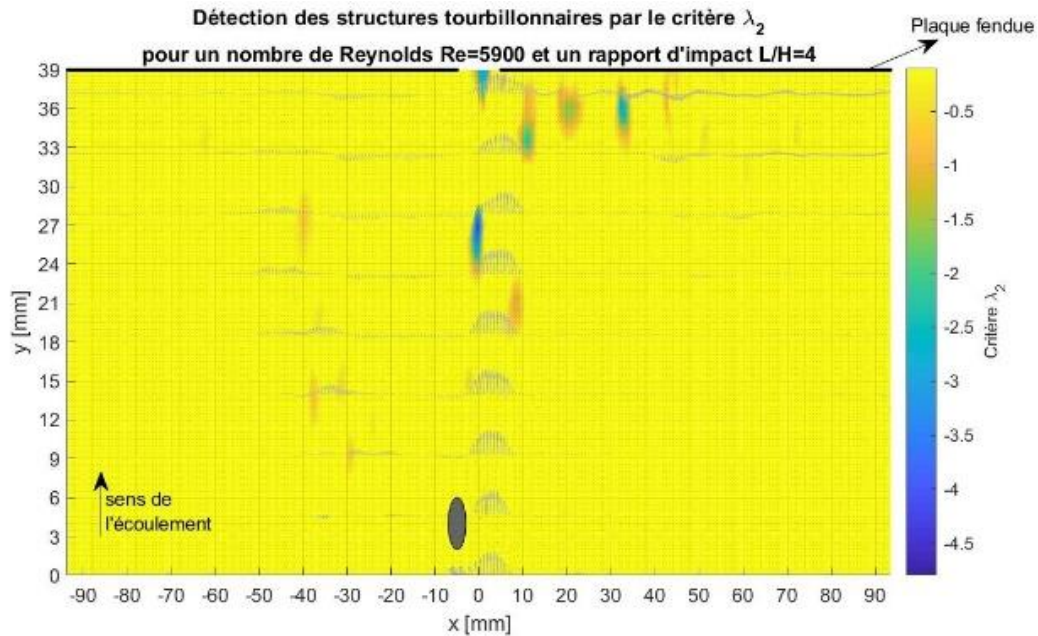


Figure V. 6 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm).

Pour connaître les fréquences de passage des structures tourbillonnaires et de vérifier leur existence, on a extrait le signal temporel des vitesses transversales en deux points de passages des tourbillons. Les positions de ces deux points qui se situent des deux côtés de l'écoulement sont ($X = 11$ mm ; $Y = 33$ mm) et ($X = -31$ mm ; $Y = 15$ mm). Les spectres de ces deux signaux nous renseigneront sur les fréquences de passage tourbillonnaires.

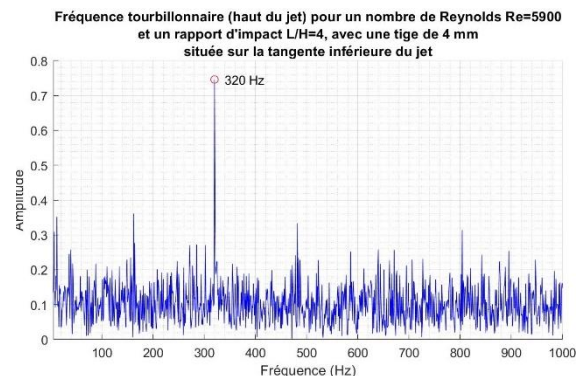
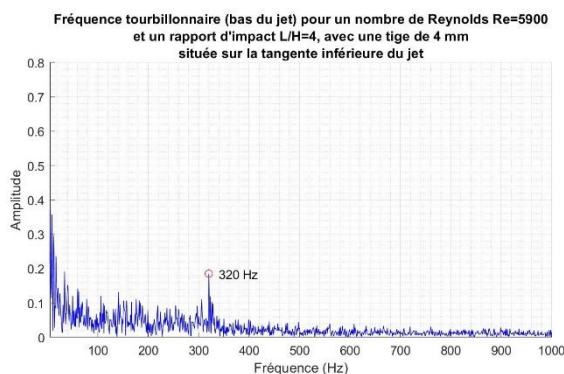


Figure V. 7 (a) : Fréquence de passage tourbillonnaire du jet inférieur.

Figure V. 7 (b) : Fréquence de passage tourbillonnaire du jet supérieur.

Figure V. 7 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du haut et du bas du jet, pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm).

Les Figure V. 7 (a) et (b) représentent respectivement les spectres des vitesses transversales au point ($X = 11 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm}$) et au point ($X = -31 \text{ mm} ; Y = 15 \text{ mm}$). Elles montrent qu'en présence de la tige, la fréquence de passage des structures tourbillonnaires du jet supérieur est de 320 Hz . C'est la même que la fréquence du son auto-entretenu de l'écoulement en absence de la tige. Cependant, l'allure du spectre associé au jet inférieur, ne permet pas d'associer la fréquence 320 Hz à un passage tourbillonnaire. En effet, compte tenu de l'amplitude de la partie large bande du spectre qui est nettement supérieure à l'amplitude de la fréquence 320 Hz , la vitesse ne peut pas passer par un maximum, s'annuler pour passer par un minimum, condition nécessaire pour associer la fréquence à un passage tourbillonnaire.

II.1.4. Suivi des structures tourbillonnaires

Le champ cinématique instantané a été calculé à partir des mesures D-SPIV. Pour connaître l'activité tourbillonnaire de l'écoulement, les trajectoires des structures tourbillonnaires ont été approchées par le critère λ_2 . La superposition des positions des structures tourbillonnaires pendant toute la durée de l'acquisition (1 s), nous renseigne sur la nature de trajectoires.

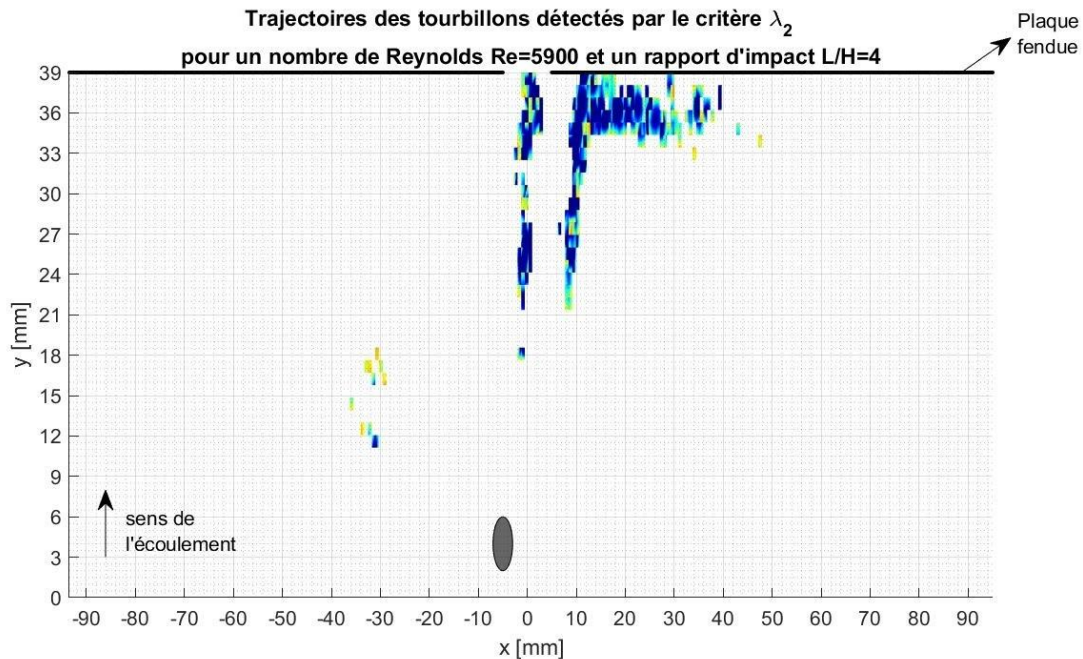


Figure V. 8 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm à la position ($X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}$).

La Figure V. 8 montre les trajectoires des structures tourbillonnaires en présence de la tige. Elle montre que la présence de la tige retarde la formation des structures tourbillonnaires et dévie le jet légèrement vers le haut.

Ainsi, les tourbillons inférieurs issus du jet supérieur passent directement par la fente sans une réelle déformation contre la fente ; ce qui peut expliquer la disparition de la boucle de sons auto-entretenus et l'augmentation du bruit lié à la turbulence (large bade). D'autre part, la trajectoire des tourbillons supérieurs issus du jet supérieur montre qu'ils se heurtent contre

la paroi de la plaque fendue. Ce comportement explique l'apparition de la fréquence de 320 Hz dans le spectre acoustique.

On peut remarquer aussi qu'il n'y a pas réellement de structures tourbillonnaires issues du jet inférieur. Ce résultat, confirme celui trouvé à partir du spectre de la vitesse transversale.

II.1.5. Calcul du débit à travers la fente

Le contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige a modifié considérablement la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement ainsi que les caractéristiques du champ acoustique rayonné. Dans ce paragraphe, on va s'intéresser au débit à travers la fente. En effet, dans plusieurs applications (VMC, échange thermique, ...) la notion du débit est importante.

Le calcul du débit est basé sur les mesures des vitesses. Pour augmenter la précision des calculs à travers la fente, de débit sera approchée par le calcul à travers une surface fermée incluant la fente. En effet, les réflexions de la nappe laser sur la plaque et les bords de la fente introduisent des erreurs dans les mesures des vitesses.

D'autre part, les travaux de (Hamdi, 2017) ont montré qu'autour du plan moyen du jet, le champ cinématique moyen est quasiment inchangé autour du plan médian du jet. Ainsi, le débit calculé pourrait être considéré comme un débit volumique.

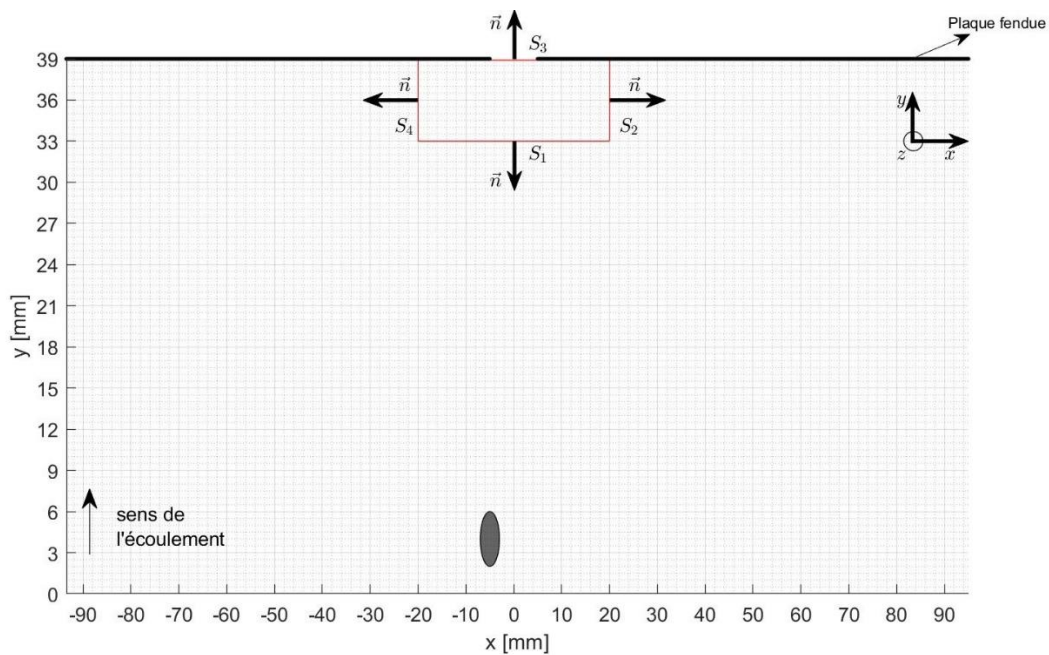


Figure IV. 9 : Calcul du débit à travers une surface fermée.

La Figure IV. 9 montre l'approche du calcul du débit D_V , à travers la surface fermée qui est nul. Ainsi :

$$\begin{aligned}
 D_V &= \iint_S \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS = \iint_{S_1} \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS_1 + \iint_{S_2} \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS_2 + \iint_{S_3} \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS_3 + \iint_{S_4} \vec{v} \cdot \vec{n} \cdot dS_4 \\
 &= \iint_{S_1} -v_y \cdot dS_1 + \iint_{S_2} +v_x \cdot dS_2 + \iint_{S_3} +v_y \cdot dS_3 + \iint_{S_4} -v_x \cdot dS_4
 \end{aligned} \tag{V. 12}$$

$$\begin{aligned}
(\text{Numérique}) &= \sum_{i=-20}^{20} -v_{y(i,33)} \cdot \Delta x + \sum_{j=33}^{39} +v_{x(20,j)} \cdot \Delta y + \sum_{i=-5}^5 +v_{y(i,39)} \cdot \Delta x \\
&\quad + \sum_{j=33}^{39} -v_{x(-20,j)} \cdot \Delta y \\
&= Q_1 + Q_2 + Q_3 + Q_4 \\
&= 0
\end{aligned}$$

avec :

D_v	Débit volumique,
S	Surface de calcul avec $S = S_1 US_2 US_3 US_4$,
\vec{v}	Vecteurs vitesses,
\vec{n}	Vecteur normal vers l'extérieur.

D'où, à travers la fente, le débit est : $Q_3 = -(Q_1 + Q_2 + Q_4)$.

Configuration	Débit à travers la fente	Δ Débit
Sans tige	$0,0757 \text{ m}^3/\text{s}$	$0,0388 \text{ m}^3/\text{s}$, soit une diminution d'environ 51 %
Tige de 4 mm, ($X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}$)	$0,0369 \text{ m}^3/\text{s}$	

Tableau V. 2 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

Le calcul du débit à travers la fente, pour ce nombre de Reynolds ($Re = 5900$), avant l'installation de la tige a donné : $Q_0 = 0,0757 \text{ m}^3/\text{s}$. Lors de l'installation de la tige dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}$), le débit à travers la fente a diminué jusqu'à $Q_{X=-5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}} \approx 0,0369 \text{ m}^3/\text{s}$. Ainsi, le débit a été réduit de $Q_r = (1 - \frac{Q_{X=-5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}}}{Q_0}) \times 100 = 51,25\%$.

II.1.6. Énergie cinétique turbulente

Afin d'appréhender la relation entre le champ acoustique et le champ fluctuant de l'écoulement en présence de la tige de 4 mm dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm}$), la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée $\overline{ECT}(t)$ sera calculée à partir des mesures de la double SPIV « D-SPIV ».

Comme il a été mentionné précédemment, cette densité surfacique peut être considérée comme une densité d'énergie volumique (Hamdi, 2017).

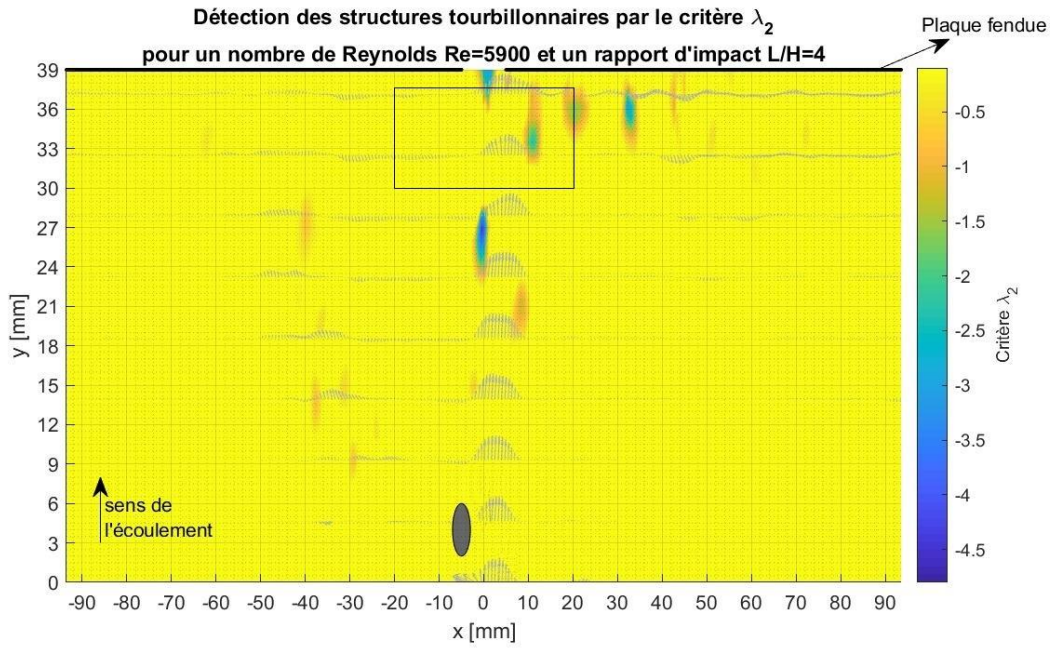


Figure V. 10 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

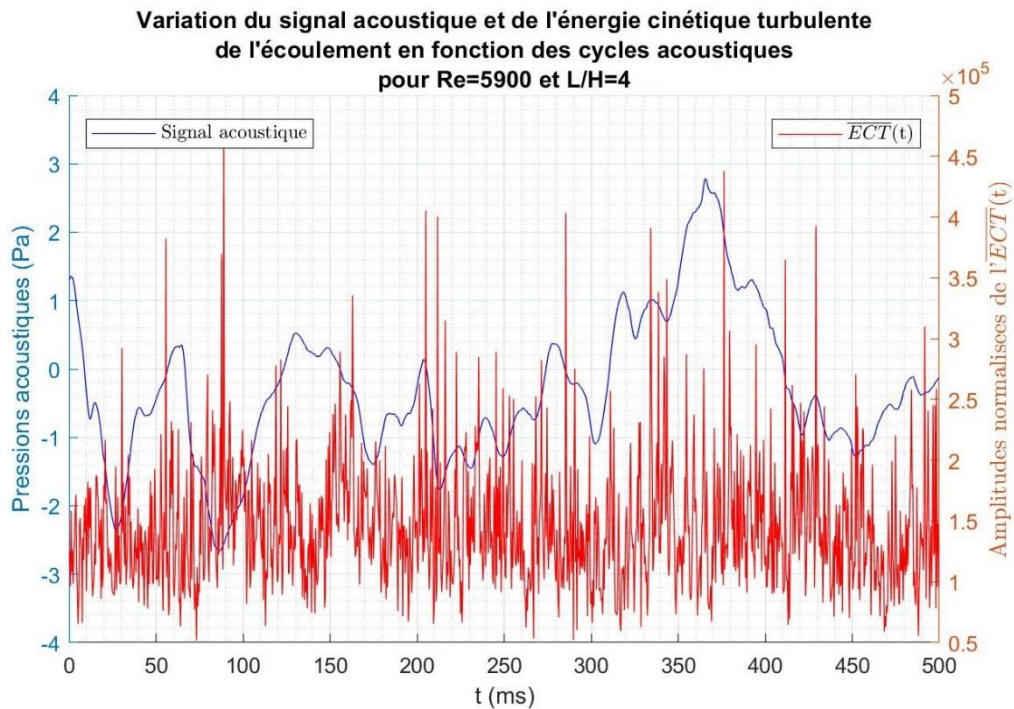


Figure V. 10 (b) : Évolution de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) et le signal de la pression acoustique (en bleu).

Figure V. 10 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$.

Bien que l'écoulement ne produise pas de sons auto-entretenus, et pour qu'on puisse comparer avec le cas où il n'y avait pas de tige installée dans l'écoulement, la densité d'énergie cinétique turbulente moyenne et instantanée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée dans la même zone que celle choisie en absence de la tige. C'est la zone de l'écoulement où se situe, lorsqu'il y a une boucle de sons auto-entretenus, le mécanisme de transfert énergétique entre l'énergie turbulente et le champ acoustique (Blake et Powell, 1986).

La Figure V. 10 (b) représente la variation temporelle de la pression acoustique (courbe en bleu) ainsi que $\overline{ECT}(t)$ (courbe en rouge) sur un intervalle de temps de 500 ms. Rappelons que ces deux grandeurs ont été échantillonnées respectivement à 15 000 Hz et à 2500 Hz. Cette courbe montre, contrairement à l'écoulement sans tige, qu'il n'y a aucune périodicité des signaux et ils présentent un caractère aléatoire dans leur évolution. De plus, on peut remarquer que $\overline{ECT}(t)$ est du même ordre de grandeur que dans le cas où la tige n'est pas installée.

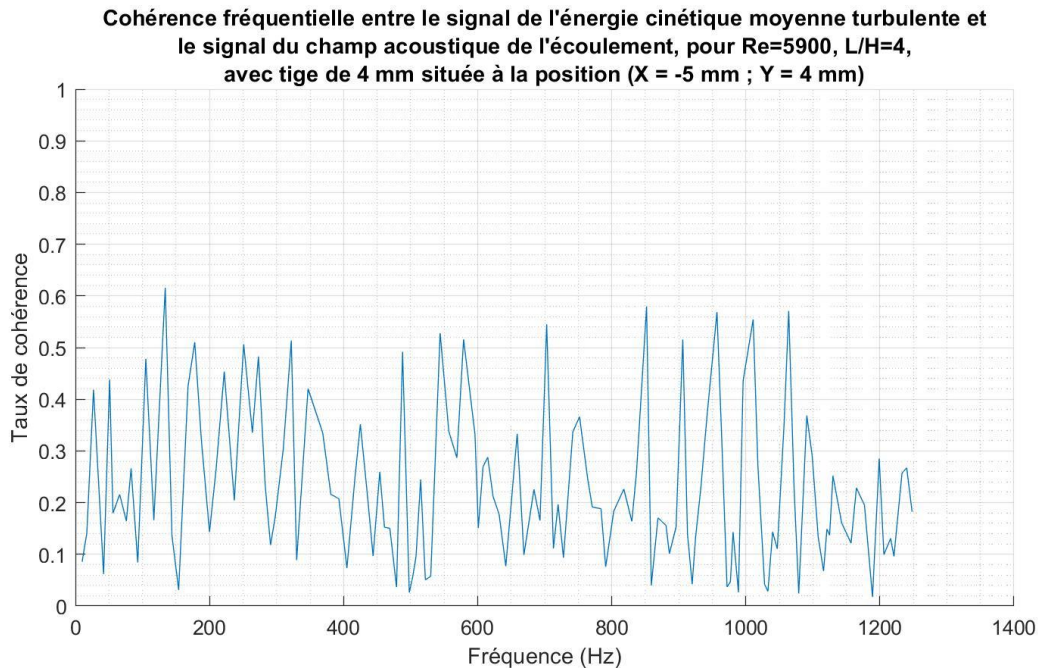


Figure V. 11 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm).

La Figure V. 11 représente la fonction de cohérence entre la pression acoustique et $\overline{ECT}(t)$. Elle confirme le fait que, en ce qui concerne le mécanisme de transfert, aucune fréquence n'est privilégiée et les cohérences varient dans les mêmes ordres pour les basses fréquences et les autres fréquences. Ce résultat confirme d'une part, le caractère large bande de la pression acoustique et $\overline{ECT}(t)$, et l'absence de transfert de l'énergie turbulente vers le champ acoustique rayonné sur une fréquence privilégiée qui caractériserait l'installation d'une boucle de sons auto-entretenus.

II.2. Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm)

L'étude menée dans le chapitre III a montré un comportement remarquable du champ acoustique rayonné lorsque le contrôle de l'écoulement se fait en positionnant la tige en zone 1. En effet, le niveau de pression acoustique diminue et la boucle de son auto-entretenu disparaît totalement contribuant ainsi à une amélioration très significative du confort acoustique.

Dans ce paragraphe, les comportements de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement et du champ acoustique rayonné seront étudiés pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, en présence de la tige dans une position appartenant à la zone 1.

Le centre de la section de la tige occupait la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$). Il est sur l'axe de symétrie du jet et la surface de la section est à une distance de 6 mm de la plaque (voir Figure V. 12).

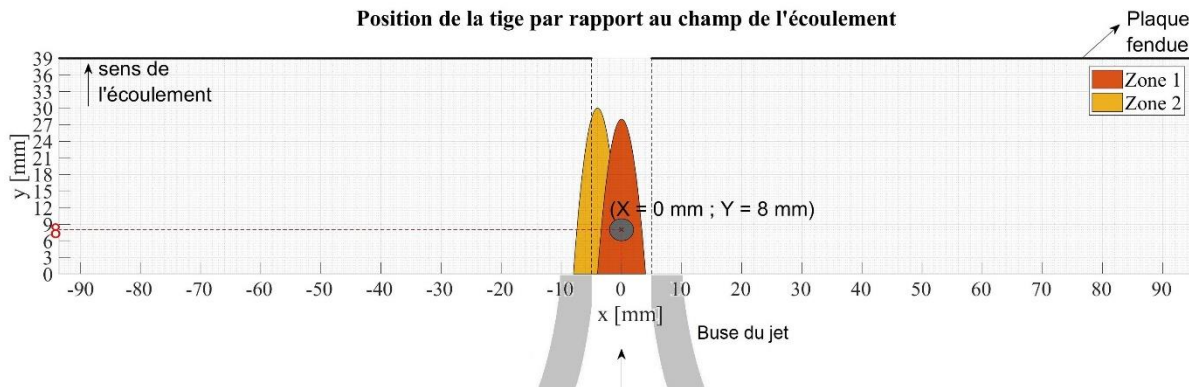


Figure V. 12 : Position de la tige par rapport au jet.

Dans le chapitre III, il a été montré que lorsque la tige occupait cette position dans la zone 1, le niveau de pression acoustique a diminué d'environ $18,6 \text{ dB}$. D'autre part, du point de vue fréquentiel, la boucle de sons auto-entretenus a disparu totalement. Ainsi, le spectre de pression acoustique est de nature large bande.

Rappelons aussi qu'au chapitre IV, l'écoulement de ce nombre de Reynolds $Re = 5900$, présentait une double boucle du sons auto-entretenus respectivement aux fréquences 160 Hz (organisation symétrique des tourbillons) et 320 Hz (organisation antisymétrique des tourbillons).

Le Tableau V. 3 donne, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, les niveaux de pressions acoustiques et les fréquences acoustiques rayonnées sans la tige et en présence de la tige de 4 mm installée sur l'axe du jet à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$). On remarque que le niveau de pression acoustiques a diminué de $18,6 \text{ dB}$.

Configuration	Nombre de Reynolds	5900
Sans tige	Niveau acoustique (L_p)	$79,9 \text{ dB}$
	Fréquences acoustiques les plus énergétiques (f_r)	160 Hz et 320 Hz
Tige de 4 mm , ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$)	Niveau acoustique (L_p)	$61,3 \text{ dB}$
	Fréquence acoustique (f_r)	Bruit blanc

Tableau V. 3 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de la diamètre 4 mm installée en un point dans la zone 1 ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

II.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, lorsque la tige est installée en un point de la zone 1 ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$), le niveau de pression acoustique a diminué d'environ $18,6 \text{ dB}$. Afin de comprendre ce comportement, le spectre de pressions acoustiques mesuré est calculé et représenté sur la Figure V. 13.

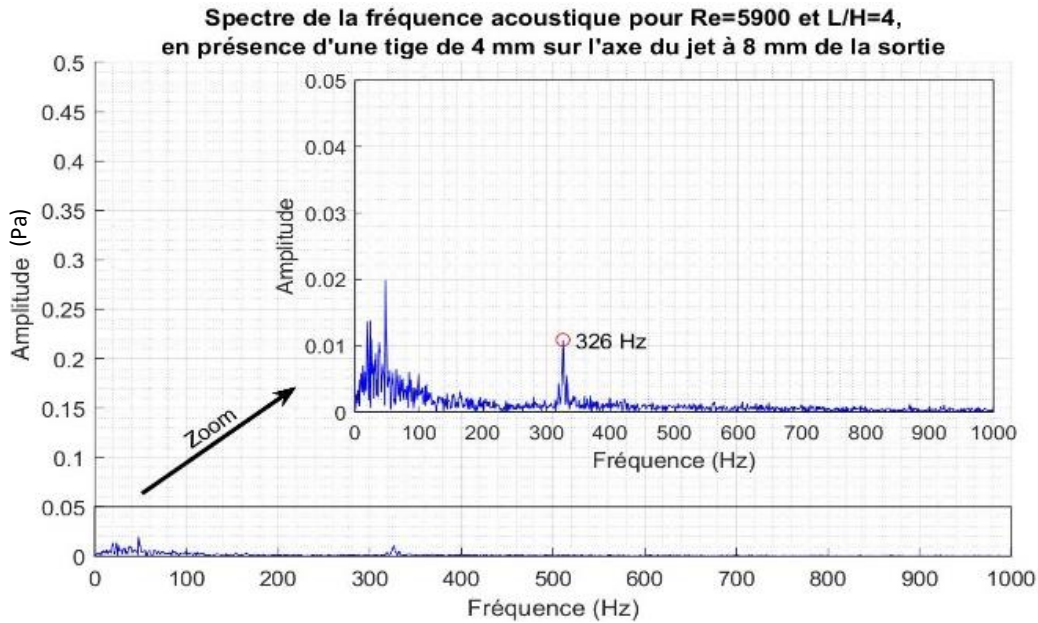


Figure V. 13 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm).

La Figure V. 13 montre la disparition totale des fréquences 160 Hz et 320 Hz qui étaient installées et qui caractérisaient les deux boucles de sons auto-entretenus en absence de la tige. De plus, elle montre aussi que l'activité fréquentielle est réduite et l'allure qui caractérise le spectre large bande est très faible ; ce qui explique la diminution du niveau de pression acoustique de 18.6 dB. On peut remarquer aussi l'émergence de la fréquence 326 Hz dont l'amplitude reste très faible et insignifiante comparativement au spectre en absence de la tige.

II.2.2. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré

La Figure V. 14 représente la reconstruction du champ cinématique lorsque la tige occupait la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm) par la technique D-SPIV. Rappelons aussi, que compte tenu des réflexions de la nappe laser, les mesures de vitesses autour de la tige dans une circonférence à une distance d'environ de 2 mm de la frontière de la section de la tige sont moins précises.

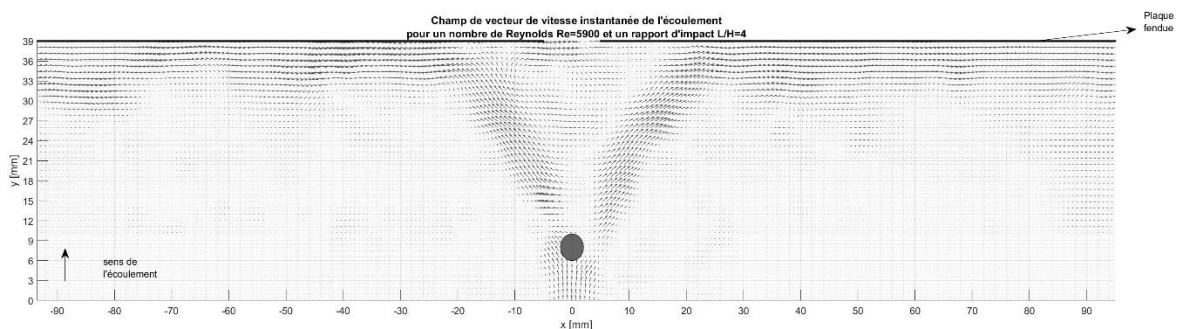


Figure V. 14 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.

La technique D-SPIV a permis la reconstruction du champ cinématique mesuré dans tout l'espace entre la sortie du jet et la plaque fendue impactée, pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ en présence de la tige de 4 mm installée à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm). Les

analyses de tous les champs cinématiques font ressortir qu'en présence de la tige, il y a l'existence de deux jets, un jet supérieur et un jet inférieur qui occupent respectivement la partie supérieure et inférieure de l'espace d'écoulement. Chaque jet a une activité tourbillonnaire indépendamment de l'autre en dehors de la zone proche de la plaque fendue. On peut remarquer aussi, que l'impact des structures tourbillonnaires, au niveau de la paroi de la plaque fendue, se passe assez loin de la fente et que tous les tourbillons sont entraînés dans l'écoulement pariétal.

Etant donné que les deux flux d'air générés, sont orientés et déviés loin de la fente. Il se crée, autour de cette fente, une zone de dépression où une large recirculation, de part et d'autre de l'axe de l'écoulement, favorisant plutôt l'aspiration au niveau de la fente (voir Figure V. 18).

Pour connaître avec détail l'activité tourbillonnaire de l'écoulement, les structures tourbillonnaires seront détectées par le critère λ_2 .

La Figure V. 15, montre que les structures tourbillonnaires des deux jets sont réparties de part et d'autre de l'axe de l'écoulement et d'une façon quasiment symétrique avec, lorsque les structures tourbillonnaires sont bien formées, un léger retard pour celles issues du jet supérieur. D'autre part, les deux jets supérieur et inférieur, respectivement du côté supérieur et inférieur de l'axe de l'écoulement, présentent un caractère antisymétrique dominant l'organisation tourbillonnaire. De plus, on remarque que les structures tourbillonnaires respectivement issues de la partie inférieure du jet supérieur et de la partie supérieure du jet inférieur heurtent la paroi de la plaque de part et d'autre la fente, avec une forte activité tourbillonnaire créant deux zones de recirculation de part et d'autre la fente. Ceci explique le phénomène d'aspiration créé par la présence de la tige (voir Figure V. 18).

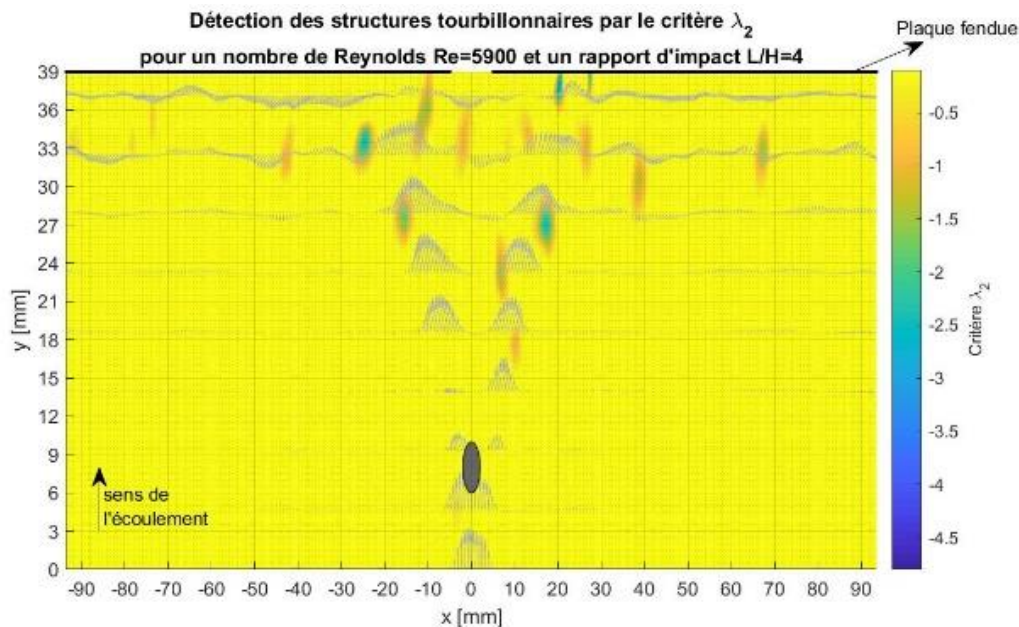


Figure V. 15 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm})$.

Pour connaître les fréquences des détachements tourbillonnaires, on a extrait le signal temporel des vitesses transversales en deux points de passages des tourbillons en ce qui concerne le jet supérieur ($X = 18,5 \text{ mm}$; $Y = 27 \text{ mm}$) et pour le jet inférieur ($X = -18,5 \text{ mm}$; $Y = 27 \text{ mm}$). Les spectres de ces deux signaux nous renseigneront sur les fréquences de passage tourbillonnaires (Figure V. 16 (a) et Figure V. 16 (b)). Les détachements tourbillonnaires, pour les deux jets, présentent la même fréquence de 326 Hz . Cette dernière apparaît bien dans le spectre acoustique (avec une amplitude très faible) et correspond ainsi à la turbulence créée par les impacts tourbillonnaires sur la paroi de la plaque.

On peut remarquer aussi que la présence de la tige qui a modifié légèrement la fréquence 320 Hz caractérisant, en absence de la tige, l'écoulement antisymétrique.

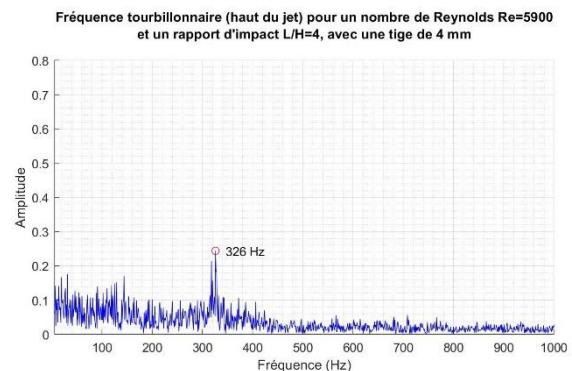
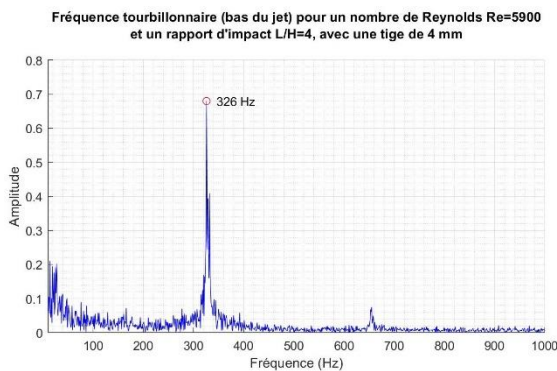


Figure V. 16 (a) : Fréquence tourbillonnaire du jet inférieur.

Figure V. 16 (b) : Fréquence tourbillonnaire du jet supérieur.

Figure V. 16 : Spectres des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

II.2.3. Suivi des structures tourbillonnaires

Afin de comprendre l'activité tourbillonnaire en présence de la tige, les trajectoires des structures tourbillonnaires ont été déterminées à partir du critère λ_2 . Ainsi, la cartographie de la Figure V. 17 est déterminée à partir de la superposition de toutes les positions des structures tourbillonnaires, détectées par le critère λ_2 , pendant toute la durée de la mesure (1 s).

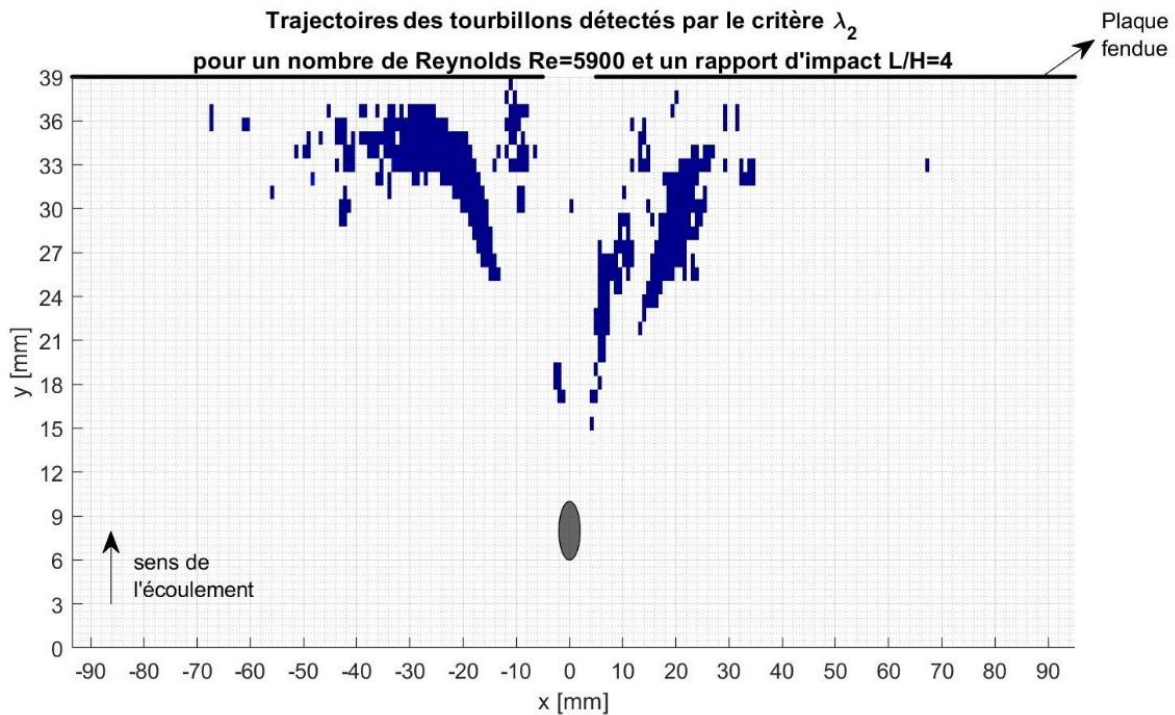


Figure V. 17 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm).

La Figure V. 17 donne les trajectoires des tourbillons en présence de la tige de 4 mm. Elle confirme que la présence de cette tige divise le jet principal en deux jets. Le premier situé dans la partie supérieure et l'autre dans la partie inférieure. Ces deux jets sont quasiment symétriques et l'absence d'interactions des structures tourbillonnaires entre elles indiquerait que les trajectoires des tourbillons issus de ces jets sont indépendantes. Cependant, les structures tourbillonnaires inférieures et supérieures issues respectivement du jet inférieur et du jet supérieur sont convectées sans un réel impact sur la plaque. Ce comportement est attribué à la forte activité de l'écoulement pariétal créée par les zones de recirculation dues aux activités des structures tourbillonnaires supérieures et inférieures, issues respectivement du jet inférieur et du jet supérieur (voir Figure V. 18). Ce comportement empêche les structures tourbillonnaires de se déformer contre la fente ; ce qui explique, en plus de la disparition totale de la boucle de sons auto-entretenus ainsi que les très faibles amplitudes des basses fréquences qui caractérisent la nature de la large bande du spectre de la pression acoustique (Figure V. 13).

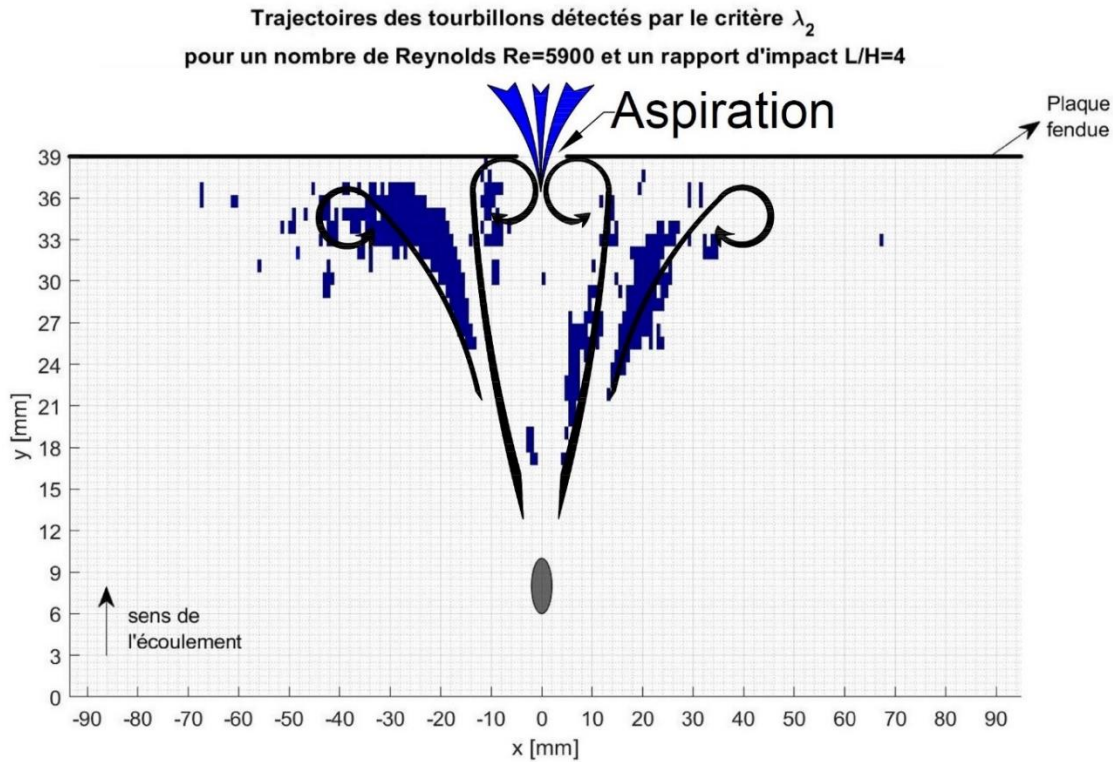


Figure V. 18 : Zones de recirculations juste avant la fente de la plaque impactée pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$ et le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, dans le cas d'une tige de 4 mm installée à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).

II.2.4. Calcul du débit à travers la fente

Le contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige a modifié considérablement la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement ainsi que les caractéristiques du champ acoustique rayonné. Dans ce paragraphe, on va s'intéresser au débit à travers la fente. En effet, comme mentionné précédemment, la notion du débit dans certaines applications est importante.

Le calcul du débit est basé sur les mesures des vitesses. L'approche sera la même que celle décrite lorsque la tige occupait la position appartenant à la zone 2 ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$). Pour augmenter la précision des calculs à travers la fente, le débit sera approché par le calcul à travers une surface fermée incluant la fente. En effet, les réflexions de la nappe laser sur la plaque et les bords de la fente introduisent des erreurs dans les mesures des vitesses (voir Figure IV. 9).

Les travaux de (Hamdi, 2017) ont montré que sur les plans parallèles autour du plan moyen du jet, le champ cinématique moyen reste quasiment inchangée. Ainsi, le débit pourrait être considéré comme un débit volumique.

Configuration	Débit à travers la fente
Sans tige	$0,0757 \text{ m}^3/\text{s}$
Tige de 4 mm, ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$)	$-0,0024 \text{ m}^3/\text{s}$

Tableau V. 4 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

La présence de la tige a complètement inversé le débit au niveau de la fente. C'est un comportement remarquable car il permet, par l'introduction de la tige, de contrôler le sens de débit à travers la fente. De point de vue industriel, l'application du contrôle du débit par une tige pourrait contribuer, par exemple, au refroidissement alterné sur les deux faces d'un système.

II.2.5. Énergie cinétique turbulente

Bien que la présence de la tige a détruit les boucles de sons auto-entretenus en modifiant le mécanisme de transfert, on va se renseigner sur les relations entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique pour ce nombre de Reynolds $Re = 5900$ lorsque la tige de diamètre 4 mm occupe la position ($X = 0\text{ mm}$; $Y = 8\text{ mm}$).

Rappelons que la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente peut être considérée comme une densité volumique (Hamdi, 2017).

À partir des mesures D-SPIV, la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente moyenne instantanée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée sur la même zone que lorsqu'il n'y avait pas de tige (voir Figure V. 19 (a)).

La Figure V. 19 (b) représente la variation temporelle de la pression acoustique (courbe en bleu) ainsi que $\overline{ECT}(t)$ (courbe en rouge) sur un intervalle de temps de 500 ms . Rappelons que ces deux grandeurs ont été échantillonnées respectivement à $15\ 000\text{ Hz}$ et à $2\ 500\text{ Hz}$. Cette courbe montre, contrairement à l'écoulement sans tige, qu'il n'y a aucune périodicité des signaux qui présentent un caractère aléatoire dans leur évolution. Le signal acoustique est très faible. De plus, on peut remarquer aussi que les pics de $\overline{ECT}(t)$ sont environ dix fois plus grand que ceux dans le cas où la tige était absente dans l'écoulement.

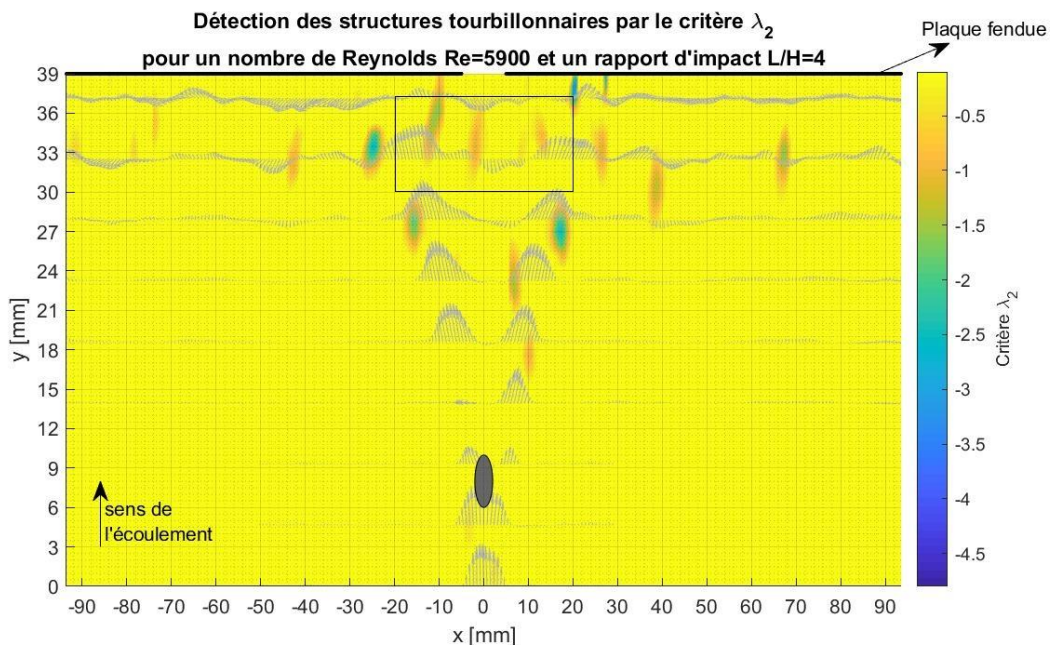


Figure V. 19 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

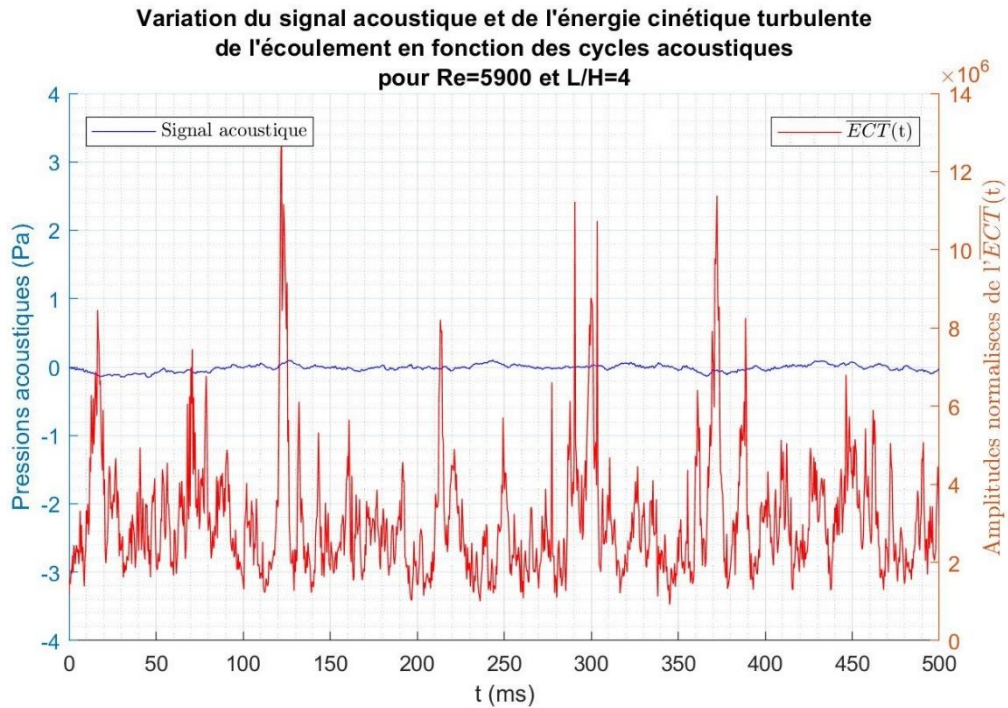


Figure V. 19 (b) : Évolution de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) et le signal de la pression acoustique (en bleu).

Figure V. 19 : Nombre de Reynolds $Re = 5900$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm).

La Figure V. 20, représente la fonction de cohérence entre la pression acoustique et $\overline{ECT}(t)$. Elle montre qu'aucune fréquence n'est privilégiée. D'autre part, les taux de cohérences fluctuent tout en restant dans le même ordre pour la majorité des fréquences. Ce comportement caractérise la cohérence entre deux signaux aléatoires à large bande. D'autre part, cela confirme aussi que la présence de la tige, malgré la présence d'une énergie turbulente très élevée, a détruit les conditions de transfert énergétiques entre l'énergie cinématique turbulente et le champ acoustique rayonné.

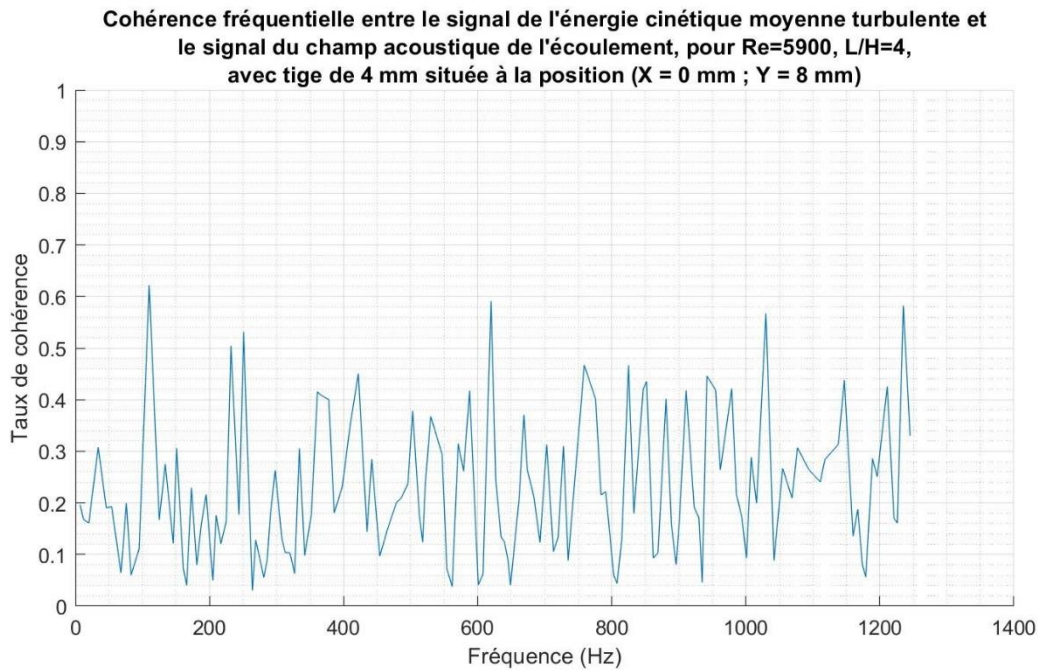


Figure V. 20 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 5900$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm).

III. Contrôle de l'écoulement par l'introduction de la tige de diamètre 4 mm : $Re = 6700$

III.1. Tige positionnée dans la zone 2 : ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm)

Comme il a été montré dans le chapitre III, lorsque la tige de 4 mm est installée dans la zone 2, cela a pour conséquences l'augmentation du niveau de pression acoustique et la disparition des fréquences gênantes avec une disparition de la boucle de sons auto-entretenus. Ce comportement contribue à l'augmentation du confort acoustique du système.

Rappelons aussi que les conditions et les paramètres des mesures réalisées pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ sont identiques à celles pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

La tige de diamètre 4 mm a été installée dans la zone 2 à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm). Ainsi, le centre de la tige était tangent au jet et la surface de la section de la tige était à une distance de 2 mm de la buse (voir Figure V. 1). Dans cette configuration, le niveau acoustique a augmenté d'environ 8.6 dB.

Rappelons aussi qu'il a été montré dans le chapitre IV qu'en absence de la tige, pour ce nombre de Reynolds $Re = 6700$ et pour le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, le spectre acoustique fait ressortir trois fréquences énergétiques. La fréquence 168 Hz qui caractérise une partie du nombre des tourbillons du côté supérieur du jet qui se déforment dans leur passage par la fente créant les conditions d'établissement de la boucle de sons auto-entretenus. La fréquence 212 Hz est celle qui caractérise l'autre partie du nombre des tourbillons du côté supérieur du jet heurtant la paroi de la plaque. La fréquence 380 Hz représente la totalité des tourbillons du jet inférieur qui heurtent la paroi de la plaque.

Le Tableau V. 5 rassemble les niveaux de pressions acoustiques et les fréquences acoustiques les plus énergétiques des champs rayonnés sans et en présence de la tige de 4 mm installée dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$) pour, le nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

Configuration	Nombre de Reynolds	6700
Sans tige	Niveau acoustique (Lp)	83,2 dB
	Fréquences acoustiques (fr)	168 ; 212 Hz et 380 Hz
Tige de 4 mm, ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$)	Niveau acoustique (Lp)	91,8 dB
	Fréquence acoustique (fr)	Bruit blanc

Tableau V. 5 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 2 ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$.

III.1.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Lors de l'installation de la tige à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$), le niveau de pression acoustique a subi une augmentation d'environ 8,6 dB. Afin d'appréhender ce comportement, le spectre des fréquences acoustiques est calculé et représenté sur la Figure V. 21.

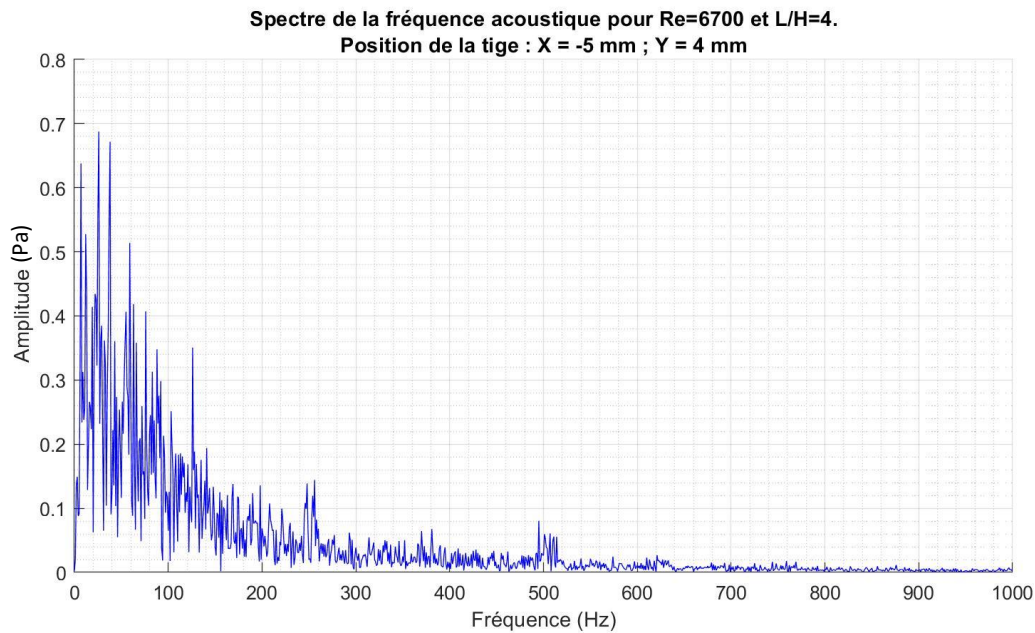


Figure V. 21 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).

Le spectre des pressions acoustiques représenté sur la Figure V. 21 montre la disparition de la boucle de sons auto-entretenus. En plus, il présente un aspect large bande avec une forte activité fréquentielle, ce qui explique l'augmentation de 8,6 dB du niveau de pression acoustique dans cette configuration sans l'émergence d'une fréquence particulière.

III.1.2. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré par la technique de la D-SPIV

Dans le but d'appréhender la dynamique tourbillonnaire lorsque la tige de 4 mm est installée dans la zone 2 à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$), des mesures du champ cinématiques ont été menées par la D-SPIV (voir paragraphe II.1.2.).

La Figure V. 22 donne un exemple du champ cinématique instantané reconstruit à partir de la D-SPIV permettant ainsi d'avoir le champ cinématique dans sa totalité entre la sortie du jet et la plaque fendue heurtée par ce dernier.

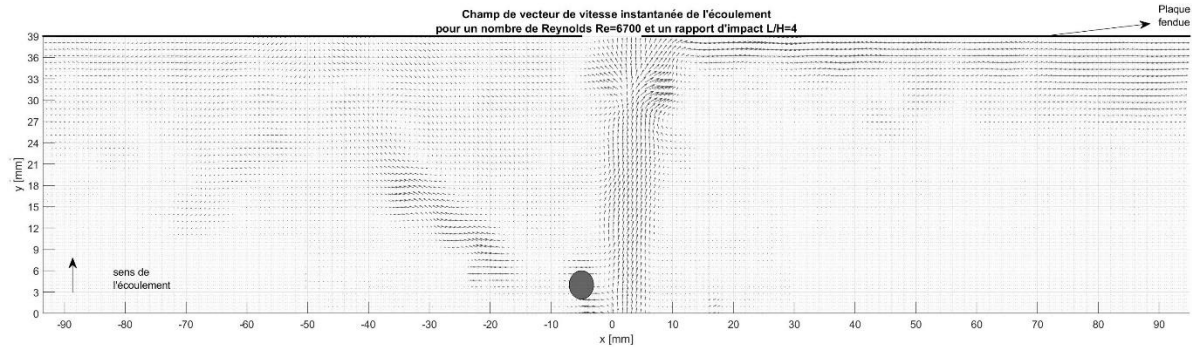


Figure V. 22 : Exemple de champ cinématique instantané reconstruit à partir des mesures D-SPIV.

Pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, lorsque la tige de 4 mm installée dans la zone 2 à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$), des acquisitions D-SPIV ont été réalisées pendant une durée d'une seconde. La fréquence d'échantillonnage était de 2500 Hz.

L'ensemble des analyses ont montré que la présence de la tige a divisé l'écoulement en deux jets. Le premier jet occupe la partie supérieure de l'écoulement et un deuxième jet est dans la partie inférieure de l'écoulement.

La Figure V. 23 représente à un instant t , un exemple des positions occupées par les tourbillons issus de ces deux jets. Elle montre que, d'une part, l'activité du jet supérieur est antisymétrique. D'autre part, la présence de la tige retarde la formation des structures tourbillonnaires.

L'écoulement du jet inférieur qui est loin de l'axe de l'écoulement avec une trajectoire inclinée et une activité qu'il faudrait bien vérifier avant de l'attribuer à une activité tourbillonnaire.

On peut remarquer que la présence de la tige dans la zone 2 occupant la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$), produit les mêmes effets sur le comportement dynamique tourbillonnaire des écoulements pour les deux nombres de Reynolds étudiés : $Re = 6700$ et $Re = 5900$.

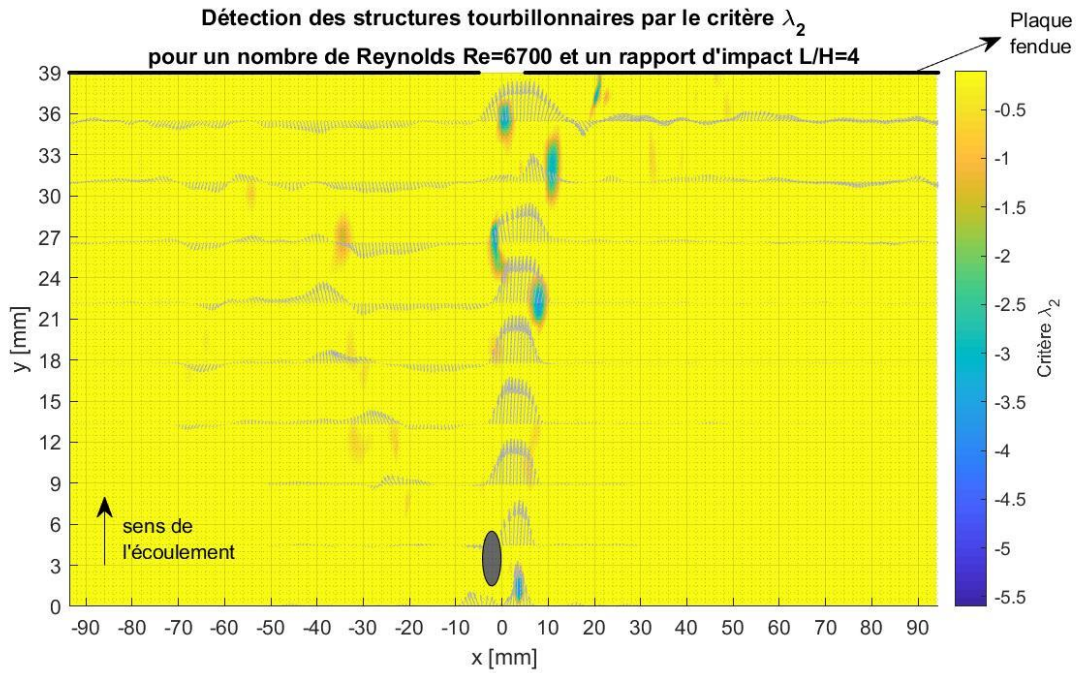


Figure V. 23 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm})$.

Dans le but de déterminer les fréquences de passage tourbillonnaires et de vérifier leur existence, des signaux des vitesses transversales ont été extraits des mesures D-SPIV en deux positions $(X = 11 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm})$ et $(X = -23 \text{ mm} ; Y = 12 \text{ mm})$ respectivement, les points de passage des tourbillons du jet supérieur et du jet inférieur.

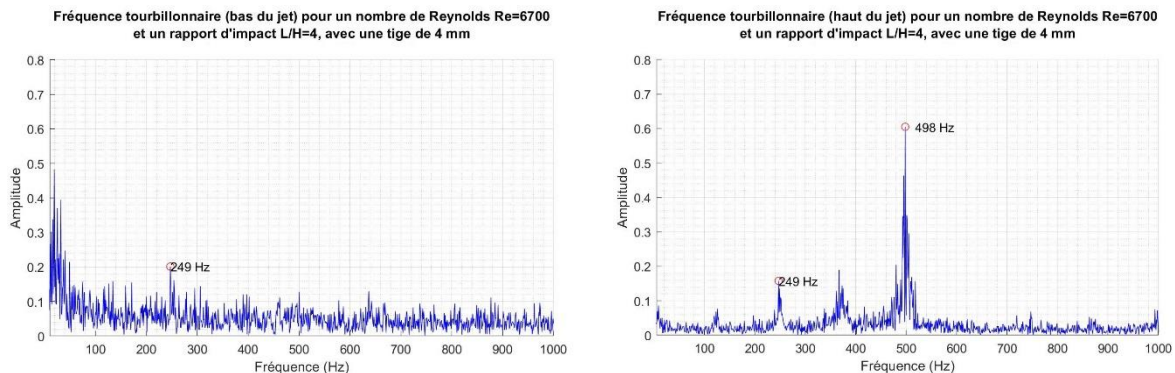


Figure V. 24 (a) : Fréquence tourbillonnaire du jet inférieur.

Figure V. 24 (b) : Fréquence tourbillonnaire du jet supérieur.

Figure V. 24 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à $(X = -5 \text{ mm} ; Y = 4 \text{ mm})$ pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

Les Figures V. 24 (a) et (b) représentent respectivement les spectres des vitesses transversales aux points $(X = 11 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm})$ et $(X = -23 \text{ mm} ; Y = 12 \text{ mm})$. Ces spectres déterminent, s'ils existent, la fréquence de passage tourbillonnaire issu des jets supérieur et inférieur.

La fréquence 249 Hz est présente dans le spectre du jet inférieur et également dans celui du jet supérieur. Dans les deux spectres, elle ne présente pas l'amplitude la plus intense (environ 0.2). D'autre part, le spectre du jet inférieur est un spectre large bande. Ces constatations laissent ressortir que la fréquence 249 Hz ne peut pas être associée à une fréquence de passage tourbillonnaire issu du jet inférieur. Sa présence dans les deux spectres est certainement liée à une instabilité issue de l'impact du jet primaire sur la tige et se propage dans l'écoulement du jet inférieur et l'écoulement du jet supérieur. Cette hypothèse a été confirmée par la présence de cette fréquence de 249 Hz dans les spectres issus des mesures des vitesses extraites de plusieurs positions dans l'espace de l'écoulement.

En ce qui concerne le spectre du jet supérieur, il montre que la fréquence du passage tourbillonnaire est de 498 Hz , supérieure à celle qui avait été trouvée lorsque la tige était absente : 380 Hz .

On peut remarquer que la présence de la tige dans la zone 2 occupant la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$), produit une augmentation de la fréquence du détachement tourbillonnaire pour les écoulements des deux Reynolds étudiés : $Re = 6700$ et $Re = 5900$.

III.1.3. Suivi des structures tourbillonnaires

Afin d'appréhender l'activité tourbillonnaire de l'écoulement, à partir des mesures du champ cinématique obtenu par la D-SPIV, les positions des structures tourbillonnaires seront détectées par le critère λ_2 . Les trajectoires seront renseignées à partir de la superposition de toutes les positions occupées par la présence de ces tourbillons sur toute la durée d'acquisition (1 s).

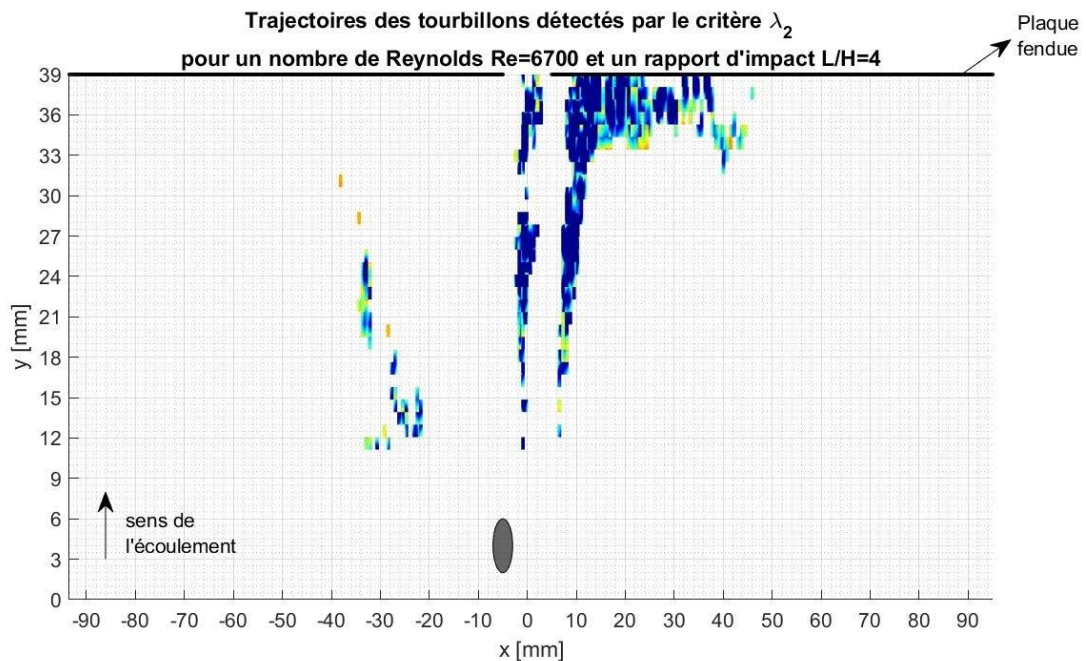


Figure V. 25 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec la tige de 4 mm installée dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$).

La Figure V. 25 renseigne les trajectoires des tourbillons issus du jet supérieur et du jet inférieur.

Elle confirme que la présence de la tige en cette position retarde la formation des tourbillons du jet supérieur. D'autre part, les tourbillons inférieurs issus du jet supérieur passent sans se déformer par la fente. Ce qui explique la disparition de la boucle de sons auto-entretenus et la diminution du niveau de pression acoustique.

III.1.4. Calcul du débit à travers la fente

Le contrôle de la dynamique tourbillonnaire a considérablement modifié l'écoulement initial par l'introduction de la tige dans la zone 2. Dans ce paragraphe, on va calculer le débit à travers la fente. La démarche est la même que celle expliquée dans le paragraphe (II.1.5.).

Rappelons qu'autour du plan moyen du jet, le champ cinématique moyen reste quasiment inchangé autour du plan médian du jet (Hamdi, 2017). Ainsi, on peut considérer le débit calculé comme un débit volumique.

Configuration	Débit à travers la fente	Δ Débit
Sans tige	$0,0914 \text{ m}^3/\text{s}$	$0,0498 \text{ m}^3/\text{s}$, soit une diminution d'environ 54 %
Tige de 4 mm, installée dans la zone 2 à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$)	$0,0416 \text{ m}^3/\text{s}$	

Tableau V. 6 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque après installation de la tige à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$.

On peut remarquer aussi que la réduction du débit est presque la même pour les deux Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ étudiés en présence de la tige dans la zone 2 positionnée à ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$). Elle est respectivement de $Q = 51\%$ et $Q = 54 \%$.

III.1.5. Énergie cinétique turbulente

Dans le but de se renseigner sur les modifications du mécanisme de transfert entre le champ acoustique et l'énergie cinétique turbulente, en présence de la tige de 4 mm à la position ($X = -5 \text{ mm}$; $Y = 4 \text{ mm}$), l' $\overline{ECT}(t)$ a été calculée à partir des mesures de la double SPIV « D-SPIV ». Les calculs et la démarche utilisés sont les mêmes que ceux utilisés précédemment.

Rappelons aussi que la densité surfacique de cette énergie peut être considérée comme densité volumique d'énergie (Hamdi, 2017).

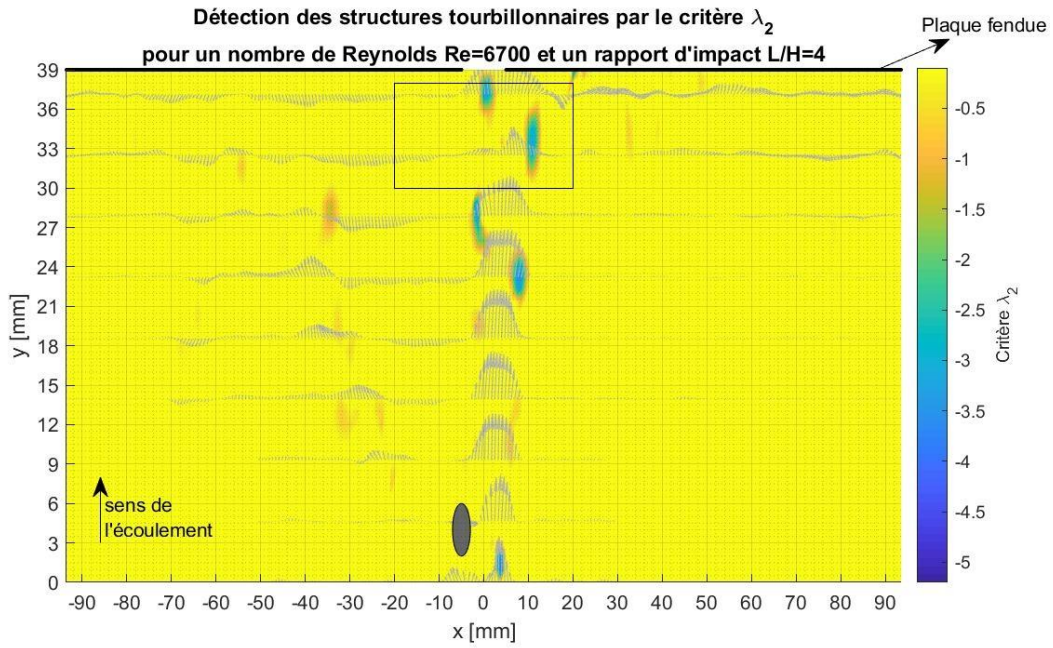


Figure V. 26 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

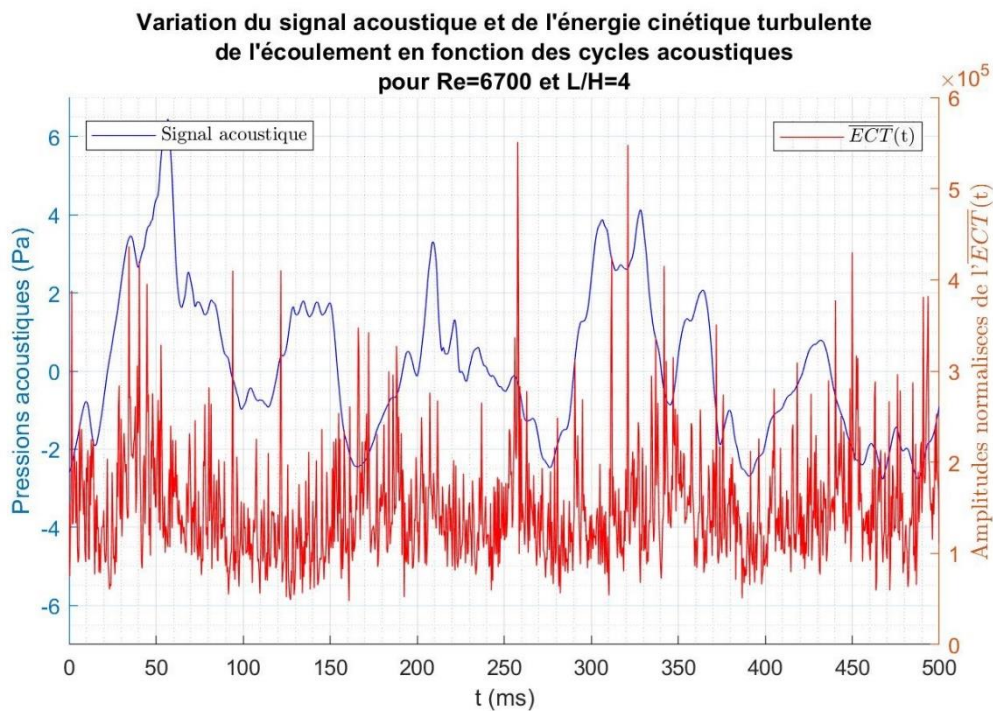


Figure V. 26 (b) : Évolution de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) et le signal de la pression acoustique (en bleu).

Figure V. 26 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = -5\text{ mm} ; Y = 4\text{ mm})$.

Bien que l'écoulement ne produise pas de sons auto-entretenus, et pour qu'on puisse comparer avec le cas où il n'y avait pas de tige installée dans l'écoulement, la densité d'énergie cinétique turbulente moyenne et instantanée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée dans la même zone que celle choisie en absence de la tige. C'est la zone de l'écoulement où se situe, lorsqu'il y a des sons auto-entretenus, le mécanisme de transfert énergétique entre l'énergie turbulente et le champ acoustique (Blake et Powell, 1986).

La Figure V. 26 (b) représente la variation temporelle de la pression acoustique (courbe en bleu) ainsi que $\overline{ECT}(t)$ (courbe en rouge) sur un intervalle de temps de 500 ms. Rappelons que ces deux grandeurs ont été échantillonnées respectivement à 15 000 Hz et à 2500 Hz. Cette courbe montre, contrairement à l'écoulement sans tige, qu'il n'y a aucune périodicité des signaux et qu'ils présentent un caractère aléatoire dans leur évolution. De plus, on peut remarquer que $\overline{ECT}(t)$ est du même ordre de grandeur que dans le cas où la tige n'était pas installée.

Ces conclusions sont donc les mêmes que pour le précédent nombre de Reynolds : $Re = 5900$ et lorsque la tige occupait également la zone 2.

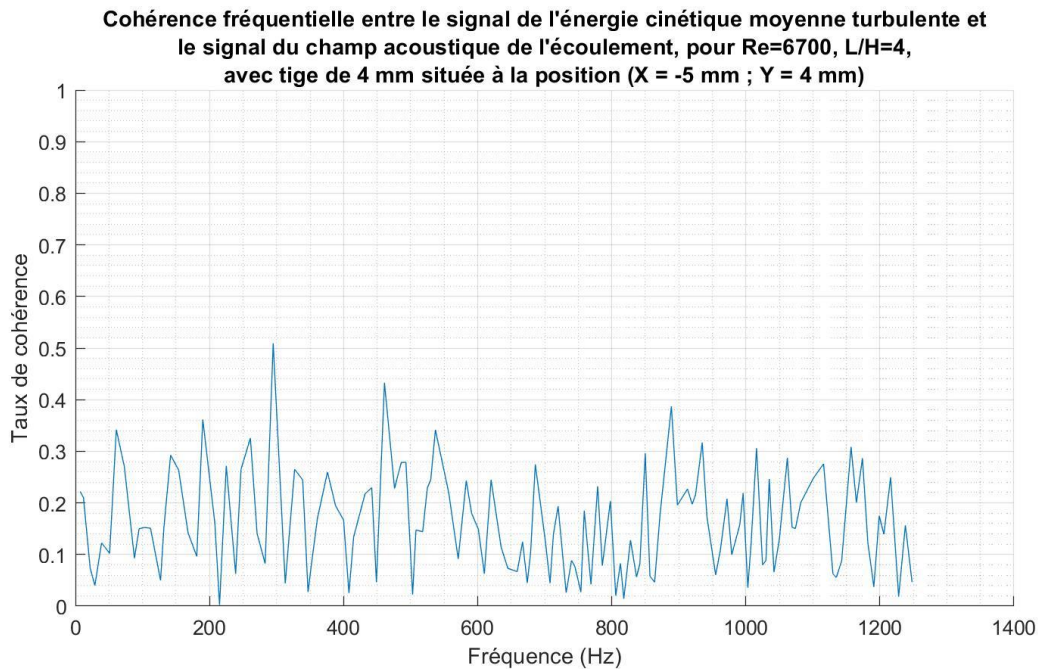


Figure V. 27 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 6700$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm).

La Figure V. 27 renseigne la fonction de cohérence entre le signal du champ acoustique et le signal de $\overline{ECT}(t)$. Elle montre qu'il n'y a aucune fréquence privilégiée et le taux de cohérence varie dans les mêmes ordres de grandeurs pour toutes les fréquences. Ce qui confirme l'aspect large bande de la pression acoustique et $\overline{ECT}(t)$ et le transfert énergétique du champ fluctuant vers le champ acoustique ne privilégie aucune fréquence ; ce qui conduit à la disparition de la boucle de sons auto-entretenus.

III.2. Tige positionnée dans la zone 1 : ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm)

Comme il a été déjà montré dans le chapitre III, lors de l'installation de la tige dans la zone 1 de l'écoulement, le niveau de pression acoustique a baissé de l'ordre de 19 dB. De plus, la boucle de sons auto-entretenus a totalement disparue et le spectre de la pression acoustique du champ rayonné est de nature large bande. Ce comportement contribue à réduire les nuisances sonores et à une amélioration très significative du confort acoustique.

Dans ce paragraphe, seront étudiés les corrélations entre la dynamique et le champ acoustique rayonné, en présence de la tige de 4 mm installée dans la zone 1 à la position ($X =$

$0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$). Le nombre de Reynolds sélectionné est de $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Dans cette position, le centre de la tige est sur l'axe du jet et la surface de la section de la tige est à 6 mm du jet (voir Figure V. 12).

Les niveaux de pressions acoustiques et les fréquences acoustiques sans et en présence de la tige sont regroupés dans le Tableau V. 7 pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, lors de l'installation de la tige de 4 mm à la position ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$). Les résultats montrent que le niveau de pression acoustique a diminué d'environ $19,3 \text{ dB}$.

Configuration	Nombre de Reynolds	6700
Sans tige	Niveau acoustique (Lp)	83,2 dB
	Fréquences acoustiques (fr)	168 ; 212 Hz et 380 Hz
Tige de 4 mm, ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$)	Niveau acoustique (Lp)	63,9 dB
	Fréquence acoustique (fr)	Bruit blanc

Tableau V. 7 : Caractéristiques acoustiques sans et avec la tige de 4 mm installée en un point dans la zone 1 ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$.

III.2.1. Analyse spectrale du champ acoustique rayonné

Lorsque la tige occupait la position ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$), pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, le niveau de pression acoustique a subi une forte réduction de l'ordre de $19,3 \text{ dB}$. Afin de se renseigner sur le comportement fréquentiel du champ acoustique rayonné, le spectre des pressions acoustique a été calculé à partir des mesures réalisées.

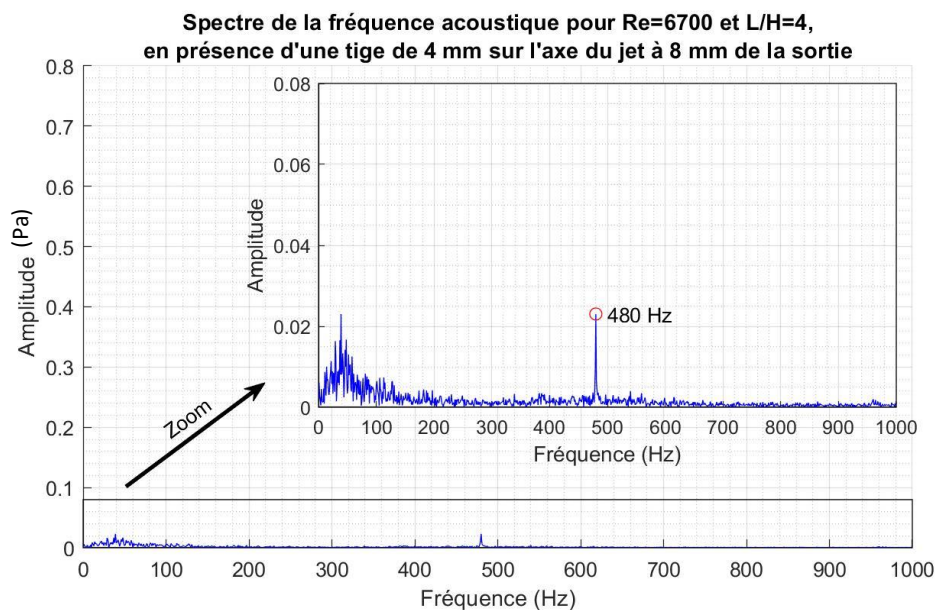


Figure V. 28 : Spectre de la pression acoustique pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm à la position ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$).

La Figure V. 28 montre le spectre des pressions acoustiques. Pour faciliter les comparaisons, il est représenté à la même échelle que lors de l'étude de l'écoulement sans présence de la tige.

L'installation de la tige dans la zone 1 à la position ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$) a fait disparaître complètement la boucle du son auto-entretenu à 168 Hz qui été installée avant l'introduction de la tige ainsi que les autres fréquences relativement énergétiques 212 Hz et 380 Hz . De

plus, ce spectre montre une forte réduction de l'activité fréquentielle même dans les basses fréquences ; celles qui caractérisent le bruit blanc. Ce comportement explique aussi la forte réduction du niveau acoustique de $19,3 \text{ dB}$. On peut remarquer également l'émergence de la fréquence de 480 Hz avec une amplitude très faible.

III.2.2. Analyse de la dynamique tourbillonnaire à partir du champ cinématique mesuré
La technique D-SPIV a permis, malgré la présence de la tige, les mesures et la reconstruction du champ cinématique dans la totalité de l'espace de l'écoulement : de la sortie du jet à la plaque fendue.

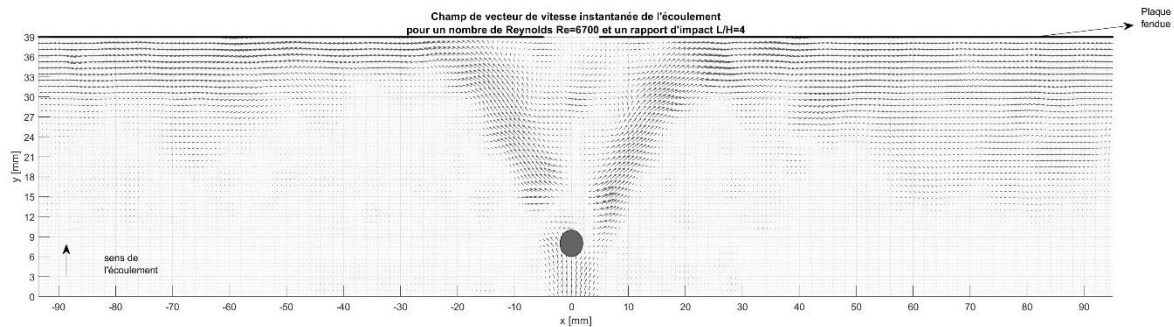


Figure V. 29 : Cartographie visualisant le champ cinématique au-dessous et au-dessus de la tige après le post-traitement sur Matlab.

La Figure V. 29 montre un exemple du champ cinématique instantané reconstruit dans tout l'espace en présence de la tige dans la zone 1 à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).

L'analyse de l'ensemble du champ cinématique mesuré pendant une durée d'une seconde avec une fréquence d'échantillonnage de 2500 Hz , montre qu'en présence de la tige, l'écoulement présente deux jets : un jet supérieur et un jet inférieur occupant respectivement la partie supérieure et la partie inférieure de l'écoulement. En dehors de la zone proche de la plaque, les structures tourbillonnaires sont indépendantes. Proche de la plaque, suite aux structures tourbillonnaires qui heurtent la paroi, des zones de recirculation apparaissent inversant ainsi l'écoulement au niveau de la fente. Il devient alors un écoulement d'aspiration.

Afin d'appréhender cette activité tourbillonnaire, leurs positions ont été approchées par le calcul du critère λ_2 à partir des champs cinématiques mesurés.

La Figure V. 30 représente un exemple à un instant t , des positions occupées par les centres des tourbillons. L'analyse sur toute la durée d'acquisition (1 s) de l'ensemble des positions montre que les deux jets supérieur et inférieur qui sont quasiment symétrique par rapport à l'axe de l'écoulement, présentent des activités tourbillonnaires antisymétriques. D'autre part, il a été remarqué que lorsque les structures tourbillonnaires sont bien formées, celles issues de la partie supérieure du jet supérieur accusent un retard par rapport à celles issues de la partie inférieure du jet inférieur. Ce retard s'est accentué par rapport à celui relevé pour l'écoulement avec un nombre de Reynolds $Re = 5900$ (voir Figure V. 15).

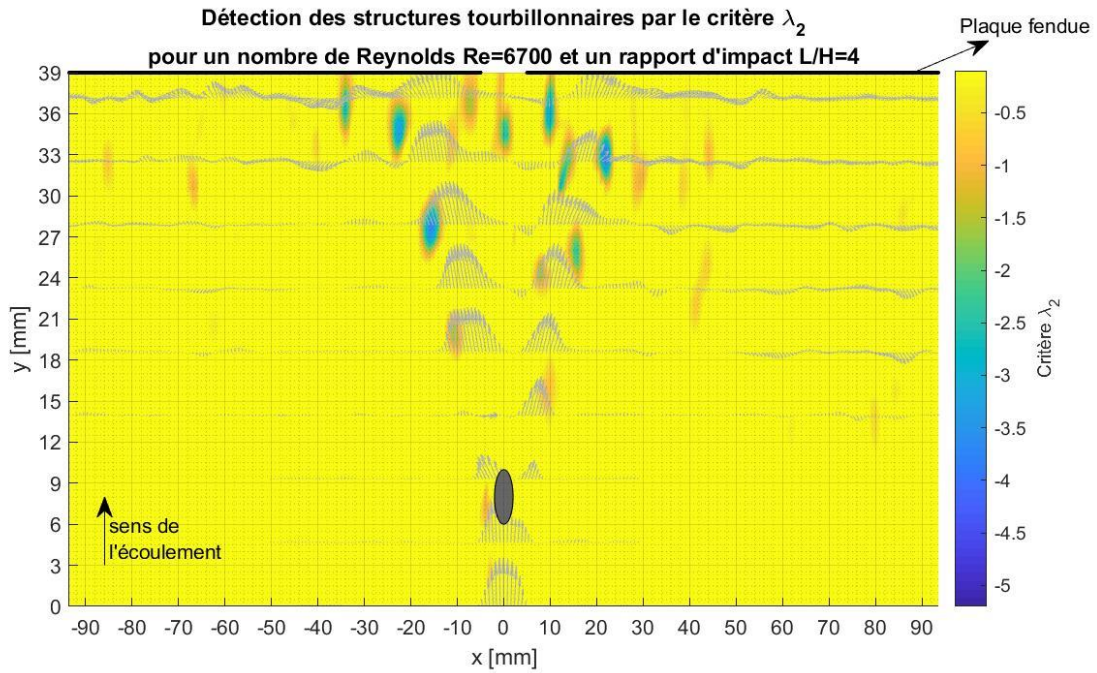


Figure V. 30 : Exemple de détections des structures tourbillonnaires par le critère λ_2 , à un instant t pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position $(X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm})$.

Pour connaître les fréquences des détachements tourbillonnaires, on a extrait le signal temporel des vitesses transversales en deux points de passage des tourbillons en ce qui concerne le jet supérieur ($X = 21 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm}$) et le jet inférieur ($X = -21 \text{ mm} ; Y = 33 \text{ mm}$). Les spectres de ces deux signaux nous renseigneront sur les fréquences de passage tourbillonnaires (Figure V. 31 (a) et Figure V. 31 (b)). Les détachements tourbillonnaires pour les deux jets représentent la même fréquence de 480 Hz. Cette fréquence apparaît bien dans le spectre acoustique (avec une amplitude très faible) et correspond ainsi à la trace de la turbulence lorsque les structures tourbillonnaires heurtent la paroi de la plaque.

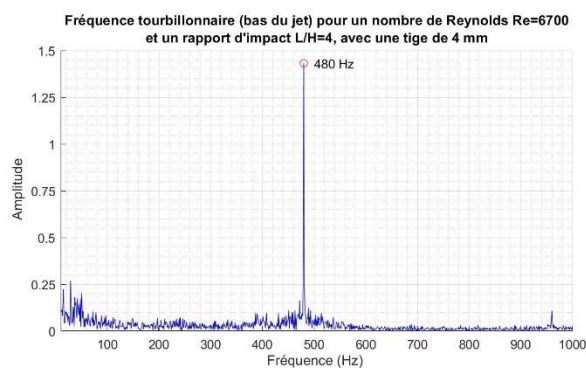


Figure V. 31 (a) : Fréquence tourbillonnaire du jet inférieur.

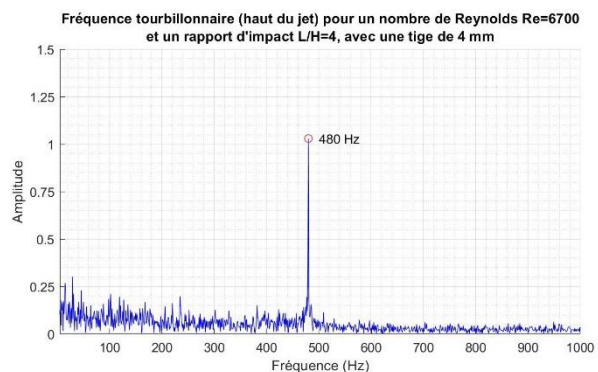


Figure V. 31 (b) : Fréquence tourbillonnaire du jet supérieur.

Figure V. 31 : Spectre des fréquences tourbillonnaires du jet supérieur et inférieur créés par la présence de la tige de 4 mm positionnée à $(X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm})$ pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$.

D'autre part, on peut remarquer que la présence de la tige dans la zone 1 positionnée à ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) a totalement fait disparaître les fréquences 168 Hz , 212 Hz et 380 Hz qui caractérisent l'écoulement sans tige pour $Re = 6700$.

III.2.3. Suivi des structures tourbillonnaires

Afin d'appréhender cette activité tourbillonnaire en présence de la tige, pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$, les trajectoires des tourbillons ont été déterminées par la superposition de toutes les positions des tourbillons pendant toute la durée d'acquisition (1 s). Pour chaque instant, les positions ont été déterminées à partir du critère λ_2 .

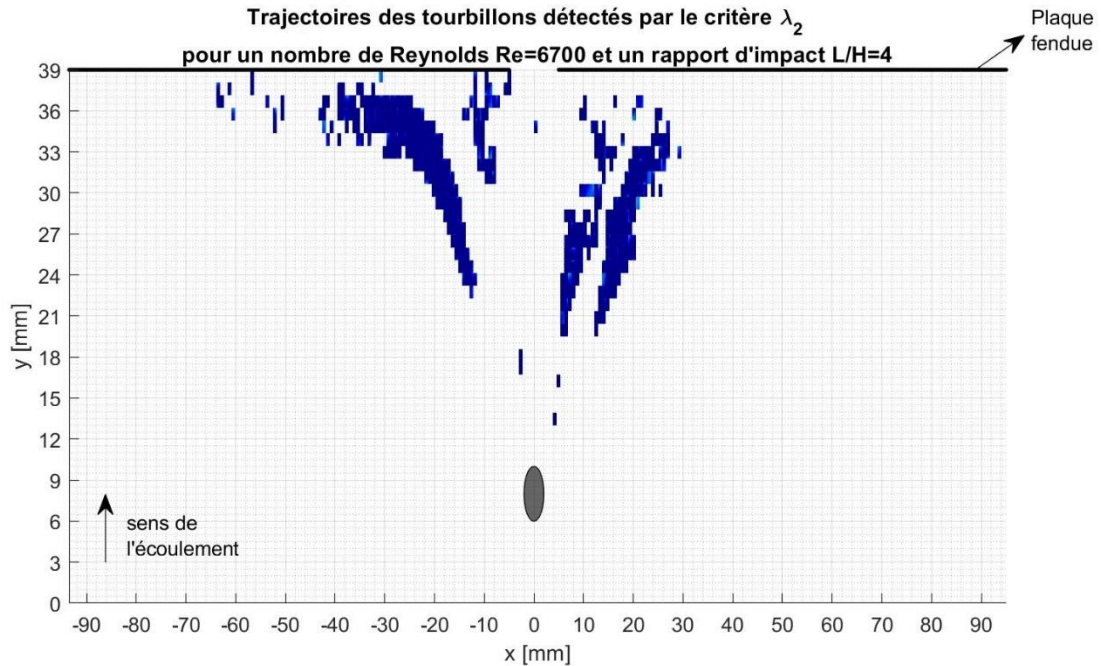


Figure V. 32 : Trajectoires des tourbillons détectés par le critère λ_2 , pour un nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec une tige de 4 mm située à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).

La Figure V. 32 renseigne les trajectoires des tourbillons en présence de la tige de 4 mm . Elle confirme que la présence de la tige induit à l'écoulement la présence de deux jets, supérieur et inférieur, qui sont quasiment symétriques. L'absence d'interactions entre les structures tourbillonnaires indiquerait que les trajectoires des tourbillons issues des deux jets sont indépendantes. Cependant, les structures tourbillonnaires du jet supérieur (partie à droite) se forment avant celles du jet inférieur (partie à gauche). D'autre part, les structures tourbillonnaires inférieures et supérieures issues respectivement du jet inférieur et du jet supérieur sont convectées sans un réel impact sur la plaque. Ce comportement est attribué à la forte activité de l'écoulement pariétal créée par les zones de recirculations dues aux activités des structures tourbillonnaires supérieures et inférieures issues respectivement du jet inférieur et du jet supérieur (voir Figure V. 33). Ce comportement empêche les structures tourbillonnaires de se déformer contre la fente. Ceci explique, en plus de la disparition totale de la boucle de sons auto-entretenus, les très faibles amplitudes des basses fréquences qui caractérisent la nature large bande du spectre de la pression acoustique (Figure V. 13). Ces

conclusions sont identiques lorsque la tige était également positionnée en zone 1 pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$.

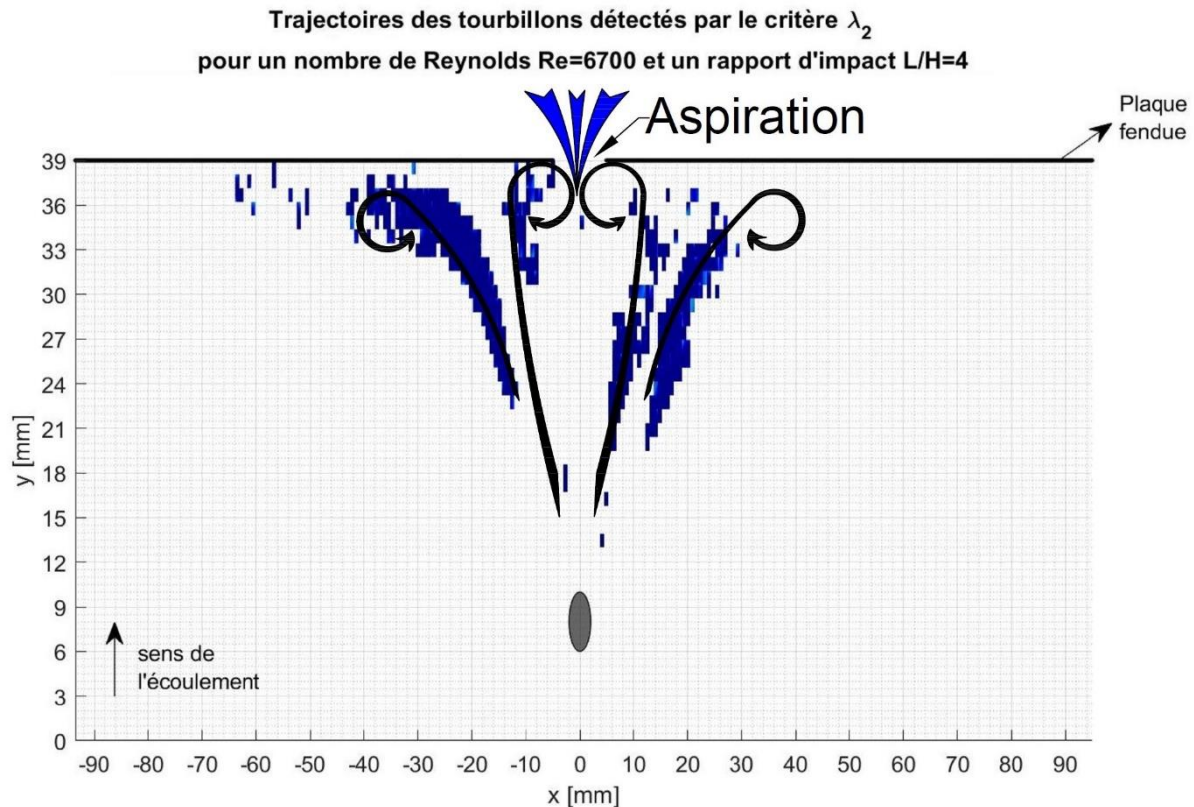


Figure V. 33 : Zones de recirculations juste avant la fente de la plaque impactée pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ et le rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, dans le cas d'une tige de 4 mm installée à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$).

III.2.4. Calcul du débit à travers la fente

En positionnant la tige dans une zone, la dynamique tourbillonnaire et le champ acoustique rayonné pourraient être contrôlés. De plus, il est également possible de contrôler le débit à travers la fente.

En se basant sur le champ cinématique mesuré par la D-SPIV, le débit à travers la fente a été calculé. La même approche que celle décrite dans le paragraphe (II.1.5.) a été utilisée.

Rappelons aussi qu'autour du plan médian du jet, le champ cinématique moyen sur des plans parallèles reste quasiment inchangé (Hamdi, 2017). Ainsi, le débit mesuré peut être considéré comme un débit volumique.

Configuration	Débit à travers la fente
Sans tige	$0,0914 \text{ m}^3/\text{s}$
Tige de 4 mm, ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$)	$-0,0021 \text{ m}^3/\text{s}$

Tableau V. 8 : Variation du débit d'air à travers la fente de la plaque impactée après installation de la tige à la position ($X = 0 \text{ mm}$; $Y = 8 \text{ mm}$) pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$.

La présence de la tige a complètement inversé le débit au niveau de la fente. C'est un comportement remarquable car il permet, par l'introduction de la tige, de contrôler le sens

de débit. Du point de vue industriel, l'application du contrôle du débit par une tige pourrait contribuer, par exemple, au refroidissement alterné sur les deux faces d'un système.

On peut remarquer aussi que le débit d'aspiration est quasiment le même pour les deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ étudiés en présence de la tige dans la zone 1 positionnée à $(X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm})$ respectivement $Q_{Re=5900} = -0,0024 \text{ m}^3/\text{s}$ et $Q_{Re=6700} = -0,0021 \text{ m}^3/\text{s}$.

III.2.5. Énergie cinétique turbulente

Bien que la présence de la tige a détruit les boucles des sons auto-entretenus en modifiant le mécanisme de transfert, on va se renseigner sur les relations entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique pour ce nombre de Reynolds $Re = 6700$ lorsque la tige de diamètre 4 mm est dans la zone 1 positionnée à $(X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm})$.

Rappelons que la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulente peut être considérée comme une densité volumique (Hamdi, 2017).

À partir des mesures D-SPIV, la densité surfacique de l'énergie cinétique turbulence moyenne instantanée $\overline{ECT}(t)$ a été calculée sur la même zone que lorsqu'il n'y avait pas de tige (voir Figure V. 34 (a)).

La Figure V. 34 (b) représente la variation temporelle de la pression acoustique (courbe en bleu) ainsi que $\overline{ECT}(t)$ (courbe en rouge) sur un intervalle de temps de 500 ms . Rappelons que ces deux grandeurs ont été échantillonnées respectivement à $15\,000 \text{ Hz}$ et à $2\,500 \text{ Hz}$. Cette courbe montre, contrairement à l'écoulement sans tige, qu'il n'y a aucune périodicité des signaux et qu'ils présentent un caractère aléatoire dans leur évolution. On peut remarquer aussi que le signal acoustique a une très faible amplitude et que les pics de $\overline{ECT}(t)$ sont 10 fois supérieurs à ceux de $\overline{ECT}(t)$ en absence de la tige. Ce sont les mêmes constatations qu'avec l'écoulement pour le nombre de Reynolds $Re = 5900$, lorsque la tige occupait également la même position dans la zone 1.

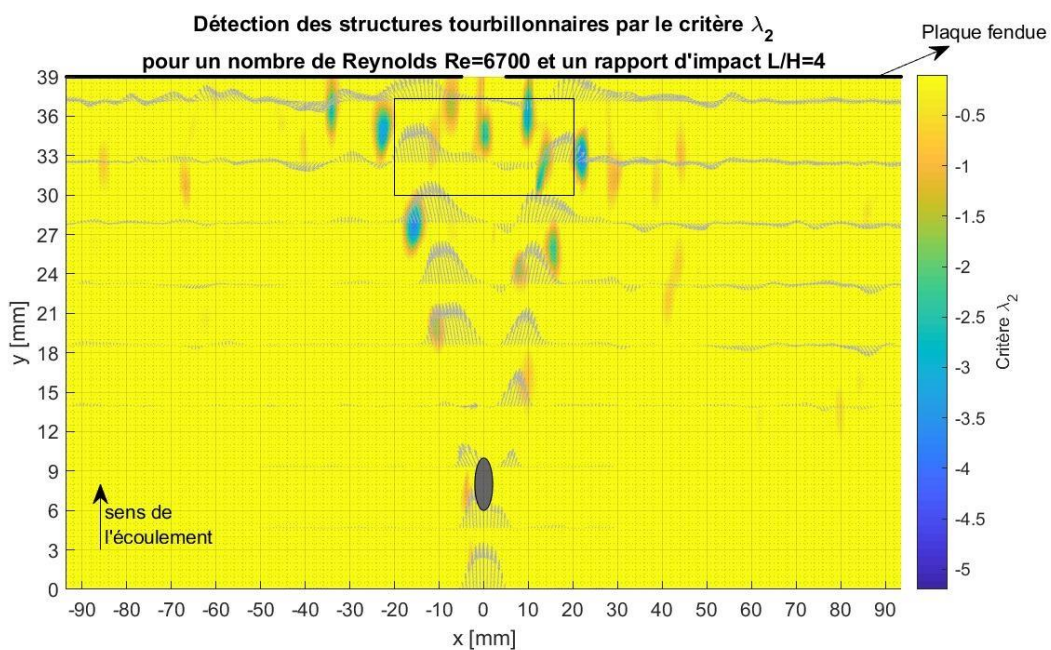
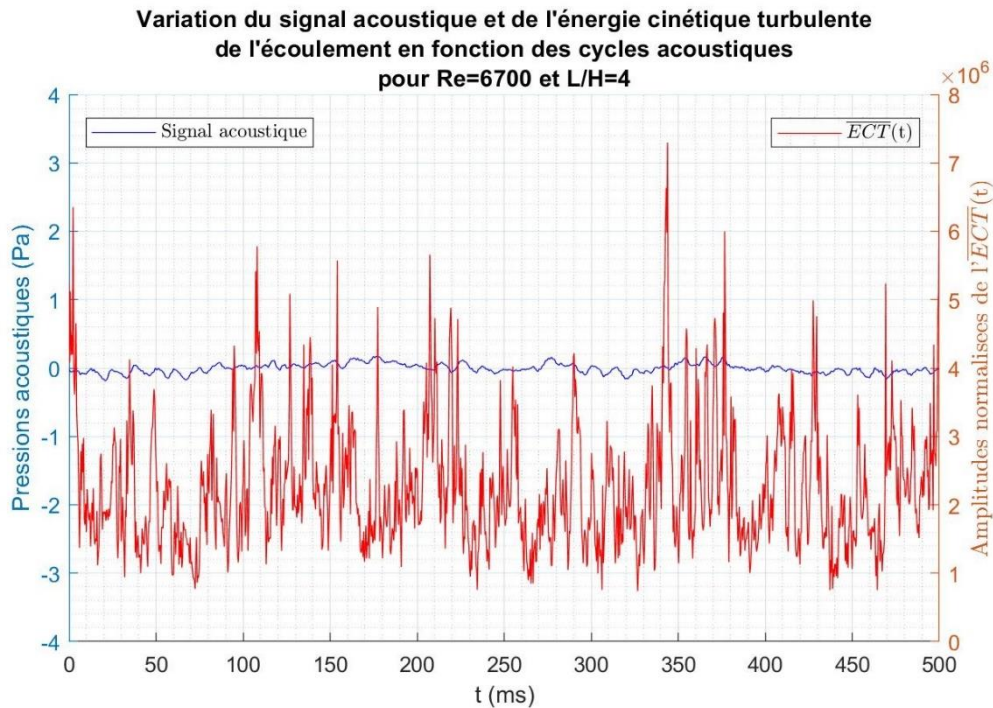


Figure V. 34 (a) : Zone de calcul de l'énergie cinétique turbulente moyenne de l'écoulement.

Figure V. 34 (b) : Évolution de $\overline{ECT}(t)$ (en rouge) et le signal de la pression acoustique (en bleu).Figure V. 34 : Nombre de Reynolds $Re = 6700$ et un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$.

La Figure V. 35 représente la fonction de cohérence entre l' $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique. Elle montre qu'aucune fréquence n'est privilégiée. En plus, le taux de cohérence reste dans le même ordre de grandeur pour la majorité des fréquences. Cet aspect indique le caractère large bande des deux signaux.

D'autre part, malgré des valeurs très importantes de l' $\overline{ECT}(t)$, la présence de la tige de 4 mm à la position $(X = 0\text{ mm} ; Y = 8\text{ mm})$ a détruit les conditions optimales de transfert énergétique, pour l'installation de la boucle de sons auto-entretenus dans l'écoulement.

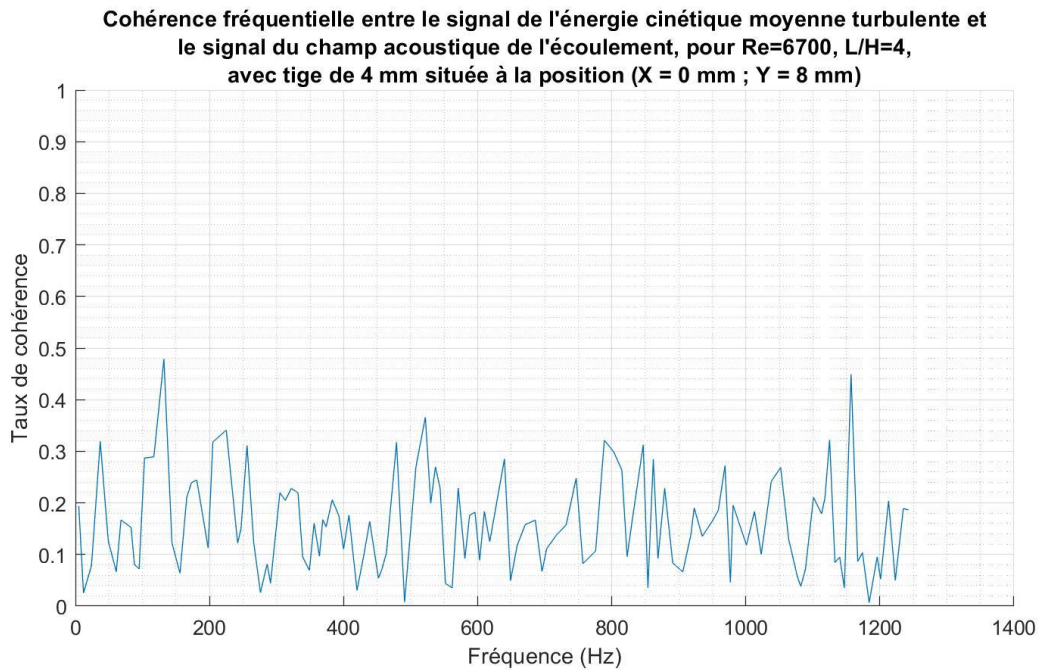


Figure V. 35 : Cohérence fréquentielle entre $\overline{ECT}(t)$ et la pression acoustique du champ acoustique, pour $Re = 6700$, avec tige de diamètre 4 mm située à la position ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm).

IV. Conclusion

Dans ce chapitre, on s'est intéressé aux corrélations entre les dynamiques tourbillonnaires des écoulements et les champs acoustiques rayonnés. Les deux écoulements analysés étaient caractérisés par des nombres de Reynolds respectivement de $Re = 5900$ et $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Pour chacun de ces deux nombres de Reynolds, le contrôle de l'écoulement a été approché par le positionnement d'une tige de diamètre 4 mm dans la zone 1 et dans la zone 2 de l'écoulement respectivement positionnée en ($X = 0$ mm ; $Y = 8$ mm) et ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm).

Pour les deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$, la présence de la tige dans la zone 2 à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm), provoque la disparition de la boucle de sons auto-entretenus, et l'apparition d'un spectre large bande avec une forte activité fréquentielle. Cela est toujours vrai, mais malgré une augmentation du niveau de pression acoustique respectivement d'environ 7.8 dB et 8.6 dB.

Du point de vue dynamique, la présence de la tige a divisé l'écoulement en deux jets. Le premier occupe la partie supérieure de l'écoulement et le deuxième occupe la partie inférieure de l'écoulement. L'activité des structures tourbillonnaires issues du jet supérieur est antisymétrique alors que le jet inférieur ne présente aucune activité tourbillonnaire. En plus, il a été montré que le débit d'air à travers la fente diminue suite à l'installation de la tige dans la zone 2 à la position ($X = -5$ mm ; $Y = 4$ mm), pour les deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ respectivement de 51% et 54%. Cette diminution est du même ordre de grandeur pour les deux nombres de Reynolds explorés.

D'autre part, et pour les deux nombres de Reynolds, la présence de la tige a perturbé le mécanisme du transfert de l'énergie cinétique vers le champ acoustique conduisant à la disparition des boucles de sons auto-entretenus alors que $\overline{ECT}(t)$ est du même ordre de grandeur qu'en absence de la tige dans l'écoulement.

En ce qui concerne le positionnement du dispositif de contrôle dans la zone 1 au point ($X = 0 \text{ mm} ; Y = 8 \text{ mm}$), il a été montré pour les deux nombres de Reynolds étudiés que le niveau de pression acoustique subit une réduction importante respectivement d'environ 18,6 dB et 19,3 dB. Quant aux spectres de pressions acoustiques, ils montrent la disparition des boucles de sons auto-entretenus et une faible activité fréquentielle qui caractérise le spectre à large bande. Du point de vue dynamique, on a trouvé que la tige a divisé l'écoulement en deux jets qui s'installent respectivement dans la partie supérieure et inférieure de l'écoulement. Ces deux jets sont quasiment symétriques par rapport à l'axe principal du jet. Par ailleurs, il a été remarqué que lorsque les structures tourbillonnaires sont bien formées, celles issues de la partie inférieure du jet supérieur accusent un retard par rapport à celles issues de la partie supérieure du jet inférieur. Ce retard s'est accentué pour le nombre de Reynolds $Re = 6700$ par rapport à celui relevé pour l'écoulement à Reynolds $Re = 5900$. En plus, dans cette configuration, la tige a totalement déstabilisé l'écoulement, et elle a totalement détruit les boucles de sons auto-entretenus qui étaient installées lorsqu'il n'y avait pas de dispositif de contrôle au sein de l'écoulement.

L'analyse du champ cinématique et des trajectoires des tourbillons ainsi que le calcul du débit ont montré qu'en présence de la tige, la dynamique tourbillonnaire des deux jets a généré de vastes zones de recirculation autour de la fente, créant ainsi une dépression qui a inversé le débit au niveau de la fente. D'autre part, il a été montré aussi que le mécanisme de transfert de l'énergie cinétique turbulente vers le champ acoustique est modifié, conduisant ainsi à la disparition des boucles de sons auto-entretenus et ceci bien que les pics de $\overline{ECT}(t)$ sont 10 fois supérieures à ceux de $\overline{ECT}(t)$ en absence de la tige.

Conclusions générales et perspectives

Les travaux de cette thèse avaient pour objectif la réduction des nuisances sonores générées par des écoulements produisant des sons auto-entretenus. L'approche choisie est le contrôle de l'écoulement par l'introduction d'une tige qui perturbe la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement d'un jet plan heurtant une plaque fendue.

Des analyses préliminaires ont orienté le choix des nombres de Reynolds des écoulements avec lesquels on a mené nos travaux : $Re = 5900$ et $Re = 6700$ avec un rapport d'impact $\frac{L}{H} = 4$. Le diamètre de la tige était de 4 mm .

Pour ces deux nombres de Reynolds, des mesures du champ acoustique rayonné ont été réalisées lorsque la tige occupait successivement des positions dans tout l'espace entre la sortie du jet et la plaque fendue avec un pas de déplacement horizontal et vertical de 1 mm . Ainsi, 1085 positions de la tige ont été étudiées. Cette approche a fait ressortir deux zones qui influencent le champ acoustique rayonné par le contrôle de la dynamique tourbillonnaire de l'écoulement. Pour les deux zones, les boucles de sons auto-entretenus ont disparu. Lorsque la tige occupe des positions dans la zone 1, le niveau de pression acoustique diminue de 20 dB . Cependant, lorsque la tige occupe des positions dans la zone 2, le niveau de pression acoustique augmente d'environ de 12 dB .

Des mesures SPIV ont permis d'accéder aux champs cinématiques dans tout l'espace de l'écoulement avec une résolution temporelle de $1/2500\text{ s}$. Cette étude a fait ressortir des comportements remarquables des écoulements relatifs aux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$.

Pour le premier nombre de Reynolds ($Re = 5900$), deux boucles de sons auto-entretenus ont été mises en évidence. Une à la fréquence de 160 Hz et l'autre à la fréquence de 320 Hz . Ces deux boucles, installées, caractérisent respectivement les organisations tourbillonnaires symétriques et antisymétriques du jet qui alternent dans le temps d'une façon aléatoire. Les analyses de corrélations ont montré que le régime antisymétrique à la fréquence 320 Hz est plus persistant dans le temps par rapport au régime symétrique qui se manifeste à la fréquence 160 Hz . Ce comportement est remarquable. En effet, dans les mêmes conditions, le jet alterne deux modes, symétrique et antisymétrique, qui chacun, produit un son auto-entretenu avec une fréquence respectivement égale à la fréquence du détachement tourbillonnaire associée à chaque mode.

Pour le deuxième nombre de Reynolds ($Re=6700$), l'étude dynamique de l'écoulement a montré que le jet est antisymétrique avec une fréquence de détachement tourbillonnaire de 380 Hz alors que la fréquence la plus énergétique qui caractérise le son auto-entretenu de l'écoulement est de 168 Hz . Ce comportement est atypique. Habituellement, la fréquence du son auto-entretenu est celle du détachement tourbillonnaire. D'autre part, malgré le détachement tourbillonnaire de l'écoulement de 380 Hz , l'installation de la boucle d'auto-

entretien a imposé le passage tourbillonnaire au niveau de la fente à 168 Hz optimisant ainsi le transfert énergétique vers le champ acoustique.

Les acquisitions simultanées des mesures acoustiques et du champ cinématique par la technique D-SPIV nous ont renseignées sur le mécanisme de contrôle induit par la présence de la tige qui a produit les mêmes effets et ceci pour les deux nombres de Reynolds ($Re = 5900$ et $Re = 6700$) avec le même mode de contrôles.

Lorsque la tige occupait la position dans la zone 1, la présence de la tige laisse ressortir deux jets, inférieur et supérieur. Leurs dynamiques tourbillonnaires font apparaître un écoulement pariétal avec deux zones de recirculation de part et d'autre de la fente. Cette activité entraîne l'inversement du débit au niveau de la fente. De plus, il y a disparition de la boucle d'auto-entretien et la diminution du niveau de pression acoustique pour les deux nombres de Reynolds d'environ 20 dB .

Lorsque la tige occupait la position dans la zone 2, le jet supérieur, le plus actif, est dévié de l'axe de symétrie de l'écoulement. Les structures tourbillonnaires passent à travers la fente sans réelle déformation. Ceci explique l'augmentation du bruit large bande de l'écoulement (+12 dB) et la disparition de la boucle du son auto-entretenu. Le débit à travers la fente a diminué pour les deux nombres de Reynolds $Re = 5900$ et $Re = 6700$ d'environ 50%.

Cette étude a montré que la réduction des nuisances sonores d'un écoulement produisant un son auto-entretenu peut être contrôlée par l'introduction d'une tige qui perturbe l'écoulement. Les perspectives qui pourront être envisagées sont d'une part, de tester la robustesse de ce mécanisme pour plusieurs positions dans la zone 1 et dans la zone 2, pour différents nombres de Reynolds et rapports d'impacts. D'autre part, pour optimiser le contrôle, faire une étude paramétrique avec plusieurs diamètres de la tige.

Ce contrôle de l'écoulement par l'introduction d'une tige pourrait aussi trouver des applications dans des systèmes de refroidissement pour l'optimisation des échanges thermiques. En effet, les deux faces d'une même pièce pourraient être refroidies par inversement du débit. D'autre part, une position appropriée de la tige pourrait dévier le jet ciblant ainsi qu'une surface d'impact, pour notamment optimiser les échanges thermiques.

Références

- Achenbach, E. (1968). Distribution of local pressure and skin friction around a circular cylinder in cross-flow up to $Re = 5 \times 10^6$. *Journal of Fluid Mechanics*, 34(4), 625-639.
<https://doi.org/10.1017/S0022112068002120>
- Achenbach, E., Heinecke, E. (1981). On vortex shedding from smooth and rough cylinders in the range of Reynolds numbers 6×10^3 to 5×10^6 . *J. Fluid Mech*, 109, 239-251.
- Adrian, R. J. (1991). Particle-Imaging Techniques for Experimental Fluid Mechanics. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 23(1), 261-304. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.23.010191.001401>
- Alkheir, M., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Mrach, T., Sakout, A. (2018). Analyse expérimentale, par PIV, de la corrélation entre la dynamique tourbillonnaire d'un jet heurtant une plaque fendue et le champ acoustique généré. CFTL2018.
- Alkheir, M., Assoum, H., Abed-Meraïm, K., Mrach, T., Hamdi, J., Elsoufi, L., Skaf, H., Sakout, A. (2019). Experimental investigation of the correlation between the dynamics of an impinging jet on a slotted plate and the acoustic field generated. *MATEC Web of Conferences*, 261, 03003.
<https://doi.org/10.1051/mateconf/201926103003>
- Allain, J. (1999). Analyse physique de mécanismes de transition tridimensionnelle dans le sillage d'un cylindre circulaire par simulation directe [Thesis, Toulouse, INPT]. In [Http://www.theses.fr](http://www.theses.fr).
<http://www.theses.fr/1999INPT021H>
- Andrzej, B., Michel, F.-M., Assad, A. (1999). Contrôle des jets par contre-courant. *Fluid mechanics*, 327, 589-595.
- Assoum, H., Abed-Meraim, K., Hassan, M. (2012). *Investigation expérimentale sur le couplage entre les structures tourbillonnaires, les vibrations de plaque et le champ acoustique dans un jet plan impactant*. 6.

- Assoum, H., El Hassan, M., Abed-Meraïm, K., Sakout, A. (2014). The vortex dynamics and the self sustained tones in a plane jet impinging on a slotted plate. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 48, 231-235. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2014.06.008>
- Assoum, H., El Hassan, M., Hamdi, J., Alkheir, M., Abed-Meraïm, K., Sakout, A. (2019). Turbulent Kinetic Energy and Self-Sustaining Tones in an Impinging Jet Using High Speed 3D Tomographic-PIV. *Energy Reports*, 5.
- Assoum, H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Alkheir, M., Mrach, T., El Soufi, L., Sakout, A. (2019). Spatio-Temporal Changes in the Turbulent Kinetic Energy of a Rectangular Jet Impinging on a Slotted Plate Analyzed with High Speed 3D Tomographic-Particle Image Velocimetry. *Journal homepage: <http://iieta.org/journals/ijht>*
- Assoum, H., Hamdi, J., El-Hassan, M., Abed-Meraïm, K., Alkheir, M., Mrach, T., ElAsmar, S., Sakout, A. (2020). Turbulent kinetic energy and self-sustaining tones: Experimental study of a rectangular impinging jet using high Speed 3D tomographic Particle Image Velocimetry. *JOURNAL OF MECHANICAL ENGINEERING AND SCIENCES (JMES)*.
- Assoum, H., Hassan, M., Abed-Meraïm, K., Martinuzzi, R., et Sakout, A. (2013). Experimental analysis of the aero-acoustic coupling in a plane impinging jet on a slotted plate. *Fluid Dynamics Research*, 45(4), 045503. <https://doi.org/10.1088/0169-5983/45/4/045503>
- Assoum, H., Sakout, A., Abed-Meraïm, K. (2014). *Étude de sons auto-entretenus : Transferts énergétiques entre l'énergie cinétique turbulente et le champ acoustique*. 6.
- Assoum, H. (2013). *Étude expérimentale des couplages entre la dynamique d'un jet qui heurte une plaque fendue et l'émission sonore générée* [Phdthesis, Université de La Rochelle]. <https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01140147>
- Assoum, H., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., El Hassan, M., Hammoud, A., Sakout, A. (2017). Experimental investigation the turbulent kinetic energy and the acoustic field in a rectangular jet impinging a slotted plate. *Energy Procedia*, 139, 398-403. <https://doi.org/10.1016/j.egypro.2017.11.228>

- Badr, H. M., Coutanceau, M., Dennis, S. C. R., Ménard, C. (1990). Unsteady flow past a rotating circular cylinder at Reynolds numbers 10^3 and 10^4 . *Journal of Fluid Mechanics*, 220, 459-484. <https://doi.org/10.1017/S0022112090003342>
- Bales, K., Jefferies, R., Khoo, P. (2003, janvier 6). Flow Control of a NACA 0015 Airfoil Using a Chordwise Array of Synthetic Jets. *41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 41st Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada. <https://doi.org/10.2514/6.2003-61>
- Barkley, D., Henderson, R. D. (1996). Three-dimensional Floquet stability analysis of the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 322, 215-241. <https://doi.org/10.1017/S0022112096002777>
- BenChiekh, M., Bera, J.-C., Michard, M., Sunyach, M. (2000). Contrôle par jet pulsé de l'écoulement dans un divergent court à grand angle. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics*, 328(10), 749-756. [https://doi.org/10.1016/S1620-7742\(00\)01244-7](https://doi.org/10.1016/S1620-7742(00)01244-7)
- Béra, J.-C., Michard, M., Sunyach, M., Comte-Bellot, G. (2000). Changing lift and drag by jet oscillation : Experiments on a circular cylinder with turbulent separation. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 19(5), 575-595. [https://doi.org/10.1016/S0997-7546\(00\)00122-9](https://doi.org/10.1016/S0997-7546(00)00122-9)
- Billon, A., Valeau, V., Sakout, A. (2005). Two feedback paths for a jet-slot oscillator. *Journal of Fluids and Structures*, 21(2), 121-132. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2005.07.008>
- Billon, A. (2003). *ETUDE EXPERIMENTALE DES SONS AUTO-ENTRETENUS PRODUITS PAR UN JET ISSU D'UN CONDUIT ET HEURTANT UNE PLAQUE FENDUE.*
- Billon, A., Glessier, M., Valeau, V., Sakout, A. (2006). *Sifflements produits par un jet plan accordé heurtant une plaque fendue.* 6.
- Billon, A., Valeau, V., Sakout, A. (2004). Instabilités de l'écoulement produisant le bruit de fente. *Comptes Rendus Mécanique*, 332(7), 557-563. <https://doi.org/10.1016/j.crme.2004.02.022>
- Blackburn, H. M., Sheard, G. J. (2010). On quasiperiodic and subharmonic Floquet wake instabilities. *Physics of Fluids*, 22(3), 031701. <https://doi.org/10.1063/1.3368106>

- Blake, W. K., Powell, A. (1986). The Development of Contemporary Views of Flow-Tone Generation. In A. Krothapalli et C. A. Smith (Éds.), *Recent Advances in Aeroacoustics* (p. 247-325). Springer New York. https://doi.org/10.1007/978-1-4612-4840-8_7
- Blevins, R. D. (1985). The effect of sound on vortex shedding from cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 161(1), 217. <https://doi.org/10.1017/S0022112085002890>
- Bloor, M. S. (1964). The transition to turbulence in the wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 19(02), 290. <https://doi.org/10.1017/S0022112064000726>
- Bottaro, A., Corbett, P., Luchini, P. (2003). The effect of base flow variation on flow stability. *Journal of Fluid Mechanics*, 476, 293-302. <https://doi.org/10.1017/S002211200200318X>
- Boutier, A. (2012). *Vélocimétrie laser pour la mécanique des fluides*. <http://www.lavoisier.eu/books/physics/velocimetrie-laser-pour-la-mecanique-des-fluides/boutier/description-9782746238213>
- Braza, M., Chassaing, P., Minh, H. H. (1986). Numerical study and physical analysis of the pressure and velocity fields in the near wake of a circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 165(1), 79. <https://doi.org/10.1017/S0022112086003014>
- Burattini, P., Agrawal, A. (2013). Wake interaction between two side-by-side square cylinders in channel flow. *Computers et Fluids*, 77, 134-142. <https://doi.org/10.1016/j.compfluid.2013.02.014>
- Butler, G., Calkins, F. (2003, mai 12). Initial Attempts to Suppress Jet Noise Using Piezoelectric Actuators. *9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit*. 9th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference and Exhibit, Hilton Head, South Carolina. <https://doi.org/10.2514/6.2003-3192>
- Chanaud, R. C., Powell, A. (1965). Some Experiments concerning the Hole and Ring Tone. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 37(5), 902-911. <https://doi.org/10.1121/1.1909476>
- Chang, C.-C., Chern, R.-L. (1991). Vortex shedding from an impulsively started rotating and translating circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 233, 265-298. <https://doi.org/10.1017/S0022112091000484>

- Chapin, V., Chassaing, P., Malandra, M. (1999, juin 28). A new control strategy of the mixing in two-dimensional jets. *30th Fluid Dynamics Conference*. 30th Fluid Dynamics Conference, Norfolk,VA,U.S.A. <https://doi.org/10.2514/6.1999-3407>
- Chapin, V. G., Boulanger, N., Chassaing, P. (2008). Improvement of the Jet-Vectoring through the Suppression of a Global Instability. In J. F. Morrison, D. M. Birch, et P. Lavoie (Éds.), *IUTAM Symposium on Flow Control and MEMS* (Vol. 7, p. 393-396). Springer Netherlands. https://doi.org/10.1007/978-1-4020-6858-4_48
- Chen, Y.-M., Ou, Y.-R., Pearlstein, A. J. (1993). Development of the wake behind a circular cylinder impulsively started into rotatory and rectilinear motion. *Journal of Fluid Mechanics*, 253(1), 449. <https://doi.org/10.1017/S0022112093001867>
- Chomaz, J.-M. (2005). GLOBAL INSTABILITIES IN SPATIALLY DEVELOPING FLOWS : Non-Normality and Nonlinearity. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 37(1), 357-392. <https://doi.org/10.1146/annurev.fluid.37.061903.175810>
- Chong, M. S., Perry, A. E., Cantwell, B. J. (1990). A general classification of three-dimensional flow fields. *Physics of Fluids A: Fluid Dynamics*, 2(5), 765-777. <https://doi.org/10.1063/1.857730>
- Deschamps, J., Chapin, V., Chassaing, P. (2001). *Le controle d'un jet d'air rectangulaire via l'introduction de cylindres animes d'un mouvement de rotation*. 6.
- Dipankar, A., Sengupta, T. K., Talla, S. B. (2007). Suppression of vortex shedding behind a circular cylinder by another control cylinder at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 573, 171-190. <https://doi.org/10.1017/S002211200600382X>
- Dyke, M. V. (1982). *An Album of Fluid Motion* (Vol. 1-10).
- Favier, J., Dauphin, A., Basso, D., Bottaro, A. (2009). Passive separation control using a self-adaptive hairy coating. *Journal of Fluid Mechanics*, 627, 451-483. <https://doi.org/10.1017/S0022112009006119>

- Favier, J., Li, C., Kamps, L., Revell, A., O'Connor, J., Brücker, C. (2017). The PELskin project—part I : Fluid–structure interaction for a row of flexible flaps: a reference study in oscillating channel flow. *Meccanica*, 52(8), 1767-1780. <https://doi.org/10.1007/s11012-016-0521-0>
- Fiedler, H. E., Dziomba, B., Mensing, P., Rösgen, T. (1981). Initiation, evolution and global consequences of coherent structures in turbulent shear flows. In J. Jimenez (Éd.), *The Role of Coherent Structures in Modelling Turbulence and Mixing* (p. 219-251). Springer. https://doi.org/10.1007/3-540-10289-2_29
- Fletcher, N. H., Rossing, T. (1998). *The Physics of Musical Instruments* (2^e éd.). Springer-Verlag. <https://doi.org/10.1007/978-0-387-21603-4>
- Getin, N. (2000). *Simulation numérique du contrôle actif par jets pulses de l'écoulement turbulent autour d'un cylindre circulaire*. Ecole centrale de Lyon, Ecole doctorale MEGA.
- Giannetti, F., Luchini, P. (2007). Structural sensitivity of the first instability of the cylinder wake. *Journal of Fluid Mechanics*, 581, 167-197. <https://doi.org/10.1017/S0022112007005654>
- Gioria, R. S., Jabardo, P. J. S., Carmo, B. S., Meneghini, J. R. (2009). Floquet stability analysis of the flow around an oscillating cylinder. *Journal of Fluids and Structures*, 25(4), 676-686. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2009.01.004>
- Glessner, 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*. 132.
- Glessner, M., Billon, A., Valeau, V., Sakout, A. (2005). *Influence of the resonator damping on its coupling with a jet-slot oscillator*. 3.
- Glessner, M., Valeau, Vincent, Sakout, A. (2008). *Vortex sound in unconfined flows : Application to the coupling of a jet-slot oscillator with a resonator*. 314(635), 649.
- Gomez Carrasco, F. J. (2013). *Matrix-free time-stepping methods for the solution of TriGlobal instability problems*. PhD thesis. School of Aeronautics, Universidad Politécnica de Madrid.
- Goujon-Durand, Jenffer, S., Wesfreid, P. (1994). Downstream evolution of the Benard-von Karman instability. *Phys. Rev. E*, 50(1)(10), 308-313.

- Govardhan, R. N., Williamson, C. H. K. (2005). Vortex-induced vibrations of a sphere. *Journal of Fluid Mechanics*, 531, 11-47. <https://doi.org/10.1017/S0022112005003757>
- Graftieaux, L., Michard, M., Grosjean, N. (2001). Combining PIV, POD and vortex identification algorithms for the study of unsteady turbulent swirling flows. *Measurement Science and Technology*, 12(9), 1422-1429. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/12/9/307>
- Gupta, S. (2005). *Étude expérimentale du comportement dynamique et des performances de rideaux d'air en vue de la conception de systèmes de confinement cellulaire* [Thèse doctorat]. Université de Nantes.
- Hamdi, J. (2017). *Reconstruction volumique d'un jet impactant une surface fendue à partir de champs cinématiques obtenus par PIV stéréoscopique*.
- Hamdi, J., Assoum, H., Abed-Meraïm, K., Sakout, A. (2018). Volume reconstruction of an impinging jet obtained from stereoscopic-PIV data using POD. *European Journal of Mechanics - B/Fluids*, 67, 433-445. <https://doi.org/10.1016/j.euromechflu.2017.09.001>
- Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Assoum, H., Sakout, A., Alkheir, M., Mrach, T., Rambault, L., Cauet, S., Etien, E. (2019). Tomographic and Time-Resolved PIV measurement of an Impinging Jet on a Slotted Plate, *MATEC Web of Conferences* 261, 0 0304, <https://doi.org/10.1051/mateconf/201926103004>
- Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Assoum, H., Sakout, A., Mrach, T., Alkheir, M., Rambault, L., Cauet, S., Etien, S. (2019). Volumetric Proper Orthogonal Decomposition of an impinging jet using SPIV measurement. *MATEC Web of Conferences* 261, 03006. <https://doi.org/10.1051/mateconf/201926103006>.
- Hammache, M., Gharib, M. (1991). An experimental study of the parallel and oblique vortex shedding from circular cylinders. *Journal of Fluid Mechanics*, 232(1), 567. <https://doi.org/10.1017/S0022112091003804>
- Hill, C. (1992). A theoretical approach for analyzing the restabilization of wakes. *30th Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 92. <https://doi.org/10.2514/6.1992-67>

- Hirschberg, A. (1995). (PDF) *Aero-acoustics of wind instruments* | Avraham Hirschberg—
Academia.edu. https://www.academia.edu/26051604/Aero-acoustics_of_wind_instruments
- Hirschberg, A., Bruggeman, J. C., Wijnands, A. P. J., Smits, N. (1989). *The « wisthler nozzle » and horn as aero-acoustic sound sources in pipe system*. 68, 157-160.
- Hirschberg, A., Rienstra, S. W. (1994). *Elements of aero-acoustics*.
<https://research.tue.nl/en/publications/elements-of-aero-acoustics>
- Ho, C., Huerre, P. (1984). Perturbed Free Shear Layers. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 16(1), 365-422. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.16.010184.002053>
- Ho, C.-M., Huang, L.-S. (1982). Subharmonics and vortex merging in mixing layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 119, 443-473. <https://doi.org/10.1017/S0022112082001438>
- Ho, C.-M., Nosseir, N. S. (1981). Dynamics of an impinging jet. Part 1. The feedback phenomenon. *Journal of Fluid Mechanics*, 105(1), 119. <https://doi.org/10.1017/S0022112081003133>
- Hœpffner, J., Bottaro, A., Favier, J. (2010). Mechanisms of non-modal energy amplification in channel flow between compliant walls. *Journal of Fluid Mechanics*, 642, 489-507. <https://doi.org/10.1017/S0022112009991935>
- Hourigan, K., Welsh, M. C., Thompson, M. C., et Stokes, A. N. (1990). Aerodynamic sources of acoustic resonance in a duct with baffles. *Journal of Fluids and Structures*, 4(4), 345-370. [https://doi.org/10.1016/0889-9746\(90\)90130-W](https://doi.org/10.1016/0889-9746(90)90130-W)
- Howard, L. N. (1964). *THE NUMBER OF UNSTABLE MODES IN HYDRODYNAMIC STABILITY PROBLEMS*,. MASSACHUSETTS INST OF TECH CAMBRIDGE. <https://apps.dtic.mil/docs/citations/AD0613758>
- Howe, M. S. (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(4), 625-673. <https://doi.org/10.1017/S0022112075002777>
- Hu, H., Saga, T., Kobayashi, T., Taniguchi, N., Yasuki, M. (2001). Dual-plane stereoscopic particle image velocimetry : System set-up and its application on a lobed jet mixing flow. *Experiments in Fluids*, 31(3), 277-293. <https://doi.org/10.1007/s003480100283>

- Hu, H., Saga, T., Kobayashi, T. (2005, janvier 10). Dual-plane Stereoscopic PIV Measurements in a Lobed Jet Mixing Flow. *43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, Reno, Nevada. <https://doi.org/10.2514/6.2005-443>
- Huerre, P., Monkewitz, P. A. (1985). Absolute and convective instabilities in free shear layers. *Journal of Fluid Mechanics*, 159(1), 151. <https://doi.org/10.1017/S0022112085003147>
- Huerre, P., et Monkewitz, P. A. (1990). Local and Global Instabilities in Spatially Developing Flows. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 22(1), 473-537. <https://doi.org/10.1146/annurev.fl.22.010190.002353>
- Hunt, J. C. R., Wray, A. A., Moin, P. (1988). *Eddies, streams, and convergence zones in turbulent flows*. Studying Turbulence Using Numerical Simulation Databases, 2. <http://adsabs.harvard.edu/abs/1988stun.proc..193H>
- Hwang, Y., Choi, H. (2006). Control of absolute instability by basic-flow modification in a parallel wake at low Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 560, 465-475. <https://doi.org/10.1017/S0022112006000140>
- Ismail, K., Chiekh, M. B., Nasrallah, S. B. (2006). *Techniques d'identification des structures cohérentes dans un écoulement 2D*. 5.
- Jenvey, P. L. (1989). *THE SOUND POWER FROM TURBULENCE: A THEORY OF THE EXCHANGE OF ENERGY BETWEEN THE ACOUSTIC AND NON-ACOUSTIC FIELDS*. 30.
- Jeong, J., Hussain, F., Schoppa, W., Kim, J. (1997). Coherent structures near the wall in a turbulent channel flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 332, 185-214. <https://doi.org/10.1017/S0022112096003965>
- Jeong, J., Hussain, F. (1995). On the identification of a vortex. *Journal of Fluid Mechanics*, 285(1), 69. <https://doi.org/10.1017/S0022112095000462>
- Kähler, C. J., Kompenhans. (1999). Multiple plane stereo PIV : Technical realization and fluid-mechanical significance. *Proc. 3rd Int. Workshop PIV, Santa Barbara, USA (1999)*. <https://ci.nii.ac.jp/naid/10014539236/>

- Kashiwa, A., Butler, G. W. (2004). *Title : A Numerical Performance Model for Piezoelectrical Actuators for Jet Noise Reduction*. 16.
- Keane, R. D., Adrian, R. J. (1992). Theory of cross-correlation analysis of PIV images. *Applied Scientific Research*, 49, 191-215.
- Kida, S., Miura, H. (1998). Identification and analysis of vertical structures. *European Journal of Mechanics B/Fluids*, 17(4), 471-488.
- 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*. université de Nantes.
- Kolář, V. (2007). Vortex identification : New requirements and limitations. *International Journal of Heat and Fluid Flow*, 28(4), 638-652. <https://doi.org/10.1016/j.ijheatfluidflow.2007.03.004>
- Korkischko, I., Meneghini, J. R. (2012). Suppression of vortex-induced vibration using moving surface boundary-layer control. *Journal of Fluids and Structures*, 34, 259-270. <https://doi.org/10.1016/j.jfluidstructs.2012.05.010>
- Laufer, J., Monkewitz, P. (1980, juin 4). On turbulent jet flows—A new perspective. *6th Aeroacoustics Conference*. 6th Aeroacoustics Conference, Hartford,CT,U.S.A. <https://doi.org/10.2514/6.1980-962>
- Lecordier, J. C., Hamma, L., Paranthoen, P. (1991). The control of vortex shedding behind heated circular cylinders at low Reynolds numbers. *Experiments in Fluids*, 10(4), 224-229. <https://doi.org/10.1007/BF00190392>
- Marquet, O., Sipp, D., Jacquin, L. (2008). Sensitivity analysis and passive control of cylinder flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 615, 221-252. <https://doi.org/10.1017/S0022112008003662>
- Matta, R. K. (1973). *The Fluid Mechanics of the Hole Tone*. University of Minnesota.
- Mettot, C., Renac, F., Sipp, D. (2014). Computation of eigenvalue sensitivity to base flow modifications in a discrete framework : Application to open-loop control. *Journal of Computational Physics*, 269, 234-258. <https://doi.org/10.1016/j.jcp.2014.03.022>

- Michalke, A. (1965). On spatially growing disturbances in an inviscid shear layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 23(03), 521. <https://doi.org/10.1017/S0022112065001520>
- Miksad, R. W. (1972). Experiments on the nonlinear stages of free-shear-layer transition. *Journal of Fluid Mechanics*, 56(4), 695-719. <https://doi.org/10.1017/S0022112072002617>
- Morris, P. J. (2007). Jet noise prediction : Past, present and future. *Canadian Acoustics*, 35(3), 16-22.
- Mrach, T., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Alkheir, M., Sakout, A. (2018). Etude expérimentale par Tomographie Laser et Images de Particules de l'évolution de l'intensité tourbillonnaire d'un jet impactant en fonction de la nature de la plaque heurtée. CFTL2018.
- Mrach, T., Hamdi, J., Abed-Meraïm, K., Alkheir, M., Assoum, H., Sakout, A. (2019). Experimental analysis of the influence of the impinged plate by an impinging jet on the vortex dynamics using PIV. *MATEC Web of Conferences* 261, 03005. <https://doi.org/10.1051/mateconf/201926103005>
- Patino, G. A., Gioria, R. S., Meneghini, J. R. (2017). Evaluating the control of a cylinder wake by the method of sensitivity analysis. *Physics of Fluids*, 29(4), 044103. <https://doi.org/10.1063/1.4979482>
- Persillon, H., Braza, M. (1998). Physical analysis of the transition to turbulence in the wake of a circular cylinder by three-dimensional Navier–Stokes simulation. *Journal of Fluid Mechanics*, 365, 23-88. <https://doi.org/10.1017/S0022112098001116>
- Phares, D. J., Smedley, G. T., Flagan, R. C. (2000). The wall shear stress produced by the normal impingement of a jet on a flat surface. *Journal of Fluid Mechanics*, 418, 351-375. <https://doi.org/10.1017/S002211200000121X>
- Powell, A. (1953). *On edge tones and associated phenomena* [Text]. S. Hirzel Verlag. <https://www.ingentaconnect.com/search/article?option2=author&value2=Powell%2c+Alan&pageSize=10&index=7>
- Powell, A. (1964). Theory of Vortex Sound. *J Acoust Soc Am*, 36(177).

- Pralits, J. O., Brandt, L., Giannetti, F. (2010). Instability and sensitivity of the flow around a rotating circular cylinder. *Journal of Fluid Mechanics*, 650, 513-536.
<https://doi.org/10.1017/S0022112009993764>
- Prandtl, L. (1926). Application of the "magnus effect" to the wind propulsion of ships. *Die Naturwissenschaft. Trans. NACA-TM*, 367(13), 93-108.
- Prandtl, L. (1961). *Ludwig Prandtl Gesammelte Abhandlungen : Zur angewandten Mechanik, Hydro- und Aerodynamik*. Springer-Verlag.
- Prasad, A. K. (2000). *Stereoscopic particle image velocimetry*. 29, 103-116.
- Prasad, A. K., Adrian, R. J., Landreth, C. C., Offutt, P. W. (1992). Effect of resolution on the speed and accuracy of particle image velocimetry interrogation. *Experiments in Fluids*, 13(2-3), 105-116.
<https://doi.org/10.1007/BF00218156>
- Prasad, A., Williamson, C. H. K. (1997). The instability of the shear layer separating from a bluff body. *Journal of Fluid Mechanics*, 333, 375-402. <https://doi.org/10.1017/S0022112096004326>
- Provansal, M., Mathi, C., Boyer, L. (1987). *Benard-von Khrmhn instability : Transient and forced regimes*. 182, 1-22.
- Raffel, M, Kompenhans, J. (1994). *Error-analysis-for-PIV-recording-utilizing-image-shifting.pdf*. 7th *International Symposium on Applications of Laser Techniques to Fluid Mechanics, Lisbon*.
https://www.researchgate.net/profile/M_Raffel/publication/225013759_Error_analysis_for_PIV_recording_utilizing_image_shifting/links/0deec532870f6bf1b8000000/Error-analysis-for-PIV-recording-utilizing-image-shifting.pdf
- Raffel, Markus, Willert, C. E., Scarano, F., Kähler, C., Wereley, S. T., Kompenhans, J. (2018). *Particle Image Velocimetry : A Practical Guide* (3^e éd.). Springer International Publishing.
<https://doi.org/10.1007/978-3-319-68852-7>
- Rajaratnam, N. (1976). *Turbulent jets*. Elsevier.
- Rayleigh, J. W. S. B. (1896). *The Theory Of Sound Vol.2*.
<http://archive.org/details/in.ernet.dli.2015.22520>

- Reid, E. G. (1924). TESTS OF ROTATING CYLINDERS. *Technical Report NACA-TN*, 209.
- Rienstra, S. W., Hirschberg, A. (2003). *An Introduction to Acoustics*. 296.
- Rockwell, D., Naudascher, E. (1978). Review—Self-Sustaining Oscillations of Flow Past Cavities. *Journal of Fluids Engineering*, 100(2), 152-165. <https://doi.org/10.1115/1.3448624>
- Rosenhead, L. (1931). The Formation of Vortices from a Surface of Discontinuity. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character*, 134(823), 170-192. JSTOR.
- Roshko, A. (1954). ON THE DEVELOPMENT OF TURBULENT WAKES FROM VORTEX STREETS. *NACA Rep.*, 1191.
- Sakakibara, J., Hishida, K., Phillips, W. R. C. (2001). On the vortical structure in a plane impinging jet. *Journal of Fluid Mechanics*, 434, 273-300. <https://doi.org/10.1017/S0022112001003779>
- Sipp, D., Lebedev, A. (2007). Global stability of base and mean flows : A general approach and its applications to cylinder and open cavity flows. *Journal of Fluid Mechanics*, 593, 333-358. <https://doi.org/10.1017/S0022112007008907>
- Skillen, A., Revell, A., Pinelli, A., Piomelli, U., Favier, J. (2015). Flow over a Wing with Leading-Edge Undulations. *AIAA Journal*, 53(2), 464-472. <https://doi.org/10.2514/1.J053142>
- Soloff, S. M., Adrian, R. J., Liu, Z.-C. (1997). Distortion compensation for generalized stereoscopic particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8(12), 1441-1454. <https://doi.org/10.1088/0957-0233/8/12/008>
- Sondhauss, C. (1854). Ueber die beim Ausströmen der Luft entstehenden Töne. *Annalen der Physik und Chemie*, 167(1), 126-147. <https://doi.org/10.1002/andp.18541670107>
- Strouhal, V. (1878). Ueber eine besondere Art der Tonerregung. *Annalen der Physik und Chemie*, 241(10), 216-251. <https://doi.org/10.1002/andp.18782411005>
- Strykowski, P. J., Sreenivasan, K. R. (1990). On the formation and suppression of vortex 'shedding' at low Reynolds numbers. *Journal of Fluid Mechanics*, 218(1), 71. <https://doi.org/10.1017/S0022112090000933>

- Thom, A. (1926). *The Pressures Round a Cylinder Rotating in an Air Current*.
- Vejrazka, J. (2002). Experimental study of a pulsating round impinging jet [Thesis]. In [Http://www.theses.fr](http://www.theses.fr). Grenoble INPG.
- Verge, M. P. (1995). *Aeroacoustics of confined jets : With applications to the physical modeling of recorder-like instruments*. <https://doi.org/10.6100/IR445111>
- Viskanta, R. (1993). Heat transfer to impinging isothermal gas and flame jets. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 6(2), 111-134. [https://doi.org/10.1016/0894-1777\(93\)90022-B](https://doi.org/10.1016/0894-1777(93)90022-B)
- Vuillot, F. (1995). Vortex-shedding phenomena in solid rocket motors. *Journal of Propulsion and Power*, 11(4), 626-639. <https://doi.org/10.2514/3.23888>
- Wan, H., Patnaik, S. S. (2016). Suppression of vortex-induced vibration of a circular cylinder using thermal effects. *Physics of Fluids*, 28(12), 123603. <https://doi.org/10.1063/1.4972178>
- Williamson, C. H. K. (1988). Defining a universal and continuous Strouhal–Reynolds number relationship for the laminar vortex shedding of a circular cylinder. *Physics of Fluids*, 31(10), 2742. <https://doi.org/10.1063/1.866978>
- Williamson, C. H. K. (1996). Vortex Dynamics in the Cylinder Wake. *Ann. Rev. Fluid. Mech*, 28, 477-539.
- Winant, C. D., Browand, F. K. (1974). Vortex pairing : The mechanism of turbulent mixing-layer growth at moderate Reynolds number. *Journal of Fluid Mechanics*, 63(2), 237-255. <https://doi.org/10.1017/S0022112074001121>
- Ziada, S. (1995). *Feedback Control of Globally Unstable Flows : Impinging Shear Flows*. 9(8), 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(6), 831-843. <https://doi.org/10.1006/jfls.2000.0379>