

Résonances acoustiques dans un tube corrugué sous écoulement

Gaëtan Galeron

► To cite this version:

Gaëtan Galeron. Résonances acoustiques dans un tube corrugué sous écoulement. Mécanique des fluides [physics.class-ph]. Ecole Centrale Marseille, 2018. Français. NNT: 2018ECDM0004 . tel-01864248

HAL Id: tel-01864248 https://theses.hal.science/tel-01864248

Submitted on 29 Aug 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers. L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.







École Doctorale : Sciences pour l'Ingénieur : Mécanique, Physique, Micro et Nanoélectronique (ED 353)

Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique

THÈSE DE DOCTORAT

pour obtenir le grade de DOCTEUR de l'ÉCOLE CENTRALE de MARSEILLE

Discipline : Sciences pour l'ingénieur / Acoustique

RESONANCES ACOUSTIQUES DANS UN TUBE CORRUGUE SOUS ECOULEMENT

Présentée par

GALERON Gaëtan

Directeur de thèse : MATTEI Pierre-Olivier

Thèse soutenue le 14 Mai 2018 devant la commission d'examen composée de :

MATTEI Pierre-Olivier	Chargé de Recherche, HdR, LMA, Marseille	Directeur de thèse
AMIELH Muriel	Chargée de Recherche CNRS, IRPHÉ, Marseille,	Co-directrice de thèse
ANSELMET Fabien	Professeur, ECM, Marseille	Président du jury
MARCHIANO Régis	Professeur, UPMC, Paris	Rapporteur
RICHOUX Olivier	Professeur, LAUM, Le Mans	Rapporteur
FABRE David	Maître de Conférence, HdR, IMFT, Toulouse	Examinateur
KRISTIANSEN Ulf	Professeur émérite, NTNU, Trondheim, Norvège	Examinateur
MAZZONI Daniel	Maître de Conférence, ECM, Marseille	Examinateur

Invités :ROQUES Jean-PhilippeIngénieur, Total, ParisKARNIKIAN AlexandreIngénieur, Total, Paris

Résumé

La problématique des résonances acoustiques dans un tube corrugué sous écoulement a été étudiée conjointement sur le plan expérimental et numérique. Des analyses portant sur la structure de l'écoulement lors de l'apparition du sifflement sont réalisées. Elles visent à mieux comprendre la nature du phénomène et le couplage aéroacoustique en jeu.

Des expériences en laboratoire sur trois géométries de veines corruguées de petites longueurs (1 a 2 m) ont été réalisées. Un écoulement d'air était appliqué pour des vitesses comprises entre 10 *et* 25 *m/s* et une pression voisine de la pression atmosphérique faisant apparaître les résonances acoustiques longitudinales. Des mesures par fil chaud, microphone et par technique laser (Particle Image Velocimetry) ont permis de caractériser l'écoulement dans des conditions favorisant le sifflement. Sur ces différentes mesures, nous avons appliqué une technique de reconstitution spatio-temporelle, la Linear Staochastic Estimation (LSE). Des simulations numériques de type Lattice Boltzmann (2D, code POWERFLOW, EXA) ont permis de prédire ce phénomène aéroacoustique avec une bonne détermination des modes préférentiels selon les conditions d'écoulement dans un tuyau corrugué court (1 à 2 m).

Finalement, des essais à haute pression ($P < 40 \ bars$) conduits sur un riser industriel de 18 m ont complété cette étude. Dans ce cas, la résonance produite devenait transverse. Des traitements des signaux tels que la transformation de Hilbert Huang ou par ondelettes de Gabor ont été appliqués mettant en évidence l'influence de la géométrie des corrugations sur le sifflement en temps, en fréquence et en amplitude.

Dans les deux configurations, que ce soit en laboratoire ou en installation industrielle, les structures au sein de l'écoulement, dont la fréquence caractéristique était celle du sifflement, se déplaçaient à la vitesse de l'écoulement. Dans les deux cas, lorsque le tuyau corrugué se met à chanter, les mesures de vitesse et de pression dans l'écoulement montre une prédominance du pseudo-bruit sur le signal sonore. L'excitation observée sur les risers en condition de sifflement est celle d'un pseudo-bruit de niveau de fluctuations très important sans distorsion non linéaire, et ce malgré un niveau de $170 \ dB$.

Abstract

The problem of acoustic resonances in a corrugated pipe under flow has been studied both experimentally and numerically. Analyzes concerning the flow structure during the whistling phenomenon are performed. They aim to better understand the nature of the phenomenon and the aeroacoustic coupling involved.

Laboratory experiments were carried out on three geometries of corrugated veins of short lengths $(1 \ to \ 2 \ m)$. An air flow was applied for speeds between $10 \ and \ 25 \ m/s$ and a pressure close to atmospheric pressure showing the longitudinal acoustic resonances. Measurements by hotwires, microphone and laser technique (Particle Image Velocimetry) allowed to characterize the flow under conditions favoring whistling. On these different measures, we applied a spatio-temporal reconstruction technique, the Linear Staochastic Estimation (LSE). Numerical simulations of Lattice Boltzmann method (2D, POWERFLOW code, EXA) have made possible the prediction of this aeroacoustic phenomenon with a good determination of the preferential modes according to the flow conditions in a short corrugated pipe ($1 \ to \ 2 \ m$).

Finally, high pressure tests (P < 40 bars) conducted on an industrial riser of 18 *m* completed this study. In this case, the resonance produced became transverse. Signal processing such as the Hilbert Huang transformation or Gabor wavelet has been applied, highlighting the influence of the corrugation geometry on whistling in time, frequency and amplitude.

In both configurations, whether in the laboratory or in an industrial facility, the structures within the flow, whose characteristic frequency was whistling, moved at the rate of flow. In both cases, when the corrugated pipe sings, velocity and pressure measurements in the flow show a predominance of the pseudo-noise on the sound signal. The excitation observed on the risers in the whistling condition is that of a pseudo-noise of very high level of fluctuations without non-linear distortion, and this despite a level of 170 dB.

Table des matières

RESUME		III
ABSTRACT		V
TABLE DES	MATIERES	VII
NOMENCLA	TURE ET TERMINOLOGIE	IX
LISTE DES 1	ABLEAUX	<u> </u>
LISTE DES F	IGUKES	
KEWIERCIE	MEN 15	
CHAPITRE 1	I. ETUDE BIBLIOGRAPHIQUE	$\frac{1}{3}$
1.1.	CAVITE SEULE	3
1.2.	ETUDES EXPERIMENTALES ET TUYAUX CORRUGUES	6
1.3.	MODELES NUMERIQUES ET CALCULS	7
1.4. DE PR	MODELE ACOUSTIQUE DE CUMMINGS POUR LES TUBES CORRUGUES ET MOI ediction de l'amplitude sonore	DELE 9
1.5. pour	VOICE OF THE DRAGON, « HUMMER » : APPLICATION DU PRINCIPE DE BERI LA MESURE DES FREQUENCES DE RESONANCE DANS LES TUBES CORRUGUES	NOULLI 9
1.6.	MOYENS DE MITIGATION	11
1.7.	PUBLICATIONS ANTERIEURES SUR LE TUYAU CORRUGUE IRPHÉ	11
1.8.	ETUDES INDUSTRIELLES	14
CHAPITRE	2. ENVIRONNEMENTS EXPERIMENTAL ET NUMERIQUE	17
2.1.	SYSTEMES DE MESURES ET CHAINES D'ACQUISITION	17
	2.1.1. VELOCIMETRIE PAR IMAGE DE PARTICULES	18
	2.1.2. FIL OU FILM CHAUD	20
	2.1.3. SONDE MICROPHONIQUE	21
	2.1.4. HAUT-PARLEUR	21
	2.1.5. ACQUISITION DES SIGNAUX DES SONDES	21
2.2.	MESURES EN CONFIGURATION DE LABORATOIRE	22
2.3.	DESCRIPTION DE L'ENVIRONNEMENT ACOUSTIQUE DE LA SOUFFLERIE	24
2.4.	MESURES EN CONFIGURATION INDUSTRIELLE	28
2.5.	METHODE DE LATTICE BOLTZMANN ET POWERFLOW	31
2.6.	MATERIEL ET ETUDE DE SCALABILITE	33
2.7.	PARAMETRAGE DE LA SIMULATION NUMERIQUE : MODELES 1 ET 2	34
CHAPITRE 3	3. CARACTERISATION NUMERIQUE ET EXPERIMENTALE DU	•
<u>PHENOMÉN</u>	E AEROACOUSTIQUE SUR DES PLAQUES CORRUGUEES	39
3.1.	R ESONANCE ACOUSTIQUE	39
3.2.	COUPLAGE AEROACOUSTIQUE ET NOMBRE DE STROUHAL	49
3.3.	AMPLIFICATION ACOUSTIQUE	50

3.4.	EFFET DE LA VEINA CONTRACTA	54
CHAPITRE	4. ANALYSE SPATIO-TEMPORELLE A HAUTE RESOLUTION DE	
L'ECOULE	MENT AU VOISINAGE D'UNE CORRUGATION	57
4.1.	METHODE LSE	58
4.2.	SIGNAUX CAPTEURS ET CHAMPS PIV : ACQUISITIONS ET PRE-CONDITIONNEM 59	ENT
4.3.	VALIDATION DU CODE LSE PAR LES CALCULS NUMERIQUES	64
4.4.	COEFFICIENTS LSE	67
4.5.	R econstitution du champ de vitesse a « haute frequence » par la LS	E 73
4.6.	VITESSE DES STRUCTURES A LA FREQUENCE DU SIFFLEMENT	82
CHAPITRE	5. AEROACOUSTIQUE D'UN RISER INDUSTRIEL	93
5.1.	R ESONANCE ACOUSTIQUE	94
5.2.	ANALYSE FREQUENTIELLE PAR TRANSFORMEE DE HILBERT HUANG	98
5.3.	VITESSE DES STRUCTURES A LA FREQUENCE DU SIFFLEMENT	106
CONCLUSI	ON ET PERSPECTIVES	113
REFERENC	ES BIBLIOGRAPHIQUES	117
ANNEXES		121
Anne	EXE 1 – CHAPITRE 2 : SPECTRE CROISE DE PRESSION-VITESSE	121
ANNE	EXE 2 – CHAPITRE 4 : VISUALISATION DE CHAMPS RECONSTITUES	122
ANNE	XXE 3 – CHAPITRE 5 : ANNALYSE TEMPS-FREQUENCE DES SIGNAUX DE PRESSION	131

Nomenclature et terminologie

Lettres romaines

- *A* Corrélation entre les sondes dans la méthode LSE
- *B* Corrélation entre les sondes et les points du champ PIV dans la méthode LSE
- c_0 Vitesse du son dans l'air à la température T_0
- c_{eff} Vitesse du son effective dans le riser
- *D* Espacement entre les parois corruguées ou diamètre du tuyau
- f_{wh} Fréquence du sifflement
- f_n, f_{mn} Fréquence longitudinale associée au mode n, fréquence transverse associée au mode mn
 - *H* Profondeur de la cavité
 - *He* Nombre de Helmholtz
 - *L* Longueur de la veine corruguée
 - δL Correction de longueur associée au mode
 - M Nombre de Mach
 - P Pression
 - *Pt* Pas du motif de corrugation
- r_1, r_2 Rayons amont et avals de la corrugation
- *Re* Nombre de Reynolds
- *Sr* Nombre de Strouhal
- T_0 Température
- **U** Vecteur vitesse
- *u*, *v* Vitesses longitudinale et transverse
- *U*₀ Vitesse caractéristique
- w Largeurs des cavités
- *X*, *Y* Position longitudinale et transverse

Lettres grecques

- δ Epaisseur de la couche limite
- δ Vitesse du son
- $\boldsymbol{\varepsilon}_{\%}$ Ecart relatif
- φ Phase du signal
- λ Longueur d'onde
- *Λ* Matrice LSE
- μ Viscosité dynamique
- ν Viscosité cinématique
- ρ Masse volumique

Conventions

- *L* Transformée de Fourier
- σ Ecart-type
- Moyenne temporelle
- Corrélation temporelle
- . Vitesse reconstituée par LSE
- .*. Multiplication matricielle terme à terme
- . Moyenne mobile
- *wh* Variable associée à la fréquence du sifflement

Acronymes

CFD	Computational Fluid Dynamics
DSP	Densité Spectrale de Puissance
FC	Fil chaud
FLIP	Flow Induced Pulsation
HHT	Transformée de Hilbert Huang
IMF	Intrinsic Mode Function
LBM	Méthode de Lattice Boltzmann
LSE	Linear Stochastic Estimation
NS	Navier-Stokes
PIV	Particle Image Velocimetry

Liste des tableaux

Tableau 1 - Description des deux chaînes d'acquisition utilisées lors de mesures par PIV.	20
Tableau 2 - Dimensions des installations expérimentales étudiées.	23
Tableau 3 - Comparaison entre les fréquences des modes théoriques du tuyau corrugué seul avec les fréquences relevées expérimentalement dans le cas d'une excitation par bruit blanc (respectivement par balayage) pour les deux configurations.	25
Tableau 4 - Comparaison entre les fréquences des modes théoriques du tuyau corrugué seul avecles fréquences relevées expérimentalement dans le cas d'une excitation par balayage.	27
Tableau 5 - Dimensions des risers testés expérimentalement.	30
Tableau 6 - Paramètres de la simulation numérique (POWERFLOW) pour l'étude de scalabilité.	34
Tableau 7 - Description du paramétrage des deux modèles réalisés sous Powerflow.	37
Tableau 8 - Vitesses du son effective et fréquences du mode fondamental pour les cas d'études.	41
Tableau 9 - Amplitudes de fluctuation maximales pour chaque configuration.	52
Tableau 10 - Nombre de Strouhal du maximum de pression et comparaison avec les modèles de Nakiboğlu et Bruggeman.	53
Tableau 11 - Paramétrages pour la méthode LSE suivant les configurations étudiées.	61
Tableau 12 - Valeurs des coefficients des matrices de corrélation A pour chaque cas de vitesse des différentes configurations.	68
Tableau 13 - Grandeurs caractéristiques des essais industriels réalisés.	93
Tableau 14 - Zéro de la dérivée de la $n - i$ ème fonction de Bessel	95

Liste des figures

Figure 1 - Tube corrugué classique.	1
Figure 2 - Schéma des oscillations auto-entretenues sur une cavité seule.	4
Figure 3 - Différentes types d'écoulement de cavité en fonction de la géométrie.	5
Figure 4 - Tuyau corrugué pour l'expérience IRPHÉ.	12
Figure 5 - Fréquence de sifflement en fonction de la vitesse d'écoulement (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).	13
Figure 6 - Vitesse de l'écoulement en amont et aval du tuyau corrugué par mesures fils chauds (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).	13
Figure 7 - Niveau de vitesse rms de l'écoulement en amont et aval du tuyau corrugué par mesures fils chauds et niveau de pression par microphones (cf. Journal of Turbulenc Amielh et al. [55]).	ce, 13
Figure 8 - Représentation du domaine de simulation (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).	14
Figure 9 - Schéma de principe de la PIV.	18
Figure 10 - Photographie et schéma de fonctionnement d'un diffuseur.	19
Figure 11 - Photographie d'une sonde fil chaud 55P05.	21
Figure 12 - Photographie de l'installation expérimentale.	22
Figure 13 - Schéma de l'installation expérimentale.	22
Figure 14 - Dimensions des veines corruguées étudiées.	23
Figure 15 - Schéma de l'expérimentation sur l'environnement acoustique de la soufflerie et position des capteurs (fil chaud • et microphone *) et du haut-parleur : (a) tuyau ouvert-ouvert avec partie amont, (b) tuyau fermé-ouvert sans partie amont.	24
Figure 16 - Schéma de l'expérience du déplacement du micro.	26
Figure 17 - Pression à l'intérieur de la veine corruguée le long de l'axe de symétrie : mode 20.	28
Figure 18 - Photographies de l'installation de Poitiers : sortie au niveau de la vanne de contre- pression (à gauche) et entrée de la partie corruguée.	29
Figure 19 - Schéma de la nomenclature des dimensions d'une cavité.	29
Figure 20 - Schéma de l'expérience de Poitiers.	30
Figure 21 - Fonction de densité de probabilité en fonction des neuf vitesses possibles pour les particules dans le cas D2Q9.	31
Figure 22 - Spectre croisé normalisé de la densité ρ (cf Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).	33
Figure 23 - Domaine de simulation sur la géométrie du tuyau corrugué installé à IRPHÉ.	33
Figure 24 - Evolution de la durée du calcul en fonction du nombre de cœurs utilisés : (a) représentation linéaire, (b) échelle logarithmique.	34
Figure 25 - Modèle 1 : Domaine de simulation sur la géométrie du tuyau corrugué installé à IRPHÉ.	35

36
36
37
40
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
54
55
55
58

Figure 47 - Positionnement des capteurs et du champs PIV dans les trois configurations : (a) Laboratoire 1.a, (b) Laboratoire 1.b, (c) Laboratoire 2.	60
Figure 48 - Niveaux de pression acoustique pour chaque cas d'études ({L1.a}, {L1.b}, {L2}), calculés sur le Micro 5.	62
Figure 49 - Impact du flash laser utilisé pour la PIV sur le signal de vitesse capté par le fil chaud FC1.	62
Figure 50 - Exemple de signaux fils chauds sur l'ensemble du temps d'acquisition.	63
Figure 51 - Exemple de signaux capteurs autour d'un flash laser correspondant à l'acquisition d'un champ PIV.	63
Figure 52 - Champ PIV instantané : cartographie de la norme de vitesse $u^2 + v^2$ en m/s et vecteurs vitesses instantanés.	64
Figure 53 - Schéma de principe de la validation de la méthode de reconstitution spatio- temporelle par LSE.	65
Figure 54 - Erreur relative moyenne entre les champs reconstitués et les champs initiaux dans la configuration à 5 capteurs représentés par des points de couleur.	66
Figure 55 - Erreur relative moyenne entre les champs reconstitués et les champs initiaux dans la configuration à 1 capteur représenté par un point de couleur.	66
Figure 56 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.a avec $U_0 = 29 m/s$.	69
Figure 57 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 23,1 m/s$.	70
Figure 58 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 27 m/s$.	70
Figure 59 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 38,9 m/s$.	71
Figure 60 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 40,53 m/s$.	71
Figure 61 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 2 avec $U_0 = 11 m/s$.	72
Figure 62 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 2 avec $U_0 = 24,8 m/s$.	72
Figure 63 - Ligne de courant acoustique affleurant une cavité ([66] Nakiboğlu chapter 2.3.2).	73
Figure 64 - Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 17,6 mm$; $Y_{p1} = 9,7 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 14 mm$; $Y_{p2} = 8 mm$).	74
Figure 65 - Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L1.a} avec $U0 = 29 m/s$ avec 4 instants isolés t_k : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .	74
Figure 66 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom en des instants précis dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) (b)	

	Pression minimale (t_2) (c) Pression nulle en phase montante (t_3) (d) Pression maximale (t_4) .	75
Figure 67	- Vitesse LSE aux positions d'extraction pour le cas {L1.a} avec $U0 = 29 m/s$.	75
Figure 68	- Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23,1 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 17 mm$; $Y_{p1} = 10 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 13 mm$; $Y_{p2} = 8 mm$).	76
Figure 69	- Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L1.b} : (a) $U_0 = 23,1 m/s$, (b) $U_0 = 27 m/s$.	77
Figure 70	- Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L1.b} : (a) $U_0 = 38,9 m/s$, (b) $U_0 = 40,5 m/s$.	78
Figure 71	- Spectres de vitesse du fil chaud 2 pour les cas d'étude {L1.a} et {L1.b}.	78
Figure 72	- Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 15 mm$; $Y_{p1} = 3 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 12,5 mm$; $Y_{p2} = 3,5 mm$).	79
Figure 73	- Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$ avec un instant isolé t_1 .	79
Figure 74	- Norme et vecteur vitesse sur un zoom du champ de vitesses reconstituée à un instant précis dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$.	79
Figure 75	- Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$.	80
Figure 76	- Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 15 mm$; $Y_{p1} = 3 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 12,5 mm$; $Y_{p2} = 3,5 mm$).	80
Figure 77	- Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L2} avec $U_0 = 24.8 m/s$ avec 4 instants isolés t_k : (a) Pression nulle en phase montante (t_1) , (b) Pression maximale (t_2) , (c) Pression nulle en phase descendante (t_3) , (d) Pression minimale (t_4) .	81
Figure 78	- Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas $\{L2\}$ avec $U_0 = 24.8 \text{ m/s}$: (a) Pression minimale (b) Pression nulle en phase montante (c) Pression maximale (d) Pression nulle en phase descendante.	81
Figure 79	- Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$.	82
Figure 80	- Spectres de vitesse des signaux $\tilde{U}'(X_{p1}, Y_{p1}, t)$, $\tilde{U}_{wh}(X_{p1}, Y_{p1}, t)$ et $\tilde{U}_0'(X_{p1}, Y_{p1}, t)$ sur le champ dans le cas {L2}	84
Figure 81	- Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ sur le champ dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$: (a) Vitesse longitudinale, (b) Vitesse verticale.	85
Figure 82	- Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ à des instants précis dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .	86

Figure 83	- Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ sur le champs dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 38,9 m/s$: (a) Vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$, (b) Vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$.	87
Figure 84	- Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 38,9 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .	88
Figure 85	- Pression et vitesse acoustique sur un cycle pour une position x donnée	89
Figure 86	- Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\widetilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ sur le champs dans le cas {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$: (a) Vitesse longitudinale $\widetilde{u}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$, (b) Vitesse verticale $\widetilde{v}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$.	89
Figure 87	- Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ à des instants précis dans le cas {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(X_{pq}, Y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression minimale (t_1) , (b) Pression nulle en phase montante (t_2) , (c) Pression maximale (t_3) , (d) Pression nulle en phase descendante (t_4) .	90
Figure 88	- Norme et vecteurs vitesses reconstituées à la fréquence du sifflement à quatre instants séparés de deux pas de temps dans le cas {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$: (a) t_1 , (b) $t_2 = t_1 + 2/fech$, (c) $t_3 = t_1 + 4/f_{ech}$, (d) $t_4 = t_1 + 6/f_{ech}$, (e) $t_5 = t_1 + 8/f_{ech}$, (f) $t_6 = t_1 + 10/f_{ech}$.	91
Figure 89	- Représentation transverse de la conduite corruguée et positionnement des capteurs sur les expériences {I1} et {I2}.	94
Figure 90	- Transformée de Gabor du signal entre 200s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).	95
Figure 91	- Transformée de Gabor du signal entre 440 s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).	96
Figure 91	- Transformée de Fourier du signal entre 220 s et 250 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).	96
Figure 92	- Transformée de Fourier du signal entre 550 s et 580 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).	97
Figure 93	- Densité spectrale de puissance des signaux de vitesse des fils chauds amont et aval pour le test {I2}.	97
Figure 95	- IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s de signal (446 s < t < 447 s) du microphone GRAS 4 pour l'expérience {I1} : (a) IMF_1 , (b) IMF_2 , (c) IMF_3 , (d) IMF_4 , (e) IMF_5 .	99
Figure 96	- Spectre de l'amplitude et de la partie sinusoïdale pour chaque IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s pour l'expérience {I1} : (a) L_{A_1} et $L_{cos(\phi_1)}$, (b) L_{A_2} et $L_{cos(\phi_2)}$, (c) L_{A_3} et $L_{cos(\phi_3)}$, (d) L_{A_4} et $L_{cos(\phi_4)}$, (e) L_{A_5} et $L_{cos(\phi_5)}$.	100
Figure 97	- Fréquences fi pour chaque IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s pour l'expérience {I1} : (a) f_1 , (b) f_2 , (c) f_3 , (d) f_4 , (e) f_5 .	101
Figure 98	- Amplitude et fréquence de l' IMF_1 sur 5 s du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 $Hz < f < 1600 Hz$) pour l'expérience {I2} : (a) A_1 , (b) f_1 .	102
Figure 99	- Amplitude (à gauche) et Fréquence associée (à droite) de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 $Hz < f < 1600 Hz$) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 461,75 s$, (b) $t_i = 462,57 s$, (c) $t_i = 465,06 s$.	103

Figure 100 - Fréquence avec application d'une moyenne mobile de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 $Hz < f < 1600 Hz$) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 461,75 s$, (b) $t_i = 462,57 s$, (c) $t_i = 465,06 s$.	104
Figure 101 - Amplitude (à gauche) et Fréquence associée (à droite) de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (1600 $Hz < f < 3200 Hz$) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 462,38 s$, (b) $t_i = 463,31 s$, (c) $t_i = 465,63 s$.	105
Figure 102 - Corrélation de Pearson r entre les microphones GRAS 3 (amont) et GRAS 4 (aval) avec filtrage passe bande (200 $Hz < f < 2000 Hz$) entre 350 s et 550 s pour l'expérience {I1}.	106
Figure 103 - Corrélation de Pearson r avec filtrage passe bande (800 $Hz < f < 2000 Hz$) entre 400 s et 450 s pour l'expérience {I1}. : (a) entre les microphones GRAS 4 et 5, (b) entre les microphones GRAS 4 et 6.	107
Figure 104 - Analyse entre les microphones GRAS 2 et 3 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_2 et MG_3 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r_1} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r_1}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r_1}^{c_0}$.	108
Figure 105 - Analyse entre les microphones GRAS 2 et 3 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_2 et MG_3 (b) Vitesse caractéristique identifiée $U_{r_{max}}$ (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.	109
Figure 106 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 5 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_4 et MG_5 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r_1} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r_1}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r_1}^{c_0}$.	110
Figure 107 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 5 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_4 et MG_5 (b) Vitesse caractéristique identifiée $U_{r_{max}}$ (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.	111
Figure 108 - Spectre croisé de pression vitesse pour le déplacement du microphone dans la veine corruguée.	121
Figure 109 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23,1 \text{ m/s}$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante.	122
Figure 110 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23,1 \text{ m/s}$: (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.	123
Figure 111 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23,1 \text{ m/s}$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.	124
Figure 112 - Position du zoom et des vitesses extraites sur le champs PIV pour le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$.	124
Figure 113 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$: (a) Pression nulle en phase montante, (b) Pression maximale.	125
Figure 114 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante, (b) Pression minimale.	126

Figure 115	5 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.	127
Figure 116	5 - Position du zoom et des vitesses extraites sur le champs PIV le cas {L1.b} avec $U_0 = 40,5 m/s$.	127
Figure 117	7 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40,5 m/s$: (a) Pression nulle en phase montante, (b) Pression maximale.	128
Figure 118	3 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40,5 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante, (b) Pression minimale.	129
Figure 119	0 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40,5 m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.	130
Figure 120) - Amplitude du signal de vitesse acoustique sur le champs dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40,5 \ m/s$: (a) Vitesse longitudinale, (b) Vitesse verticale.	130
Figure 121	- Spectre des IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s de signal (446 s < t < 447 s) du microphone GRAS 4 pour l'expérience {I1} : (a) L_{IMF_1} , (b) L_{IMF_2} , (c) L_{IMF_3} , (d) L_{IMF_4} , (e) L_{IMF_5} .	131
Figure 122	2 - Fréquence avec application d'une moyenne mobile de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (1600 $Hz < f < 3200 Hz$) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 462,38 s$, (b) $t_i = 463,31 s$, (c) $t_i = 465,63 s$.	132
Figure 123	B - Transformée de Gabor du signal entre 242,5 s et 243 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 4, (b) Microphone GRAS 5, (c) Microphone GRAS 6.	132
Figure 124	- Transformée de Gabor du signal entre 449 s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 4, (b) Microphone GRAS 5, (c) Microphone GRAS 6.	133
Figure 125	5 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 6 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_4 et MG_6 , (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r_1} , (c) Longueur de corrélation caractéristique $U_{r_2}^{U_0}$ (b) Longueur de corrélation caractéristique	104
	L_{r1}° , (d) Longueur de correlation caracteristique L_{r1}° .	134
Figure 126	6 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 6 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_4 et MG_6 , (b) Vitesse caractéristique identifiée U_r , (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{max}^{U_Q}$	
	(d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.	135

Remerciements

Dans un premier temps, je tiens particulièrement à remercier mon directeur de thèse, Pierre-Olivier Mattei, de m'avoir offert l'opportunité d'intégrer son équipe de recherche dans le cadre de cette thèse. Je le remercie notamment pour l'enrichissement scientifique qu'il a su m'apporter pendant les quatre années de notre collaboration. Son souci du détail a su me mettre sur les bons rails et me guider tout au long de mon expérience à l'IRPHÉ. Ensuite, je souhaite chaleureusement remercier ma co-directrice de thèse, Muriel Amielh, pour son support au quotidien, son soutien ainsi que la patience dont elle a su faire preuve. Elle a su me transmettre ses savoirs tant sur le plan scientifique que technique. J'ai réellement pris goût à travailler à ses côtés, jour après jour, et suis très heureux d'avoir partagé cette expérience à ses côtés, particulièrement sur un plan humain. Enfin je n'oublie pas l'équipe turbulence, composée de Laurence Pietri, Fabien Anselmet et Daniel Mazzoni, tous trois ayant contribué à la bonne humeur régnant dans l'équipe. Je tiens plus particulièrement à remercier Daniel pour son support lors de la première partie de la thèse et l'établissement du modèle numérique.

Je tiens bien évidemment à remercier Total, et plus particulièrement Jean-Philippe Roques, de m'avoir donné l'opportunité de cette expérience. Je n'oublie également pas Alexandre Karnikian et Renaud Pacull qui ont toujours été de bons conseils dans le cadre de la thèse. J'ai beaucoup appris de vous trois, que ce soit sur un plan professionnel ou humain. Je vous remercie également pour les possibilités que m'a offertes cette collaboration et notamment l'opportunité de participer à des tests à échelle industrielle. Dans ce cadre, je souhaite remercier Technip, en les personnes de Mathieu Decuupere et David Charliac, qui ont rendu possible la réalisation de ces expériences.

Je tiens également à remercier très chaleureusement tous les membres du jury qui ont accepté d'évaluer mes travaux de thèse. Un grand merci à Fabien Anselmet, d'avoir présidé le jury, aux rapporteurs Régis Marchiano de l'UPMC et Olivier Richoux du LAUM pour leurs remarques et questions pertinentes. Leur apport scientifique a été très enrichissant. Ensuite, je tiens à remercier David Fabre de l'IMFT et Ulf Kristiansen, malheureusement absent lors de la soutenance, pour leurs interrogations et leurs avis lors des questions.

Je tiens également à remercier l'Ecole Centrale de Marseille dans son ensemble puisqu'après y avoir vécu trois très belles années dans le cadre de mes études d'ingénieur, elle m'a donné l'opportunité d'en ajouter trois supplémentaires tout aussi enrichissantes. D'ailleurs, je n'oublie bien évidemment pas Karine et Sarah qui ont grandement participé à l'organisation du CRIEC 2017 à nos côtés. Elles ont été un support incroyable et d'une grande disponibilité pour chacune de nos requêtes.

Enfin, je tiens à remercier l'ensemble de mes proches et de ma famille, dont le soutien m'aura permis d'avancer et de grandir tout au long de ces trois années. J'ai une pensée toute particulière pour mes parents, et leurs compagnons respectifs, pour les appels récurrents et autres repas du midi. Mais bien évidemment, tout cela aurait été différent sans ma compagne, Leïla, dont le soutien indéfectible m'a permis d'arriver au bout de cette dernière ligne droite. Une attention particulière à Solange qui aura été une animation constante et joyeuse dans notre laboratoire. N'oublie pas que tu ne me battras jamais à la pétanque. Finalement, je n'oublierai pas de remercier Alexandre présent du premier jour au dernier. J'ai tellement apprécié tous ces moments passés avec toi et je pense sincèrement qu'une belle amitié est née, de celle qui dure pendant des années. Et évidemment, Allez l'OM. Comment ne pas finir là-dessus ?

Introduction

Le passage d'un flux d'air à travers des tuyaux corrugués de longueur variée peut provoquer l'émission de sons à fréquence pure forts et clairs. La production de ce sifflement est intéressante en ce sens qu'un écoulement dans les mêmes conditions à travers un tuyau lisse de géométrie similaire ne produira pas le même phénomène.

Les tuyaux à parois corruguées sont utilisés dans de nombreuses applications industrielles et domestiques car ils offrent une flexibilité d'ensemble combinée à une rigidité locale. Certaines des applications d'ingénierie des tuyaux corrugués sont des risers flexibles dans l'industrie pétrolière et gazière, des aspirateurs, des systèmes de contrôle de ventilation des conduites de chauffage dans les bâtiments ou les avions et des systèmes de conditionnement de cabine, des systèmes de propulsion liquide dans les fusées et des échangeurs de chaleur. Les tuyaux corrugués sont également retrouvés dans des jouets musicaux tels que « Hummer » ou « Voice of the Dragon ». Le sifflement induit par le flux d'air à travers de tels tuyaux peut entraîner de graves problèmes environnementaux et structurels.

De nos jours, les considérations énergétiques constituent un des questionnements essentiels pour l'avenir. Principal exploitant d'énergie, Total est un des fournisseurs majeurs en pétrole et gaz. Le forage offshore est ainsi une de ses principales options pour utiliser les ressources de notre planète.

C'est dans ce contexte que nous nous intéressons ici aux risers d'injection ou d'export de gaz qui sont présents sur la plupart des champs offshore. Du fait de leurs propriétés mécaniques intéressantes, les tuyaux corrugués sont utilisés dans de nombreuses applications de transport de fluides. Dans le cas où des flexibles sont utilisés soit pour des liaisons fond-surface, soit en tant que simple conduite d'écoulement, la question du risque de création d'ondes acoustiques pouvant causer la mise en résonance des installations en amont et aval du riser doit être évaluée. En effet, quand un fluide traverse un tuyau corrugué, une résonance peut apparaître engendrant des bruits caractéristiques émis par le tuyau. Les fréquences des sons produits sont associées aux résonances du tube. Rencontrant ce problème sur certaines exploitations offshores visant à extraire du gaz, Total aimerait se prémunir contre d'éventuels dommages matériels.



Figure 1 - Tube corrugué classique.

Un tube corrugué typique est représenté sur la Figure 1. Le tube corrugué de longueur L et de diamètre D_{in} est généralement encadré par des tubes lisses de longueur L_{in} (amont) et L_{out} (aval) et de diamètre D_{out} . Ce dernier produit des fréquences de résonance caractéristiques discrètes lorsqu'un fluide le traverse. Nous pouvons également définir quelques grandeurs caractéristiques comme suit : la distance entre deux cavités ou corrugations successives axisymétriques constitue le pas Pt, la profondeur de la

cavité est notée H, w est la longueur de la cavité et lc est la largeur du segment corrugué entre deux cavités successives. Finalement, nous notons N le nombre de corrugations.

Concernant le sujet complexe et très porteur des tuyaux corrugués sous écoulement, bien qu'il reste quelques points de questionnement, les recherches ont pu résoudre différents problèmes. De nombreuses études expérimentales ont été menées afin de caractériser le phénomène. Couplées à des études numériques, la production de la résonance acoustique a ainsi pu être mise en évidence. La vitesse d'écoulement, la géométrie des cavités, la régularité des corrugations ont été identifiées comme des facteurs prépondérants dans le sifflement des tuyaux corrugués.

Cependant, il n'existe pas d'outils ou de méthodologies suffisamment robustes permettant d'anticiper ou de prévoir avec certitude l'apparition du phénomène. L'absence d'une compréhension totale du couplage aéroacoustique en jeu ainsi que d'outils de prédiction se traduit soit par un surdimensionnement des installations, soit par une prise de risque sur le mode opératoire de l'installation, pouvant avoir un impact financier non négligeable. Les incertitudes résident principalement dans l'amplitude de la pression acoustique et les conditions d'apparition fine du phénomène.

Pour répondre à ces problématiques, une étude expérimentale a été utilisée afin de mieux comprendre le phénomène. Elle a porté sur des expérimentations en milieu de laboratoire sur des veines partiellement corruguées présentant une surface transverse rectangulaire. Cela permettait notamment l'exploitation de méthode de mesures telle que la Particle Image Velocimetry (PIV). Des mesures par capteurs microphoniques et fils chauds ont également été réalisés dans le but de caractériser le comportement acoustique des trois veines étudiées en fonction de l'écoulement. De plus, ces mesures ont été couplées dans le but d'utiliser une méthode de reconstitution spatio-temporelle permettant une observation en temps et en fréquence de l'écoulement. En complément, un modèle numérique visant à représenter les expérimentations effectuées a été paramétré. Il est basé sur la méthode de Lattice Boltzmann avec une modélisation bidimensionnelle. En parallèle, une expérience à échelle industrielle a été réalisée. Cette expérience faisait intervenir différents acteurs tels que Total, TechnipFMC et le Bureau Veritas. Elle a eu lieu au CESAME de Poitiers. Un « véritable » riser a été expérimenté sous différentes conditions d'écoulement avec des modifications de débit et de pression présentes à l'intérieur de la veine.

Principalement, lorsqu'un sifflement a été détecté, les tubes corrugués sous écoulement laissaient apparaître des résonances acoustiques. Ces résonances pouvaient être longitudinales dans le cas de tuyau à dimensions finies comme relevées en laboratoire ou transverse lorsque les dimensions sont très grandes, en apparence infinies comme observées sur l'expérience industrielle. La structure fine de ce couplage aéroacoustique était très complexe. Dans les deux configurations, que ce soit en laboratoire ou en installation industrielle, les structures au sein de l'écoulement, dont la fréquence caractéristique était celle du sifflement, se déplaçaient à la vitesse de l'écoulement. Dans les deux cas, lorsque le tuyau corrugué se mettait à chanter, les mesures de vitesse et de pression dans l'écoulement montrait une prédominance du pseudo-bruit sur le signal sonore.

L'excitation observée sur les risers en condition de sifflement était celle d'un pseudo-bruit de niveau de fluctuations très important sans distorsion non linéaire, et ce malgré un niveau de $170 \ dB$.

La participation de deux laboratoires de Marseille, l'IRPHÉ (Institut de Recherche sur les Phénomènes Hors Equilibre) et le LMA (Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique) et leur collaboration ont rendu possible ce travail de thèse. Total a financé les recherches ainsi que le contrat de thèse dans le cadre d'une bourse CIFRE.

Chapitre 1. Etude bibliographique

Dans cette partie, nous détaillons les travaux antérieurs sur les tuyaux corrugués et les cavités sous écoulement.

La résonance acoustique des tuyaux corrugués a été observée dans de nombreux travaux. C'est lors d'une expérience en 1922 sur un pressage hélicoïdal que Burstyn [1] a pu relever pour la première fois le chant des tuyaux corrugués. La fréquence alors trouvée correspondait à une harmonique de la fondamentale et dépendait de la vitesse de l'écoulement. La fondamentale était cependant difficilement excitée. Cela a été rapporté par Cermak [1] qui a expérimenté avec des tubes de 1 m et 0,5 m de faible diamètre (diamètre extérieur de 10 mm). Le seul moyen de calculer la valeur d'une fréquence fondamentale est donc de calculer la différence entre deux fréquences excitées. Il a également observé un phénomène de saut de fréquences dans lequel une tonalité reste constante sur un intervalle de vitesse d'écoulement, puis passe à l'harmonique suivante une fois qu'une certaine vitesse est dépassée. Pour un tube ouvert, les fréquences des modes de résonance sont données par l'expression suivante :

$$f_n = (n+1)\frac{c_0}{2L_e},$$

où $c_0 = 346$ m/s est la vitesse du son dans l'air à une température $T_0 = 298$ K et L_e correspond à la longueur effective du tuyau d'un point de vue acoustique (position de la condition aux limites de Dirichlet) et vérifie pour une tuyau circulaire de rayon R :

$$L_e = L + 1,22 R.$$

Presque toute la littérature rapporte qu'il n'est pas possible d'exciter le mode fondamental dans le tube corrugué et que seuls les modes du second ordre ou du plus haut niveau sont possibles avec des vitesses d'écoulement données.

1.1. Cavité seule

Dans un premier temps, il est intéressant de s'attarder sur le phénomène à l'origine de la création de son sur une cavité seule. Depuis la description du phénomène par Sondhaus en 1854 d'un jet libre qui rencontre une arête, des oscillations auto-entretenues ont été observées dans une grande variété d'applications. Le phénomène est dû à un écoulement de cisaillement libre qui frappe un obstacle. La dynamique de la couche de cisaillement est modifiée quand un corps est introduit dans l'écoulement. Cela conduit à des oscillations auto-entretenues. La présence d'un résonateur acoustique au voisinage du flux de cisaillement peut imposer les fréquences préférées du résonateur, et par conséquent modifier la dynamique de l'écoulement comme cela a été retranscrit par Blake et Powell [2] en 1986.

D'après Powell [4], [5] dans les années 1990, les oscillations très organisées des cavités sont autoentretenues (voir Figure 2) par la suite d'événements suivant comme l'avait présumé Lord Rayleigh :

(a) Le bouclage consiste en la propagation en amont des perturbations de pression générées dans la région d'impact vers la zone de réceptivité maximale de la couche de cisaillement. Cette zone se situe au niveau du bord aval de la cavité.

(b) Les instabilités d'écoulement sont modifiées près du bord amont à cause de la présence des perturbations générées en aval. Les fluctuations de pression deviennent alors des instabilités.

(c) L'amplification des instabilités induit rapidement des vortex non linéaires, qui continuent à se développer en raison de l'entraînement du fluide et des effets visqueux.

(d) Pendant l'impact, de nouvelles perturbations de pression sont générées, qui se propagent vers la direction amont.



Figure 2 - Schéma des oscillations auto-entretenues sur une cavité seule.

Depuis les premières investigations sur les phénomènes de boucles de rétroaction pour les cavités ou d'autres couches de cisaillement qui rencontrent des surfaces à bord saillant, de nombreuses relations semi-empiriques ont été proposées pour s'adapter aux observations expérimentales. L'une des premières formules semi-empiriques a été dérivée des observations de l'interaction entre un jet et une arête, la relation donnée par Powell [6] repose sur les données expérimentales de Brown [7] et de Curle [8]. En négligeant le temps de propagation acoustique entre la buse et l'arrête, la relation pour la fréquence f_{wh} s'écrit :

$$f_{wh} = \left(n + \frac{1}{4}\right) \frac{U_c}{d_{ba}},$$

où U_c est la vitesse de convection des perturbations aérodynamiques, d_{ba} est la distance entre la buse et l'arête, et n est un entier.

Cette expression empirique décrit correctement le fait que les fréquences pour différents modes (c'est-à-dire différents nombres entiers n) ne sont pas liées de manière harmonique. La valeur 1/4 n'a jamais été justifiée rigoureusement. Les fréquences sont liées à une boucle de rétroaction impliquant l'effondrement des instabilités d'écoulement aux lèvres de la buse qui sont dirigées vers l'aval et des ondes acoustiques propagatives en amont générées par l'interaction avec la plaque, qui à leur tour provoquent de nouvelles instabilités sur la lèvre amont de la buse. Cette formule peut être adaptée au cas d'une cavité seule.

En notant U_{adv} la vitesse de phase des instabilités advectées vers l'aval, w la longueur de la cavité, et f_{wh} la fréquence des ondes acoustiques émises, Tam et Norum [9] ont écrit la condition de rétroaction comme suit en 1992 :

$$\frac{w}{U_{adv}} + \frac{w}{c_0} = \frac{n}{f_{wh}}$$

Afin de rester en accord avec les mesures, Rossiter [10] a introduit un retard de phase \propto constant correspondant à un délai entre l'arrivée du tourbillon au coin d'impact et l'émission de l'impulsion acoustique. Nous parlons ainsi généralement des modes de Rossiter lorsque la sélection auto-entretenue résulte d'une boucle de rétroaction aéroacoustique, comme décrit précédemment. Un tourbillon se déplace dans la cavité au temps w/V_c , où V_c est la vitesse de convection des structures tourbillonnaires, tandis que le son rayonne depuis le bord aval vers le bord amont au temps L/c_0 , c0 indiquant la vitesse du son. La formule de Rossiter est habituellement exprimée par :

$$St = \frac{f_{wh}L}{U_{\infty}} = \frac{n-\alpha}{\frac{U_{\infty}}{V_c}+M} \qquad n \in \mathbb{N}^*.$$

où *M* est le nombre de Mach, soit le rapport entre la vitesse d'écoulement libre U_{∞} et la vitesse du son c_0 .

Pour les nombres de Mach tant subsoniques que supersoniques élevés, cette équation simple réussit à prédire les nombres de Strouhal admissibles, bien qu'elle ne fournisse aucune information sur l'amplitude des oscillations auto-entretenues ni n'indique lequel des pics multiples sera prédominant.

Ici, nous nous attardons sur les travaux portant sur les paramètres ayant une influence sur la création de son au niveau des cavités.

Nous distinguons d'abord les cavités profondes suivant le rapport entre la longueur et la profondeur des cavités (w/d) (Figure 3). La valeur seuil pour ce rapport est 1. Lorsque le rapport est inférieur ou égal à 1, la réponse en pression est presque exclusivement dans les modes de profondeur (ondes stationnaires acoustiques le long de la direction verticale) comme cela a été étudié par Plumblee et al. [11]. Lorsque le rapport dépasse 2, le fond de la cavité peut avoir une influence sur la structure du flux, avec l'émergence de plusieurs bulles de recirculation pour un rapport supérieur à 4. Pour les cavités peu profondes, l'influence de la profondeur peut devenir négligeable si la couche limite a une épaisseur du même ordre que la profondeur [12].

Un autre paramètre géométrique important est le rapport entre la longueur et l'envergure (w/B). Lorsque ce dernier est inférieur à 1, la couche de cisaillement libre au niveau de l'embouchure de la cavité est essentiellement bidimensionnelle, avec des rouleaux hautement cohérents dans le sens de la largeur. Au contraire, lorsque le rapport est supérieur à 1, les effets tridimensionnels dus aux parois latérales peuvent altérer la dynamique. Les effets de la largeur de la cavité ont été étudiés par exemple par Rossiter [10] et Block [13].

L'influence de la vitesse d'écoulement a été étudiée dans la majorité des études expérimentales. C'est en effet l'un des deux paramètres moteurs dans les modèles localisés comme la formule de Rossiter (avec la longueur de la cavité *w*). Les fréquences de sifflement obtenues sont régulièrement observées comme augmentant avec la vitesse croissante.

L'épaisseur de la quantité de mouvement incidente, souvent inconnue dans les premières mesures, a été reconnue comme un facteur déterminant pour la sélection du mode avec l'émergence de la théorie de la stabilité de la couche de cisaillement [14]. Comme l'ont montré Gharib et Roshko [15], le rapport de la longueur de la cavité sur l'épaisseur de la quantité de mouvement (w/δ_{θ}) participe à la sélection du mode. Pour un nombre de Reynolds faible, cette épaisseur est déterminante pour la sélection du mode, puisque la couche de cisaillement globale s'enroule en tourbillons de Kelvin-Helmholtz. Au contraire, à des nombres de Reynolds suffisamment élevés ($Re_L > 10^6$), la taille des gros vortex n'est plus liée à l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, et l'épaisseur de la quantité de mouvement incidente n'a plus aucune incidence.



Figure 3 - Différentes types d'écoulement de cavité en fonction de la géométrie.

1.2. Etudes expérimentales et tuyaux corrugués

Toutes les études faites sur les tuyaux corrugués sous écoulement ont porté leur attention sur une étude expérimentale détaillée.

Lorsque Binnie [16] a réalisé des expériences sur un soufflet métallique pouvant être assimilé à un tuyau corrugué, de puissants sons sont apparus sous écoulement d'air. Des notes plus puissantes ont été obtenues au cours de ses expériences lorsque les soufflets métalliques à l'intérieur du tuyau ont été remplacés par des tubes à ailettes hélicoïdales. Il a remarqué que des ondes planes sont émises se propageant avec une intensité équivalente dans toutes les directions aux extrémités du tuyau. Il a également noté que les vitesses de phase dans les tuyaux corrugués étaient inférieures à la vitesse du son. Cet effet a été expliqué en appliquant la théorie de la propagation des ondes dans les structures périodiques. Cela explique l'écart entre la différence entre deux fréquences consécutives excitées et la fréquence fondamentale observée mise en évidence par Cermak [1].

De plus, il a également remarqué qu'un phénomène de veina contracta important était nécessaire pour favoriser le sifflement des tuyaux courts, alors que ce n'était pas indispensable pour les tuyaux plus longs. Cela corrobore la mise en évidence par Petrie et al. [17] de la réduction du bruit généré par les tuyaux corrugués lorsqu'un tuyau lisse est ajouté en amont.

Petrie et al. [17] ont étudié le problème de bruit rencontré dans les aspirateurs qui ont des tuyaux corrugués flexibles. Ils ont observé qu'un air à faible vitesse traversant le tube flexible pouvait générer un bruit à la sortie du conduit d'environ 140 dB. Ils ont aussi démontré que la rugosité des cavités du tuyau corrugué avait un effet sur le sifflement. Ils ont conclu que la production de bruit pouvait être annihilée par le changement de la structure de la turbulence c'est à dire au plus près de la cavité de la paroi corruguée.

Nakamura et al. [18], [19] ont effectué des mesures en soufflerie pour étudier l'oscillation acoustique dans un tube corrugué ouvert aux deux extrémités sous écoulement. Ils ont conclu que les sons émis par le tube sont les harmoniques du tube, et que les modes de résonance sont excités par l'instabilité de la couche de cisaillement qui se produit dans l'écoulement au-dessus des cavités. L'instabilité qui en résulte est caractérisée par une oscillation résonante auto-excitée se produisant dans le système couplé fluide-acoustique. Nakamura et al. suggèrent que l'oscillation acoustique dans un tube corrugué est entraînée par des sources sonores tourbillonnaires selon les théories de Powel [20] et Howe [21].

Hammache et al. [22] ont effectué un travail expérimental similaire à celui de Nakamura et al., où l'étude du mécanisme de production sonore de diverses géométries corruguées dans une soufflerie en utilisant des sondes à fil chaud et des microphones a été menée. Ils ont effectué une étude paramétrique pour déterminer le nombre minimum de corrugations nécessaires pour que le tube émette un son. Un des résultats surprenants qu'ils ont rapporté était qu'en présence d'une seule corrugation à l'entrée d'un tube, la position du nœud de pression à l'entrée du tube assure la possibilité du sifflement. Le niveau de pression sonore observée pour une seule corrugation dans un tube lisse est comparable au son produit par un tuyau entièrement corrugué de la même longueur et de la même géométrie de cavité.

De plus, ils ont montré que le nœud de pression est le lieu de la génération du son en cartographiant la pression et la vitesse, ce que Golliard et Tonon [23], Tonon et al. [24] ainsi que Nakiboğlu et al. [25] ont confirmé par la suite. Ils ont notamment observé que l'augmentation de la profondeur de la corrugation abaissait la fréquence fondamentale, tout comme l'augmentation de la largeur de la corrugation (plateau) par rapport à l'espacement (longueur de la cavité) entre les cavités.

Kop'ev et al. [26] ont étudié l'effet d'un champ sonore externe introduit dans le tube corrugué avec écoulement. Ils ont observé une annihilation du son pour les nombres de Strouhal inférieurs à 0,4 et l'amplification du son à des nombres de Strouhal supérieurs à 0,4. Les essais de tuyaux corrugués avec des différences plus marquées entre la longueur de la cavité et le pas indiquent que la longueur de la cavité est un meilleur paramètre à utiliser pour définir le nombre de Strouhal [23], [27] :

$$St = \frac{f_{whistling}Pt}{U_{\infty}} > 0,4.$$

Où $f_{whistling}$ correspond à la fréquence de sifflement et U_{∞} la vitesse d'écoulement libre.

Il a été démontré par Tonon et al. [24] et Nakiboğlu et al. [25] que les cavités qui sont plus proches des nœuds de pression participent davantage à la production sonore et, dans le cas du mode fondamental, un nombre moindre de cavités est actif dans la production sonore. De plus, pour le mode fondamental, les pertes viscothermiques sont plus élevées que la puissance des sources acoustiques, ce qui explique son absence d'excitation. Sur la base des expériences, ils concluent que le mode fondamental manquant n'est pas lié à l'absence de turbulence comme suggéré par Crawford [28].

1.3. Modèles numériques et calculs

Enfin, outre l'approche expérimentale, divers travaux numériques ont été réalisés pour étudier le phénomène. Pour cette approche, le problème réside dans les temps de calcul et dans la résolution des maillages qui apparaissent lorsque les dimensions du tuyau s'avèrent être trop importantes. Ainsi, pour comprendre la physique de l'écoulement dans l'acoustique des tuyaux corrugués, certains chercheurs ont utilisé la Computational Fluid Dynamics (CFD) afin d'étudier l'instabilité de la couche de cisaillement dans différents régimes d'écoulement. La prédiction de la fréquence de résonance d'un tuyau est au cœur de ces études. Dans cette section, nous décrirons brièvement les techniques de calcul rapportées dans la littérature pour ce type d'analyse.

Taylor [29] a été le premier à effectuer des simulations CFD (FLUENT) pour prédire les résonances dues à l'écoulement dans un tube corrugué. Il a utilisé un modèle stable $k - \varepsilon$ afin de résoudre l'équation de Navier-Stokes. Il a appliqué le modèle pour une plage de nombre de Reynolds : 6 000 – 26 000. Pour la simulation, il a utilisé un profil de cavité carré et étroit et a remarqué une formation de vorticité à l'intérieur du tube au plus proche des corrugations, ce qui a également été noté par Hardin [30]. Taylor [29] a conclu que l'emplacement de la source sonore se situe au bord d'attaque des corrugations en observant la présence de tourbillons cohérents à ce niveau.

Popsecu et Johansen [31], Rajavel et Prasad [32] et Brac et al. [33] ont également utilisé le logiciel commercial CFD FLUENT pour étudier la propagation des ondes à faible nombre de Mach en utilisant l'approche de simulation aux grandes échelles (LES : « Large Eddy Simulation »). Cela permet notamment d'augmenter la précision par rapport au modèle stable de Taylor. Popsecu et al. [31] ont effectué des simulations pour une seule cavité lorsque le flux est laminaire et pour des tuyaux pleinement corrugués lorsque le fluide est entièrement turbulent. Ils ont été capables de capturer le tourbillon près de la cavité et le modèle d'onde stationnaire dans le tuyau corrugué. Ils ont également démontré que la source acoustique dans les tubes corrugués est de nature dipolaire, ce qui avait déjà été proposé par Elliott [34]. Popescu et al. [31] ont également trouvé dans leur simulation que la source sonore à l'intérieur de la corrugation est un dipôle et que les résultats de la simulation concordent bien avec les données expérimentales (Kristiansen et al [35]) et le modèle théorique.

Blackburn et al. [36] et Loh et Blackburn [37] utilisent quant à eux la Direct Numerical Simulation (DNS), qui résout l'équation Navier-Stokes (N-S) complète, pour effectuer une simulation d'écoulement dans un tuyau circulaire avec des parois corruguées où le pas des corrugations est grand et la profondeur des cavités est un paramètre variable. Schmidt et al. [38] ont utilisé leur propre code. Ils ont appliqué un schéma de discrétisation de type spectral dans le semi plan méridien alors que des développements de

Fourier étaient choisis comme solution suivant la coordonnée azimutale. Blackburn et al. [36] n'ont pas exactement simulé l'aspect acoustique du tube corrugué mais ont montré que le modèle DNS-instationnaire pouvait être utilisé. Pour les simulations d'écoulement laminaire ($625 \le Re \le 2.10^3$), Blackburn et al. [36] ont utilisé une corrugation unique ainsi que des conditions aux limites périodiques alors que pour un écoulement turbulent ($Re = 10^4$), tout le domaine est résolu. Il a été observé que, même dans le régime d'écoulement laminaire étudiée, les cavités les plus profondes produisent un décollement. La proportion de perte de charge attribuable à la traînée de pression peut être de l'ordre de 50%, atteignant environ 85% pour un écoulement turbulent. Lorsque la hauteur de corrugation augmente, la traînée de pression contribue de plus en plus à la friction totale aussi bien pour les cas d'écoulement laminaire que turbulent.

Nakiboğlu et Hirschberg [39] ont effectué une étude numérique pour déterminer l'effet du rapport entre la profondeur de la cavité et le diamètre du tuyau au niveau de la génération sonore du tuyau corrugué ou de résonateurs à branches multiples. Pour ces derniers, les cavités ne sont plus axisymétriques mais sont des cylindres orientés dans une direction azimutale perpendiculaire à l'axe du tube. Ils présentent notamment l'avantage de pouvoir être modifiés plus facilement sur leur installation expérimentale. Pour estimer la puissance acoustique dans un système périodique tel qu'un tube corrugué, ils ont proposé un modèle combinant la simulation d'écoulement incompressible (absence de turbulence, modèle Reynolds Averaged Navier Stokes « RANS ») et la « Theory of Vortex Sound ». Ce modèle présente l'avantage d'être plus facilement modulable dans le cadre d'installations expérimentales. L'hypothèse d'absence de turbulence pour le développement du modèle numérique RANS rend cette méthode inadaptée aux cavités peu profondes. Le modèle proposé surestime également les amplitudes de fluctuation parce que les pertes viscothermiques rencontrées dans le tube corrugué ne sont pas comptabilisées efficacement. Ce modèle [39] prédit toutefois avec précision l'augmentation du nombre de Strouhal lors de l'augmentation du rapport entre la profondeur de la cavité et le diamètre du tuyau, ce qui a également été noté plus tôt par Binnie [16]. De plus, Nakiboğlu et Hirschberg ont également étudié numériquement [40] l'influence du bord aval de la cavité : ils ont trouvé que la cavité à arrêtes saillantes conduit à des niveaux de production sonore plus élevés que les cavités à arêtes arrondies comme celles des conduites corruguées. Nakiboğlu et al. [41] ont également analysé les effets de la longueur du tuyau et du profil d'écoulement sur le sifflement du tuyau corrugué. Ils ont trouvé que le nombre de Strouhal de sifflement, où l'amplitude maximale des fluctuations de pression est enregistrée, est indépendant de la longueur du tuyau.

Golliard et al. [42] ont utilisé un modèle 2D Unsteady Reynolds Averaged Navier Stokes (URANS) pour des nombres de Reynolds élevés, habituellement rencontrés dans les systèmes de transport de gaz. Ce modèle est l'amélioration du modèle quasi-laminaire proposé par Nakiboğlu et Hirschberg [39] pour les écoulements à faible nombre de Reynolds, qui ne tient donc pas compte de la turbulence. Ils ont noté que le modèle amélioré concorde bien avec les données expérimentales pour les applications en cavité profonde. Cependant, Golliard et al. [43] ont également évalué la validité du modèle de prédiction, actuellement disponible pour les tubes corrugués avec des cavités étroites. Ils ont noté que le code avait des difficultés à modéliser le phénomène. En effet, si les cavités deviennent trop étroites, l'épaisseur de quantité de mouvement est trop grande par rapport à la largeur de la cavité et toute instabilité de la couche de cisaillement est annihilée dans la cavité, ce qui empêche le sifflement.

Les effets de la modification de la longueur de la cavité d'une part, et de la section du tuyau entre l'entrée et la cavité unique d'autre part, sont étudiés par Krogvig [44]. Il a réalisé des expériences et des simulations numériques se servant du logiciel open source PALABOS, qui utilise le solveur Lattice Boltzmann pour les simulations acoustiques. Par ces deux approches conjointes, Krogvig [44] a observé que les tourbillons d'entrée créés dans le bord amont du tuyau sont essentiels pour l'excitation des sifflements dans la cavité. L'étude a indiqué que les tourbillons initiaux créés à l'entrée sont amplifiés dans la cavité par les oscillations auto-entretenus de la cavité (voir §1.1). Cette observation est intéressante dans le sens que ce phénomène n'a pas été noté par d'autres chercheurs et nécessite des investigations complémentaires. Afin de pouvoir faire des simulations représentant des tuyaux utilisés à l'échelle industrielle, c'està-dire sur de très grandes longueurs, l'utilisation de modèle moins coûteux d'un point de vue temporel et spatial semble nécessaire. Vient alors naturellement l'idée de l'utilisation d'une méthode de calcul en une seule dimension. C'est ce qu'ont proposé Popescu et al. [45]. Ils ont développé une méthode en plusieurs étapes. Il s'agit en réalité de considérer les cavités comme des sources acoustiques qui viennent agir rétroactivement sur l'écoulement. La première étape consiste en la détermination de deux coefficients censés caractériser l'effet des corrugations sur la propagation des ondes acoustiques. Le champ de pression acoustique est alors calculé à l'aide d'une équation de propagation dite de Van der Pol intégrant ces deux coefficients. Un terme représentant les sources acoustiques, dues aux cavités, est alors intégré aux équations de Navier Stokes en une dimension. Cependant, le problème de cette méthode réside dans la non spécificité des cavités. En effet, nous n'avons pas aujourd'hui la certitude du fait que toutes les cavités jouent un rôle identique.

1.4. Modèle acoustique de Cummings pour les tubes corrugués et modèle de prédiction de l'amplitude sonore

En 2005, une contribution à l'acoustique des tuyaux corrugués a été présentée par Elliott [34]. Ses expériences sur diverses géométries de tuyaux corrugués ont confirmé que la fréquence de résonance de l'oscillation auto-excitée est inférieure à la fréquence de résonance de la conduite lisse équivalente :

$$f_{whistling} < f_{n-lisse} = (n+1)\frac{c_0}{2L_e}$$

Il a lui aussi, noté que le mode fondamental est difficile à exciter. Par ailleurs, Cummings a proposé un modèle supposant que l'effet des cavités dans le tuyau corrugué est quelque peu semblable à des ressorts compressibles présentant une réactance au champ acoustique le long de la surface cylindrique. Elliott [34] a discuté ce modèle pour la production sonore dans le tube corrugué basé sur le bruit dû aux oscillations d'une cavité unique. En supposant cette forme de cavité idéalisée, une formule prédisant les résonances acoustiques du tube corrugué a été proposée :

$$f_{whistling} = f_n = \frac{(n+1)c_{eff}}{2L_e}.$$

Où c_{eff} correspond à la vitesse du son effective dans le tuyau corrugué et est donnée par la formule de Cummings :

$$c_{eff} = c_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_c}{SPt}}}.$$

Où V_c correspond au volume des corrugations, S à la surface de la section transversale moyenne (basée sur $\frac{D_{in}+D_{out}}{2}$ sur la Figure 1) et Pt au pas des corrugations.

Bien que très utile pour déterminer la fréquence de sifflement, ce modèle de Cummings [34] ne permet pas de prédire l'amplitude de la pression de l'onde sonore produite par le tuyau corrugué.

1.5. Voice of the Dragon, « Hummer » : application du principe de Bernoulli pour la mesure des fréquences de résonance dans les tubes corrugués

Les articles de Crawford [28], Silverman et Cushman [46], Cadwell [47], Nakamura et Fukamachi [18], [19], et Serafin et Kojs [48] ont été inspirés par le jouet musical « Voice of the Dragon ». Ce jouet a la particularité de mettre en application l'apparition du sifflement par mise sous écoulement d'un tuyau corrugué. Ainsi, les enfants peuvent s'amuser à faire entrer en rotation un tube corrugué, assurant la

mise sous écoulement de ce dernier et générant donc un sifflement caractéristique. Dans cette partie, nous tâchons de transcrire les différentes recherches sur le sujet.

Ils ont rapporté plus d'informations sur les fréquences de sifflement et les vitesses d'écoulement associées ainsi que les niveaux de turbulence nécessaires en caractérisant les nombres de Strouhal. Un terme « fréquence de choc », correspondant à la fréquence à laquelle l'air heurte les corrugations est apparu pour la première fois chez Crawford [28]. Le tuyau commence à chanter lorsque la fréquence de choc est égale à l'harmonique naturelle du tuyau, à condition que la vitesse d'écoulement soit suffisamment élevée pour induire un écoulement turbulent. Cependant, il s'avère que l'écoulement ne doit pas être entièrement turbulent pour que le tuyau corrugué commence à chanter. En effet, en testant des tubes de conceptions et de géométrie différentes, Cadwell [47] a trouvé qu'un nombre de Reynolds basé sur la longueur de corrugation doit dépasser 500 ($Re_{L,CR} > 500$) pour que les tubes se mettent à chanter. Ceci doit être interprété comme étant le niveau de turbulence requis pour générer du son. Cette prédiction du nombre de Reynolds correspond à un écoulement dans la région laminaire avec une turbulence à très petite échelle. En tant que tel, le rôle des paramètres supplémentaires tels que l'angle de flexion, le rayon de courbure et l'emplacement de la source par rapport à la courbe doivent être inclus pour l'étude.

Le travail de Rudenko et al. [49] a été inspiré par le travail d'Elliott [34]. Ils ont étudié l'effet de l'apparition du sifflement sur les « tuyaux composites » construits à partir d'un court segment de tuyau corrugué entre deux segments de tuyaux lisses. Dans cette étude, il a été constaté que l'augmentation de la longueur du tuyau lisse en aval entraînait une réduction du sifflement. Cela est dû à des pertes viscothermiques dans le tuyau principal long, dont la puissance dépasse la puissance sonore générée par la source.

Pour rappel, pour un tube ouvert idéal, les fréquences des modes de résonance sont données par l'expression suivante :

$$f_n = (n+1)\frac{c_0}{2L_e}$$

L'application du principe de Bernoulli pour l'acoustique des tuyaux corrugués est d'abord proposée par Crawford [28] avant d'être confirmée par Silverman et Cushman [46] dans leurs expériences. Cette théorie fonctionne bien pour le chant de jouets musicaux rotatifs tels que « Voice of the Dragon » ou « Hummer ». L'objectif principal de la théorie est de relier la vitesse de rotation à la résonance du tuyau.

Si les deux extrémités du tube sont ouvertes, le tube corrugué en rotation ressemble à une pompe centrifuge. Lorsque le tube entre en rotation, l'air est aspiré à travers l'extrémité plus près de la main et traverse le tube jusqu'à l'extrémité extérieure. Afin de faire résonner les modes acoustiques et ainsi produire un intense sifflement, une partie de l'énergie du flux d'air doit être convertie en énergie d'excitation. A grande échelle, il existe un écoulement tourbillonnaire centré dans l'extrémité fixe du tube et perpendiculaire à l'axe du tube avec une vitesse d'écoulement tangentielle donnée par $v(x) = \omega_m x$, où ω_m est la vitesse angulaire et x est la position le long du tube (de 0 à L). Le long du tube, la différence de pression induite par rotation entre les deux extrémités produit un écoulement axial avec la vitesse v. Pour relier la vitesse angulaire à la différence de pression p, en supposant que le flux est incompressible, le principe de Bernoulli s'écrit :

$$p(x) + \frac{1}{2}\rho(v(x)^2 - \omega_m^2 x^2) = const.$$

Il est maintenant nécessaire d'intégrer le rôle des corrugations. D'après les résultats de Crawford [28] et le principe de Bernoulli, il est possible de définir une relation entre la fréquence du sifflement f_n , la vitesse angulaire ω_{mn} , la longueur du tube et la distance entre les corrugations Pt. Etant donné que le fluide à l'intérieur du tube n'est pas parfaitement sans frottement, il est démontré que :

$$f_n = \frac{2\omega_{mn}L}{Pt}$$

L'équation (10) indique que si l'on connaît la vitesse axiale $\omega_{mn}L$ et la distance entre les corrugations, il est possible de calculer la fréquence à laquelle le tube corrugué résonne. Dans l'étude récente de "Voice of the Dragon", Nakiboğlu et al. [50] ont inclus l'effet de la force centrifuge sur leur mesure de la différence de pression à travers le tuyau corrugué. Ils ont identifié la pression à la sortie comme étant égale à la pression atmosphérique, la pression d'entrée étant supérieure à la pression atmosphérique, la vitesse moyenne de frottement à la vitesse de rotation du tube. Avec l'utilisation de données expérimentales et numériques (RANS,) ils ont obtenu cette vitesse moyenne de frottement [50]. Par conséquent, la nouvelle hypothèse proposée par Nakiboğlu et al. [50] est un véritable progrès puisqu'il permet de capturer l'aspect de la dynamique des fluides du type rotatif des tubes corrugués contrairement au modèle proposé par Silverman et Cushman [46].

1.6. Moyens de mitigation

De nombreux moyens de mitigation ont été testés afin de contrôler, réduire voire annihiler le sifflement. Dans la continuité des travaux précédents, Nakiboğlu et Hirschberg [51] ont notamment étudié l'effet de l'interférence hydrodynamique sur la production sonore dans le cas de cavités axisymétriques à répartition longitudinale variable. Dans ce travail, ils ont trouvé que si les cavités axisymétriques sont placées aux nœuds de pression, la puissance acoustique totale du système peut être déterminée à partir de l'addition des contributions individuelles de chaque cavité. En revanche, ils ont montré que si les cavités sont plus proches l'une de l'autre, alors le tourbillon produit au niveau de la cavité amont atteint le bord amont de la cavité en aval et affecte donc la formation de tourbillon au niveau de la deuxième cavité. Cette interférence hydrodynamique entre les cavités successives peut être constructive suivant un schéma de production/absorption, si elle améliore le délestage synchronisé du vortex. C'est ainsi qu'ils ont également observé que, lorsque les cavités sont placées respectivement très près les unes des autres ou plus éloignées les unes des autres, une forte interférence hydrodynamique entre les cavités est observée, pouvant respectivement augmenter ou réduire la capacité de sifflement. Cette interférence hydrodynamique sur le sifflement dans un tuyau corrugué dépend à la fois du nombre de Strouhal et du temps de déplacement du tourbillon entre les cavités adjacentes, ce qui est déterminé par la longueur du plateau séparant les cavités.

L'effet de l'injection de liquide et de l'apparition du sifflement dans les tuyaux corrugués a été étudié par Golliard et al. [52]. Au cours de l'étude expérimentale, ils ont observé que de petites quantités d'injection liquide réduiraient le phénomène de chant dans les tubes corrugués. Ils ont attribué cette réduction de l'apparition du sifflement à l'augmentation de l'amortissement acoustique due à l'injection de liquide. Les cavités se remplissant de liquide, leur production sonore pouvait être moindre suivant les conditions d'écoulement. Ils ont observé qu'à de faibles vitesses d'écoulement, la force de la source est diminuée, et à des vitesses d'écoulement plus élevées, elle reste inchangée. Ils ont noté que pour les tubes corrugués, l'amortissement mesuré est dominé par le comportement de la source dans différentes conditions d'écoulement.

1.7. Publications antérieures sur le tuyau corrugué IRPHÉ

Diverses études antérieures à ma thèse ont été menées au laboratoire IRPHÉ en collaboration avec le LMA. Les dimensions du tuyau corrugué présent à l'IRPHÉ ont été choisies de façon à obtenir un sifflement dans la gamme de vitesse (0-25m/s) pouvant être imposée par la soufflerie d'alimentation. Ainsi, les rapports entre les différentes longueurs ne se situent pas dans les ordres de grandeur pouvant être observés dans l'industrie.



Figure 4 - Tuyau corrugué pour l'expérience IRPHÉ.

La section droite du tuyau corrugué, réalisé en plexiglas transparent pour faciliter les accès optiques, est rectangulaire avec une envergure B = 100 mm et un cœur de veine D = 20 mm (Figure 4). Le tuyau est corrugué latéralement sur toute sa longueur L = 2 m par l'intermédiaire de 100 cavités placées en vis-à-vis. Chaque cavité est caractérisée par sa profondeur H = 10 mm et son ouverture w = 10 mm. Le bord amont de chaque cavité est arrondi avec un rayon de courbure r = 2,5 mm. Cette géométrie impose un motif dont le pas est Pt = 20 mm et a été choisie pour sa propension à favoriser le sifflement. En effet, la présence d'un rayon de courbure en amont de la cavité, d'une arête acérée pour le bord aval et d'une longueur du plateau (Pt - w - r = 7,5 mm) de corrugation de valeur comparable à la largeur (w = 10 mm) de la cavité contribuent à l'apparition d'un sifflement. Les parois inférieure et supérieure sont lisses, les parois latérales verticales corruguées représentent donc 83% de la surface interne du tuyau. Il a été montré que cette géométrie favorise la mise en résonance acoustique sur les modes longitudinaux du tuyau corrugué lorsqu'il est placé sous écoulement.

Une amplification des fluctuations de pression par réflexions successives aux extrémités des tuyaux est à l'origine de l'établissement des modes comme c'est généralement le cas en acoustique (effet SASER). Cela a été mis en évidence par Mattei et al. [53] pour un tuyau corrugué de 2m de long.

Le sifflement est causé par des sources à l'entrée du tuyau (premières corrugations). Cela peut s'expliquer par la spécificité de l'installation à l'IRPHÉ. Cela avait été étudié par Nakiboğlu et al. [54] qui avaient réalisé des expériences sur une seule cavité axisymétrique pour étudier l'effet du tourbillon à l'entrée du tuyau corrugué.

Notre entrée favorisant un phénomène de veina contracta marqué à l'entrée du tuyau induit probablement une prépondérance des premières corrugations lors de l'observation du phénomène. Lorsque la section d'entrée de la conduite présente un angle suffisamment vif pour qu'une séparation de l'écoulement se produise [53], l'interaction tourbillonnaire au sein de cette veina contracta avec une cavité située à courte distance en aval peut donner lieu à une forte excitation des modes longitudinaux du tuyau. L'excitation de ces modes dépend de la vitesse de l'écoulement imposée en amont (Figure 5). Un nombre de Strouhal basé sur la vitesse d'écoulement est alors caractéristique.



Figure 5 - Fréquence de sifflement en fonction de la vitesse d'écoulement (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).

Un fil chaud positionné en amont du tuyau corrugué capture la fréquence de sifflement alors qu'un fil chaud placée en aval (50 mm en amont de la sortie sur l'axe de symétrie) décèlera davantage l'influence de la turbulence (Figure 6). Le sifflement est associé à une importante augmentation de la valeur efficace de la vitesse et l'amplitude de pression (Figure 7).



Figure 6 - Vitesse de l'écoulement en amont et aval du tuyau corrugué par mesures fils chauds (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).



Figure 7 - Niveau de vitesse rms de l'écoulement en amont et aval du tuyau corrugué par mesures fils chauds et niveau de pression par microphones (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).

L'important couplage entre l'acoustique et l'aérodynamique a été étudié en utilisant la méthode de Lattice Boltzmann via le code PALABOS en 2D (Figure 8). Les résultats de cette simulation numérique permettent d'identifier les modes acoustiques longitudinaux du tube corrugué avec des conditions aux limites Neumann-Dirichlet. La limitation de cette simulation réside dans la mauvaise description des conditions aux limites et doit être améliorée.



Figure 8 - Représentation du domaine de simulation (cf. Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).

La mitigation et l'anéantissement du sifflement par des méthodes passives ou actives sont également des points abordés dans l'étude du phénomène. Il a notamment été mis en évidence que la superposition d'un champ acoustique à très basse fréquence (14Hz) crée une fluctuation de vitesse d'écoulement susceptible de pratiquement supprimer la source à l'origine de bruit [53]. Ce comportement intéressant a également été noté par Kop'ev et al. [56]. De même, le fait de boucher des cavités peut avoir comme effet le déplacement du sifflement vers des fréquences plus élevées voire sa suppression [57].

1.8. Etudes industrielles

L'industrie est à l'origine de diverses publications et recherches. Les exploitants gaziers ont évidemment observé le fait que les écoulements dans les flexibles pouvaient générer des pulsations à hautes amplitudes et hautes fréquences. Ces pulsations sont dues à la formation de tourbillons et l'instabilité de la couche limite au niveau des cavités. Cette observation est commune à toutes les analyses fournies par les documents. Le problème structurel rencontré dans les risers flexibles des platesformes offshore de production de gaz naturel et de pétrole à cause du sifflement a forcé les ingénieurs en acoustique à comprendre le problème en profondeur et à les résoudre efficacement.

Tonon et al. [24] ont utilisé le modèle acoustique de Cummings sur les résonateurs à branches multiples pour prédire les modes de résonance à basse fréquence et utilisé le modèle acoustique à ondes planes pour prédire les modes de résonance à haute fréquence et les comparer aux expériences. Ils ont proposé un modèle pour le comportement de sifflement basé sur l'approche du bilan énergétique et ce modèle proposé prédit les fréquences de résonance avec précision mais l'amplitude de la pression sonore avec une précision moindre.

Every et al. [58] présentent une méthode permettant de tester les tuyaux à échelle grandeur nature utilisant du méthane. Ce dernier est injecté à une forte pression dynamique correspondant à des conditions thermodynamiques d'exploitation. Il en a conclu que les plus gros efforts sur les tuyaux corrugués sont générés lorsque la fréquence d'émission des vortex correspond à la fréquence des modes acoustiques du tuyau ainsi qu'à une fréquence structurelle de l'ensemble de l'installation.

Les conclusions des travaux de Belfroid et al. [59] sont similaires. Elles soulignent le fait que les plus grosses contraintes sont exercées lorsqu'il y a une coïncidence entre la fréquence de formation des tourbillons, la fréquence acoustique et les fréquences propres de la structure. Une méthode permettant de déterminer a priori, la vitesse à laquelle le tuyau se met à siffler pour une configuration donnée a été développée. Sont ainsi identifiés divers paramètres jouant un rôle prépondérant dans le phénomène, tels que la densité du gaz, le rayon de courbure de la partie aval de la cavité par rapport à la longueur des cavités ainsi que le rapport entre le volume des cavités et le volume du tuyau. Ils ont également étudié l'effet de la présence de liquide dans l'écoulement. Ils ont ainsi remarqué que si le pourcentage de liquide dépassait 1% alors le sifflement n'était plus possible. Cette étude a également été rapporté dans [52] par Golliard et al.

De même, une publication présentée à l'OMAE par Legeay et al. [60] de TechnipFMC détaille un modèle visant à effectuer une évaluation du Flow Induced Pulsation (FLIP) pour les conduites corruguées. Ce modèle fiable basé sur la physique et la mécanique des fluides permet d'identifier plus

tôt dans le projet de terrain le risque potentiel de problèmes de pulsations induites par le flux. Le modèle CFD développé fournit la vitesse et la fréquence de début de FLIP. Il introduit également les principaux facteurs contributifs tels que le profil de corrugation de la couche interne, les conditions de fonctionnement (pression, température et débit) et les contributions de réflexion acoustique de l'équipement adjacent. De plus, un test expérimental de FLIP effectué entre 2003 et 2006 y est présenté. Ces essais ont été effectués en utilisant du gaz de pétrole (CH4) et de l'air sec et plusieurs harmoniques ont été reproduites. Les résultats des tests sont comparés au modèle avec une bonne concordance. L'avantage de ce modèle réside pour les industriels dans des prédictions et des recommandations pour éviter le FLIP à un stade précoce avant l'exécution du projet.
Chapitre 2. Environnements expérimental et numérique

Ce chapitre est dédié à la présentation générale des installations expérimentales et de l'environnement numérique pour mener cette étude. Il constitue une base pour les études menées ensuite.

Dans un premier temps, nous définissons toutes les techniques de mesure qui seront utilisées dans les chapitres 3, 4 et 5 pour caractériser les phénomènes aérodynamiques et acoustiques responsables de l'apparition du sifflement. La mise en place et la description des méthodes utilisées seront détaillées pour la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV), la vélocimétrie fil chaud et les appareils de mesure et de production acoustique : microphones et haut-parleurs. La Vélocimétrie par Image de Particules sera utilisée pour caractériser les écoulements au niveau d'une cavité en calculant des champs de vitesse par des mesures successives de tranches de l'écoulement réalisées par caméras numériques. La vélocimétrie par fils chauds nous permettra de retrouver la vitesse en des positions précises de l'écoulement. Les microphones constitueront des capteurs de pression capables de relever les niveaux de pression acoustique à l'intérieur des veines d'essai. Enfin les haut-parleurs nous permettront d'exciter les modes propres de la veine d'essai dans le but d'identifier l'environnement acoustique de la zone expérimentale. Ces différents appareils seront utilisés sur différentes expériences.

Dans un second temps seront décrites les installations expérimentales et les configurations de veines d'essai testées. Elles présentent des géométries variées visant à mieux appréhender les phénomènes. Ces dernières seront étudiées en détail dans les chapitres 3 et 4. Ensuite, une étude de l'environnement acoustique de la soufflerie servira de préliminaires aux mesures réalisées dans les chapitres 3 et 4. Elle permettra la réalisation de l'acquisition d'une base de mesures caractérisant d'un point de vue acoustique les différents éléments constitutifs de la veine d'essai.

Dans un troisième temps, nous nous attarderons sur les installations industrielles expérimentées. Ces dernières ont porté sur un Riser fourni par TechnipFMC. Ce tuyau corrugué était un échantillon de Riser utilisé lors de l'exploitation gazière offshore et mesurait près de 18 *m*. Les résultats correspondant à cette expérience sont reportés dans le chapitre 5.

Dans un dernier temps, nous nous attarderons sur la configuration des simulations numériques effectuées. Ces dernières utiliseront la méthode de Lattice Boltzman par le biais du logiciel Powerflow. Nous cherchons à modéliser le comportement aéroacoustique des veines corrugués testées expérimentalement.

2.1. Systèmes de mesures et chaînes d'acquisition

Deux types de mesures ont été réalisés lors de nos études : des mesures ponctuelles et des mesures sur des surfaces. La vélocimétrie par Image de Particules nous permettait de mesurer des champs de vitesse liés au déplacement de l'écoulement. Ces mesures non intrusives sont cependant de très faible résolution temporelle (quelques dizaines de Hertz). Elles contrastent avec les mesures ponctuelles intrusives de type fils chauds ou microphones. Ces dernières ont une bien meilleure résolution temporelle (plusieurs dizaines de kHz). Ces différents capteurs suivis de chaînes d'acquisition permettent respectivement de retrouver la vitesse et la pression. De plus, l'utilisation de haut-parleurs nous permet d'effectuer une excitation modale sur notre installation. Tout le matériel utilisé et les principes de base des techniques de mesures sont explicités ci-dessous.

2.1.1. Vélocimétrie par Image de Particules

La Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) permet de mesurer des champs de vitesse dans un plan. Contrairement à d'autres méthodes de mesures ponctuelles telles que le fil chaud par exemple, il s'agit d'une technique de mesure non intrusive. Le principe de la PIV est relativement simple et est utilisé depuis de nombreuses années dans de nombreuses applications. Elle permet notamment de caractériser l'écoulement à différentes échelles, que ce soit dans des souffleries de grande taille pour étudier l'écoulement autour d'une voiture, ou dans des micro-canaux d'irrigations. La mesure de vitesse est rendue possible par l'ajout de particules au sein de l'écoulement. Les particules y jouent un rôle de traceur.

La technique PIV est basée sur l'illumination de particules (ensemencement de gouttelettes de quelques microns d'huile d'olive dans notre cas) par flashes laser. Ces derniers sont fournis par un laser qui génère deux impulsions lumineuses planes séparées par un temps ΔT_{PIV} (basé sur les vitesses d'écoulement attendues). La caméra est synchronisée aux instants des flashes laser et capture deux images des particules illuminées. L'analyse repose sur le déplacement moyen Δx d'un ensemble de particules. Un partitionnement des images en boîtes carrées de pixels est alors réalisé. Le calcul du pic de corrélation pour chaque boîte de l'image permet de retrouver une distance parcourue par les particules de la fenêtre d'interrogation et ce dans une direction donnée. La mesure de ce déplacement de groupe de particules, permet donc de construire un vecteur vitesse **U** (Figure 9) :

$$\boldsymbol{U}=\frac{\Delta x}{\Delta T_{PIV}},$$

avec $\boldsymbol{U} = \begin{pmatrix} u \\ v \end{pmatrix}$, où u et v correspondent respectivement à la composante longitudinale et à la composante verticale de la vitesse.



Image issue de la 2^{ème} impulsion

Figure 9 - Schéma de principe de la PIV.

L'inter corrélation de deux fenêtres issues de deux images consécutives permet de déterminer le déplacement des particules situées dans cette zone. Cette inter corrélation est réalisée par Fast Fourier transform (FFT). Le résultat de cette opération permet d'obtenir des cartes de vitesse instantanée.

Comme indiqué précédemment, l'ajout de particules est nécessaire afin de quantifier les déplacements dans l'écoulement. Le traceur utilisé dans notre cas est un aérosol micronique d'huile d'olive ayant la particularité d'être de l'ordre de 1 à 3 μ m de diamètre, ce qui lui permet de pouvoir être entraîné par l'écoulement et présentant une modification non mesurable. Son bas coût, sa faible consommation ainsi que sa capacité à suivre l'écoulement en font un très bon traceur. Les particules sont générées à l'aide de diffuseurs (diffuseur à parfum conçu par NH VERRE Sarl dans notre cas). Un impacteur interne, permettant de ne laisser passer dans l'écoulement uniquement les particules dites de petites tailles, est présent (Figure 10).



Figure 10 - Photographie et schéma de fonctionnement d'un diffuseur.

Le principe de fonctionnement de ce diffuseur est simple. Il est constitué d'un tube millimétrique, dont l'extrémité inférieure plonge dans l'huile d'olive liquide et l'extrémité supérieure est en contact avec le gaz injecté avec un angle à 90 degrés. L'huile, remontant ce tube par phénomène de capillarité, va subir une atomisation. Les gouttelettes ainsi générées vont suivre l'écoulement. En revanche, les grosses particules vont entrer en contact avec l'impacteur et de ce fait retomber dans le liquide pour ne laisser passer uniquement les particules de petites tailles. Afin d'assurer un ensemencement suffisamment dense, nous utilisons 5 diffuseurs de particules alimentées par un réseau d'air comprimé à 1,5 bars.

Les acquisitions de données sont réalisées à partir de deux types d'ensemble de matériel. Leurs caractéristiques sont consignées dans le tableau ci-dessous (Tableau 1).

Un boîtier de synchronisation est utilisé afin de synchroniser le laser, les caméras, et l'ordinateur. Les logiciels d'analyse permettent d'effectuer le post-traitement des images PIV avec des fenêtres de 32 x 32px et un recouvrement (horizontal et vertical) de 50%. Le logiciel définit des vecteurs « faux » à partir d'une comparaison aux vecteurs immédiatement environnants. Si le vecteur étudié possède des caractéristiques trop éloignées de ses plus proches voisins, il est alors ôté des différentes analyses statistiques postérieures. En pratique, le traitement des images se fait sur un traitement statistique des niveaux de gris représentatifs de la position des particules sur la zone observée. Chaque image est alors divisée en petites zones (fenêtre dont la taille est typiquement de 16×16 ou 32×32 pixels).

Configuration Matériel	Chaîne d'acquisition PIV 1	Chaîne d'acquisition PIV 2	
Caméra	Kodak ES 1.0, 1008x1018 pixels Objectif 50mm	FlowSense EO 4M-32 2072 x 2072 px, 32 fps Objectif 50 mm	
Carte d'acquisition	Road Runner Rev 12	PCIe-1433	
Logiciel d'acquisition d'images	Video Savant	DynamicStudio (Dantec Dynamics)	
Laser pulsé (10 Hz)	Nd : YAG, QuantaRays, Spectra Physics, 200 mJ		
Boîtier de synchronisation	Stanford	Dantec Dynamics TimerBox NI PCI-6602	
Logiciels d'analyse	DynamicStudio (Dantec Dynamics) / DPIVsoft (Matlab)	DynamicStudio (Dantec Dynamics)	
Nappe laser	Lentilles divergente, convergente, cylindrique	80x80 High Power Light Sheet Series	

Tableau 1 - Description des deux chaînes d'acquisition utilisées lors de mesures par PIV.

2.1.2. Fil ou film chaud

L'anémométrie à fil ou film chaud est une technique de mesure ponctuelle permettant de déterminer la vitesse instantanée d'un fluide (gazeux ou liquide) s'écoulant autour d'une sonde placée au sein de l'écoulement. L'avantage de l'anémomètre à fil chaud par rapport à un tube de Pitot est de pouvoir mesurer les fluctuations dans les écoulements turbulents avec une très bonne résolution spatiale et temporelle. Cependant des problèmes d'intrusion et de perturbation de l'écoulement sont présents lors de l'utilisation de ce type de matériel. Cette donnée est à prendre en compte lors de l'étude des résultats obtenus.

Le fil chaud est un fil métallique (en platine plaqué de tungstène) soudé entre 2 broches également métalliques plaquées de cuivre et d'or. Les sondes à fils chauds sont très fragiles et souvent éphémères. La partie sensible du fil a un diamètre de 5 μm et une longueur de 1,25 mm. Un courant électrique passe dans la partie conductrice du fil, qui chauffe par sa résistance propre (surchauffe s = 80 %).

Ce dernier ratio est relié à la température du fil ($T_{fil} \approx 250^{\circ}$ C), par l'expression :

$$s = 1 + a_{20^{\circ}C} (T_{fil} - T_{amb}).$$

Où T_{amb} est la température ambiante tandis que $a_{20^\circ C}$ est le coefficient de résistivité thermique du fil à 20°C.

Le fluide en écoulement autour du fil transporte sa chaleur par advection et convection, induisant des variations de la résistance du conducteur. Si la résistance du fil (proportionnelle au premier ordre à la température du fil) est maintenue constante, nous enregistrons des variations de tension directement reliées aux fluctuations de vitesse du fluide. Ceci est rendu possible en connectant la sonde fil chaud en tant que branche d'un pont de Wheastone. Dans ces conditions, nous considèrons que le système d'anémométrie utilisé est un « CTA » (Constant Temperature Anemometer). Le lien entre la vitesse du fluide et la tension aux bornes du fil est exprimé par la loi de King :

$$E^2 = A + B u^n,$$

où E est la tension aux bornes du fil et u la vitesse normale au fil.

Un calibrage est donc nécessaire pour chaque montage : il s'agit de déterminer les constantes A, B et n qui sont des fonctions de la chaîne d'acquisition et du fluide. La constante n est généralement de l'ordre de 0,5. La relation est déterminée avant chaque série de mesure à l'aide d'une soufflerie d'étalonnage permettant de calibrer l'ensemble de la chaîne d'acquisition (fil chaud, câbles et pont de Wheastone).

Le système de mesure utilisé (DANTEC Dynamics) comporte une sonde (55P05 (Figure 11) ou 55P11, diamètre du fil : 5 microns) connecté à un CTA (« Constant Temperature Anemometer ») Streamline. L'ensemble est piloté par le lociciel Streamware.



Figure 11 - Photographie d'une sonde fil chaud 55P05.

Ce type de dispositif est adapté aux mesures de fluctuations de vitesse. Les travaux antérieurs menés sur le tuyau corrugué à IRPHÉ ont montré que le fil chaud était également sensible aux fluctuations de la vitesse acoustique.

2.1.3. Sonde microphonique

Les fluctuations de pression sont mesurées par un microphone. Le microphone est un transducteur d'énergie, transformant l'énergie acoustique en énergie électrique.

Les mesures de pression acoustiques sont réalisées en paroi avec trois microphones GRAS 40SC, de type IEPE, équipés chacun d'un tube prolongateur en silicone de 320mm permettant de poser le corps des capteurs à l'extérieur de l'écoulement. Les microphones sont préalablement calibrés dans un tube de Kundt pour prendre en compte l'influence de ces longueurs de tube sur la sensibilité des capteurs.

2.1.4. Haut-parleur

Le haut-parleur utilisé est un PHL Audio M171-16. Il est connecté à un amplificateur Wecler modèle MPA4-150R (4x150W). Le signal de référence envoyé au haut-parleur est fabriqué par une fonction Labview. Ce dernier permet d'insonifier par des ondes acoustiques le tube corrugué, et ainsi d'en observer les différentes excitations modales

2.1.5. Acquisition des signaux des sondes

L'acquisition des signaux capteurs est réalisée en simultané sur une centrale d'acquisition National Instruments (Chassis NI cDAQ-9188) à une haute fréquence (typiquement 25600 Hz). Les fils chauds sont connectés à un module NI 9215 (16 bits), tandis que les microphones de type IEPE sont connectés à un module NI 9234 qui fournit à la fois l'alimentation en courant et enregistre le signal acoustique sur 24 bits. Un programme (Virtual Instruments) conçu sous Labview pilote cette acquisition. Les posttraitements sont réalisés sous Matlab.

2.2. Mesures en configuration de laboratoire

Le tuyau corrugué est connecté à une soufflerie dont le moto-ventilateur dispense une vitesse jusqu'à 25 m/s dans la veine bidimensionnelle. Une boîte est positionnée en amont afin d'assurer la jonction entre la veine et les tubulures et donc le passage d'une section circulaire à une section rectangulaire. De plus elle assure une condition aux limites acoustique de Dirichlet et donc une réflexion totale à l'entrée de la veine corruguée (Figure 12).



Figure 12 - Photographie de l'installation expérimentale.

La boîte amont est reliée à une tubulure précédée d'un convergent, nid d'abeille et divergent, le tout alimenté par le moto-ventilateur (Figure 13).



Figure 13 - Schéma de l'installation expérimentale.

Les dimensions des tuyaux corrugués présents à l'IRPHÉ ont été choisies de façon à obtenir un sifflement dans la gamme de vitesse (0 - 25 m/s) pouvant être imposée par la soufflerie d'alimentation. Ainsi, les rapports entre les différentes longueurs ne se situent pas dans les ordres de grandeur pouvant être observés dans l'industrie ou dans les études expérimentales précédemment effectuées.

Trois géométries différentes (Figure 14) ont été étudiées au laboratoire : Laboratoire 1.a, Laboratoire 1.b, Laboratoire 2. La section droite des tuyaux corrugués est rectangulaire avec une envergure B=100mm et un cœur de veine D variant en fonction de la configuration. Les plaques sont corruguées latéralement sur toute ou partie de leur longueur L par l'intermédiaire de N cavités. Les configurations 1.a et 1.b sont identiques à l'exception de cavités amont (Laboratoire 1.b) qui ont été bouchées présentant un plateau de longueur Lp. Le matériau utilisé pour les configurations {L1.a} et {L1.b} est du plexiglas alors que la configuration {L2} est en aluminium. Les plaques ont une épaisseur de 20 mm.

Chaque cavité est caractérisée par sa profondeur H et son ouverture w. Le bord amont (respectivement aval) de chaque cavité est arrondi avec des rayons de courbure r_1 et (respectivement r_2). La corrugation présente un plateau dont la longueur est notée l. Cette géométrie impose un motif dont le pas est Pt qui vérifie :



$$Pt = w + r_1 + r_2 + l.$$

Figure 14 - Dimensions des veines corruguées étudiées.

Les dimensions des trois configurations étudiées au laboratoire sont consignées ci-dessous (Tableau 2).

Configuration Dimensions	Laboratoire 1.a {L1.a}	Laboratoire 1.b {L1.b}	Laboratoire 2 {L2}
L	2 m	2 m	1 m
D	20 mm	20 mm	7,8 mm
Pt	20 mm	20 mm	20 mm
Н	10 mm	10 mm	5,6 mm
W	10 mm	10 mm	3,4 mm
r_1	3 mm	3 mm	2,8 mm
r_2	0 mm (saillant)	0 mm (saillant)	3,5 mm
ī	7 mm	7 mm	10,3 mm
Ν	100	92	50
Lp	0 mm	160 mm	0 mm

Tableau 2 - Dimensions des installations expérimentales étudiées.

2.3. Description de l'environnement acoustique de la soufflerie

Avant d'effectuer toute expérience, nous avons souhaité évaluer les caractéristiques de l'environnement acoustique de l'installation en laboratoire. Les tuyaux corrugués n'étant pas isolés d'un point de vue acoustique de la soufflerie, il a été nécessaire d'étudier les caractéristiques acoustiques du couplage entre le tuyau et la partie amont.

Nous avons isolé l'ensemble veine corruguée et boîte aval de la soufflerie. Pour cela, nous avons dans un premier temps placé un haut-parleur en sortie du tuyau {L1.a} en paroi d'une boîte d'accouplement. Nous avons ensuite décidé de boucher la partie amont (Figure 15).



Figure 15 - Schéma de l'expérimentation sur l'environnement acoustique de la soufflerie et position des capteurs (fil chaud • et microphone *) et du haut-parleur : (a) tuyau ouvert-ouvert avec partie amont, (b) tuyau fermé-ouvert sans partie amont.

Pour la configuration avec partie amont, un fil chaud (FC) a été placé à l'entrée du tuyau corrugué (Figure 15 (a)). Afin de pouvoir utiliser le fil chaud, un écoulement est imposé à faible débit par la soufflerie au voisinage de 2,5 m/s. Le haut-parleur nous permet de délivrer un bruit blanc sur une bande de fréquences comprise entre 150 Hz et 1kHz. L'acquisition se fait à une fréquence d'échantillonnage de 40 kHz pendant 100 secondes. La température lors de ces mesures étaient de $T_0 = 298,8 K$.

Pour la configuration sans partie amont, nous avons bouché l'entrée du tuyau corrugué afin de nous affranchir de la contribution de la partie amont de la soufflerie. La boîte aval reste présente et le hautparleur demeure dans la même configuration que précédemment. Pour cette expérience, la soufflerie n'étant plus utilisable, une sonde microphonique est employée afin de réaliser les relevés (Figure 15 (b)). Les mesures détaillées précédemment ayant été extrêmement difficile à mettre en œuvre lors de l'excitation par bruit blanc, nous avons choisi ici de produire une excitation par balayage de fréquence. Le haut-parleur délivre donc un balayage linéaire sur une bande de fréquences comprise entre 150 Hz et 1kHz sur 200 secondes. L'acquisition se fait à une fréquence d'échantillonnage de 40 kHz pendant la même durée. La température lors de ces mesures était de $T_0 = 296,5 K$. Les fréquences des modes propres théoriques pour un tuyau corrugué ouvert-ouvert sont données ci-dessous [53] :

$$f_n = (n+1)\frac{c_{eff}}{2(L+2\delta L)}.$$

Où δL correspond à la correction de longueur liée à la position des nœuds de pression aux extrémités du tuyau (légèrement à l'extérieur de la veine) et l'expression de la vitesse du son effective c_{eff} est adaptée à une veine 2D dans [53] :

$$c_{eff} = c_0 \frac{1}{\sqrt{1 + 0.83 \cdot \frac{wH}{Pt} \cdot \frac{w}{w+r} \cdot \frac{2(B+D)}{BD}}}$$

Où c_0 correspond à la vitesse du son dans l'air à une température T_0 donnée.

Les fréquences des modes propres théoriques pour un tuyau corrugué fermé-ouvert sont données par la formule (équation (14) adaptée dans le cas fermé-couvert) suivante :

$$f_n = \frac{(1+2n)c_{eff}}{4(L+\delta L)}.$$

Où $\delta L \approx 10 \ mm$, la correction de longueur sur la veine corruguée a été évaluée expérimentalement [55].

Après acquisition, nous traitons les signaux via le logiciel Matlab. Nous effectuons dans chaque cas une analyse spectrale. Cette dernière nous permet de caractériser les fréquences des modes excités par le bruit blanc et par le sinus glissant (balayage ou sweep). Pour le cas du bruit blanc, nous définissons les fréquences excitées en analysant le spectre sur des tranches de 10 secondes. Cette méthode nous permet de déterminer les fréquences modales obtenues expérimentalement avec une fenêtre d'incertitude sur les différentes fenêtres d'analyse. Pour le cas du sinus glissant, une analyse tempsfréquence est réalisée par ondelettes. L'excitation est importante pour une fine bande fréquentielle au cours du temps. Nous consignons dans le Tableau 3 ci-dessous les fréquences relevées expérimentalement ainsi que les fréquences théoriques des modes propres du tuyau corrugué.

Nous observons dans l'ensemble une bonne concordance (Tableau 3) qui laisse penser que les modes excités par le bruit blanc sont bel et bien ceux du tuyau corrugué. Les écarts relatifs sont tous inférieurs à 4/8 % à l'exception du premier mode. Pour les autres cas, des imprécisions de mesures peuvent expliquer les écarts entre valeur expérimentale et valeur théorique.

	Configuration avec partie amont		Configuration sans partie amont	
Mode	Fréquence relevée	Fréquence	Fréquence relevée	Fréquence
	expérimentalement	Théorique	expérimentalement	Théorique
	(Hz)	(Hz)	(Hz)	(Hz)
Mode 1	69 T 1 %	75	46 ∓ 2 %	37
Mode 2	149 ∓ 0,9 %	150	103 ∓ 0,5 %	112
Mode 3	218 ∓ 1,1 %	224	184 ∓ 0,6 %	186
Mode 4	291 ∓ 2 %	299	263 ∓ 0,5 %	261
Mode 5	360 ∓ 1,1 %	373	340 ∓ 0,4 %	336
Mode 6	431 ∓ 1,8 %	449	400 ∓ 0,8 %	411
Mode 7	506 ∓ 0,9 %	523	495 ∓ 0,9 %	485
Mode 8	591 ∓ 1,1 %	598	582 ∓ 1,1 %	560
Mode 9	660 ∓ 1,5 %	673	660 ∓ 0,9 %	635
Mode 10	746 ∓ 1,2 %	748	769 ∓ 0,8 %	710
Mode 11	812 ∓ 1,1 %	822	827 ∓ 0,6 %	784
Mode 12	894 ∓ 0,9 %	897	879 ∓ 0,5 %	859
Mode 13	976 ∓ 0,8 %	972		

Tableau 3 - Comparaison entre les fréquences des modes théoriques du tuyau corrugué seul avec les fréquences relevées expérimentalement dans le cas d'une excitation par bruit blanc (respectivement par balayage) pour les deux configurations.

La configuration sans partie amont nous laisse penser que le premier mode excité est davantage dû à un ensemble résonant qu'au tuyau seul. En effet, pour les basses fréquences, le tuyau corrugué n'apparaît plus comme isolé. Pour le calcul des modes, les boîtes aval $(l_{b-aval} = 160 \text{ mm})$ et amont $(l_{b_amont} = 170 \text{ mm})$ initialement censées découpler le tuyau corrugué de l'extérieur doivent être prises en compte dans l'ensemble résonant. Elles sont responsables d'une augmentation de longueur apparente du tuyau corrugué $(L_{app} = l_{b-aval} + l_{b_amont} + L = 2,33m)$. En augmentant la longueur, la longueur d'onde des modes est plus importante, diminuant ainsi la fréquence de résonance. La fréquence théorique du premier mode pour une longueur apparente L_{app} vérifie :

$$f_0 = \frac{c_{eff}}{2L_{app}} = 64 \ Hz$$

En revanche, pour le tuyau fermé-ouvert, il semblerait que le premier mode excité soit plus dû à une diminution de la longueur parcourue par l'onde puisque la fréquence relevée expérimentalement est plus grande que la fréquence théorique. Le modèle ici n'est pas représentatif de ce que nous observons expérimentalement pour les basses fréquences.

En conclusion, le premier mode est difficilement observé lors d'une excitation acoustique comme cela avait été relevé pour les observations aéroacoustiques [1]. De plus nous devons garder en mémoire cette caractérisation lors de nos études ultérieures puisqu'elle permet d'identifier les différentes fréquences des modes longitudinaux acoustiques.

Finalement, nous avons réalisé une dernière étude utilisant de nouveau la soufflerie avec un écoulement aux alentours des 2 m/s. Le haut-parleur est désormais positionné au sommet de la boîte amont. La boîte aval est quant à elle ôtée. Un fil chaud est placé en amont du tuyau corrugué et nous positionnons le microphone à l'intérieur du tuyau corrugué. Nous déplaçons longitudinalement ce dernier de l'entrée du tuyau jusqu'à son milieu avec un pas de 2 cm (Figure 16). L'utilisation de ces deux sondes va nous permettre de visualiser les modes acoustiques à l'intérieur de la veine.



Figure 16 - Schéma de l'expérience du déplacement du micro.

Pour cette expérience, le haut-parleur nous permet de délivrer un signal sinusoïdal avec un balayage linéaire sur une bande de fréquences comprise entre 50 Hz et 1,5 kHz pendant 150 secondes. Cette émission de balayage est réitérée pour chaque position de la sonde microphonique. L'acquisition se fait à une fréquence d'échantillonnage de 40 kHz pendant 150 secondes. La température lors de ces mesures étaient de $T_0 = 293,1 K$.

Nous calculons les spectres croisés entre les grandeurs de vitesse et de pression mesurées respectivement par fil chaud et microphone : la partie cohérente des deux signaux est due à l'acoustique. En effet la pression relevée par le micro P_{micro} et la vitesse relevée par le fil chaud u_{FC} s'écrivent :

$$\begin{cases} P_{micro} = P_{acous} \\ u_{FC} = \overline{u_{FC}} + u_{acous} \end{cases}$$

Où P_{acous} représentent la pression acoustique et $\overline{u_{FC}}$, u_{acous} représentent la vitesse moyenne et la vitesse acoustique.

Nous avons identifié des cartographies spectrales des spectres croisés en fonction de la position du microphone (Annexe 1). Nous déterminons les fréquences excitées à partir de cette analyse couplée avec une indétermination autour de la fréquence identifiée. La quasi-totalité des modes est identifiable par le biais de cette méthode. De plus, nous retrouvons bien les fréquences des modes longitudinaux du tuyau corrugué proposées dans le Tableau 3, valeurs que nous consignons dans le Tableau 4.

Mode	Fréquence relevée expérimentalement (Hz)	Fréquence Théorique (Hz)
Mode 1	60 T 2 %	75
Mode 2	147 ∓ 0,8 %	150
Mode 3	220 ∓ 1 %	224
Mode 4	Non observée	299
Mode 5	Non observée	373
Mode 6	434 ∓ 1,2 %	449
Mode 7	Non observée	523
Mode 8	600 ∓ 0,9 %	598
Mode 9	670 ∓ 1,3 %	673
Mode 10	744 ∓ 1,8 %	748
Mode 11	812 ∓ 2 %	822
Mode 12	887 ∓ 3 %	897
Mode 13	961 ∓ 1,5 %	972
Mode 14	1033 ∓ 1 %	1047
Mode 15	1113 ∓ 1,2 %	1122
Mode 16	1194 ∓ 1,8 %	1196
Mode 17	1266 ∓ 3 %	1271
Mode 18	1339 ∓ 1,9 %	1345
Mode 19	1408 ∓ 2 %	1420
Mode 20	$1478 \mp 2.05 \%$	1494

 Tableau 4 - Comparaison entre les fréquences des modes théoriques du tuyau corrugué seul avec les fréquences relevées expérimentalement dans le cas d'une excitation par balayage.

Nous observons dans l'ensemble une très bonne concordance entre les modes observés expérimentalement et les modes du tuyau corrugué. Seul le mode 1 ne présente pas la même fréquence. Nous retrouvons ici, une réponse fréquentielle au voisinage des 60 Hz. Cette fréquence plus faible que la fréquence du mode théorique semble correspondre à une augmentation apparente de longueur du tuyau. A basse fréquence, la partie amont n'est plus véritablement découplée du tuyau corrugué.

Afin de vérifier que nos résultats sont bien cohérents avec ceux qui avaient été obtenus lors des études préalables au laboratoire [55], nous pouvons calculer la célérité du son effective dans le tuyau corrugué ainsi qu'observer la correction de longueur. Pour cela nous observons un mode particulier, le mode 20 (Figure 17).

A partir de la Figure 17, nous sommes capables d'identifier la longueur d'onde du mode 20 λ_{20} . Connaissant la fréquence de ce mode, il est alors possible de calculer la célérité apparente du son à l'intérieur du tuyau corrugué :

$$c_{eff} = \lambda_{20}. f_{20} \approx 299 \, m. \, s^{-1}.$$



Figure 17 - Pression à l'intérieur de la veine corruguée le long de l'axe de symétrie : mode 20.

Ce résultat est en accord parfait avec les études antérieures menées à l'IRPHÉ [53] qui donnait pour une température $T_0 = 293 K$:

$$c_{eff_{expé}} \approx 299 \, m. \, s^{-1}$$

La correction de longueur est également très proche pour le mode 20 de ce qui avait été observé pour le mode 8 de notre tuyau corrugué [55] :

$$\delta L \approx 2,3 \ cm \sim \delta L_{[55]} \approx 1,8 \ cm$$

2.4. Mesures en configuration industrielle

Dans le cadre de la thèse, des expériences ont été réalisées sur des risers industriels. Des expériences de caractérisation acoustique avec écoulement ont été menées à Poitiers (CESAME). Ces tests ont eu lieu en extérieur. Lors de l'expérience de Poitiers, un Riser 6 pouces (152,4 mm de diamètre interne, Figure 18) a été testé. Cette dernière étude correspond à la configuration « Industrielle » (I).

Un test de « Flow Induced Pulsation » (FLIP) a été réalisé fin 2016 en collaboration avec trois parties: TOTAL / TechnipFMC / CNRS (LMA + IRPHÉ). L'un des objectifs de l'essai était de reproduire le phénomène FLIP avec un tuyau flexible complet à l'échelle industrielle. Les deux directions d'écoulement ont dû être testées pour une gamme complète de pression et de débit massique. La géométrie mise à l'essai était une conduite flexible à alésage brut de dix-huit mètres de long (c'est-à-dire comprenant une carcasse verrouillée réelle) avec un diamètre interne de six pouces. Le prototype de la fabrication industrielle avait de véritables raccords d'extrémité, ce qui le rendait très similaire à une configuration de riser réelle. La campagne d'essais visait également à mieux comprendre la nature même de l'onde acoustique générée à l'intérieur de la conduite. C'est pourquoi plusieurs capteurs précis ont été répartis pour qualifier au mieux le phénomène.



Figure 18 - Photographies de l'installation de Poitiers : sortie au niveau de la vanne de contre-pression (à gauche) et entrée de la partie corruguée.

Contrairement à la partie précédente, la section droite des tuyaux corrugués est circulaire avec un diamètre D. Les tuyaux sont corrugués latéralement sur toute leur longueur L par l'intermédiaire de N cavités à symétrie hélicoïdale. Chaque cavité (Figure 19) est caractérisée par sa profondeur H et son ouverture w. Le bord amont de chaque cavité est arrondi avec des rayons de courbure r_1 et r_2 . La corrugation présente un plateau dont la longueur est notée l.



Figure 19 - Schéma de la nomenclature des dimensions d'une cavité.

Les dimensions des deux configurations étudiées lors de ces tests acoustiques sont consignées (Tableau 5) ci-dessous.

Configuration	Riser
Dimensions	
L	18,34 m
D	152,4 mm
Pt	19,51 mm
Н	6 mm
W	1,68 mm
r_1	3 mm
r_2	3,75 mm
l	11,08 mm
Ν	≈940

Tableau 5 - Dimensions des risers testés expérimentalement.

L'essai a été réalisé avec un gaz sec. Le flexible corrugué de 18 mètres est alimenté en air comprimé à 200 bars à partir d'un réservoir de 200 m^3 . Le riser est précédé et suivi de tubulures qui rejoignent respectivement le réservoir en amont et une vanne de contre-pression en aval. Cette soupape de pression en aval contrôle la pression intérieure p_i (1 bar $\leq p_i \leq 42$ bars) du tuyau pendant les essais avec une ouverture pouvant varier manuellement entre 5° et 90°. Les vitesses d'écoulement imposées sont comprises entre 5 et 80 m/s. Les capteurs sont positionnés au niveau des manchettes de mesure puisque la partie corruguée n'est pas accessible pour le positionnement des capteurs (Figure 20).



Figure 20 - Schéma de l'expérience de Poitiers.

Afin de tester le phénomène FLIP, le débit massique Q_m était fixé (imposé par le CESAME) la pression étant le paramètre de balayage. Ainsi, afin d'obtenir une vitesse d'écoulement croissante pour un débit massique donné, la pression devait être diminuée.

À chacune de ses extrémités, le tuyau corrugué était équipée de manchettes amont et aval sur lesquelles étaient fixés sur chacune un capteur de vitesse fil chaud (Dantec Dynamics), une sonde de température, un capteur de pression (Kulite) et trois microphones de sonde GRAS séparés par 0,4 m et 0,5 m. Les mesures des capteurs sont collectées dans une station de contrôle. Tous les signaux ont été numérisés à l'aide d'un analyseur multicanal synchrone NetDB (01dB-Metravib) à une fréquence d'échantillonnage de 25 600 Hz. Pour chaque essai, la vitesse de l'écoulement à l'intérieur du tuyau a été augmentée pas à pas jusqu'à atteindre la valeur maximale désirée, puis maintenue constante pour permettre des enregistrements de longue durée. La durée de chaque test est voisine des 10 minutes.

2.5. Méthode de Lattice Boltzmann et Powerflow

La méthode de Lattice Boltzmann (LBM) est basée sur des modèles de physique statistique traduisant le déplacement de particules sur un maillage. Ces particules sont représentées sous la forme de densité de probabilité de présence. Un modèle de collision est ajouté dans le but de décrire le comportement de deux particules se rencontrant.



Figure 21 - Fonction de densité de probabilité en fonction des neuf vitesses possibles pour les particules dans le cas D2Q9.

L'équation de Boltzmann discrète avec l'approximation de Bhatnagar-Gross-Krook (BGK) [61] régit l'évolution de la fonction de densité de probabilité f_i (voir (10)) pour les mailles bidimensionnelles à neuf directions de vitesses (D2Q9, Figure 21) utilisées dans la présente étude. Les ξ_i (i = 0,...,8) correspondent aux neuf directions de déplacement possibles pour les particules dans l'espace discrétisé et probabiliste. Les fonctions $f_i(x,t) = f(x,\xi_i,t)$ (i = 0,...,8) correspondent à la densité de probabilité caractérisant la présence d'une particule à la position x, à l'instant t, et possédant une direction de propagation ξ_i . Ces dernières vérifient :

$$\frac{\partial f_i}{\partial t} + \xi_i \cdot \nabla f_i = -\frac{1}{\tau} (f_i - f_i^{EQ}),$$

où f_i^{EQ} est la densité de probabilité discrète en absence de collision entre particules, f_i^{EQ} est généralement fixé au développement du second ordre de la distribution de vitesse de Maxwell :

$$f_i^{EQ}(\rho, u) = w_i \rho \left(1 + \frac{\xi_i \cdot u}{c_{LB}^2} + \frac{(\xi_i \cdot u)^2}{2c_{LB}^4} - \frac{u^2}{2c_{LB}^2} \right)$$

où *u* est le vecteur de la résultante de vitesse, $w_0 = \frac{4}{9}$, $w_{1,\dots,4} = \frac{1}{9}$, $w_{5,\dots,9} = \frac{1}{36}$ sont les points d'intégration de Gauss correspondants aux ξ_i . $c_{LB} = \frac{1}{\sqrt{3}}$ est la constante de la « lattice ». τ est le temps de relaxation lié à la viscosité du fluide.

En intégrant l'équation de Boltzmann pour chaque ξ_i , avec un pas spatial $\Delta x = 1$, notant e_i le vecteur unitaire pointant dans la direction du déplacement ξ_i , et supposant que les particules se déplacent d'une cellule de la lattice à chaque pas de temps Δt (i.e. $\Delta x e_i = \Delta t \xi_i$), nous obtenons l'équation de Lattice Boltzmann (LBE) :

$$f_i(\boldsymbol{x} + \boldsymbol{e}_i, t + \Delta t) - f_i(\boldsymbol{x}, t) = -\frac{\Delta t}{\tau} (f_i(\boldsymbol{x}, t) - f_i^{EQ}(\boldsymbol{x}, t)).$$

Cette équation de Lattice Boltzmann donne la densité de probabilité $f_i(\mathbf{x} + \mathbf{e}_i, t + \Delta t)$ en fonction des instants précédents. En définissant des conditions initiales $f_i(\mathbf{x}, 0)$, l'équation devient soluble et nous trouvons alors les densités de probabilité à chaque instant en incrémentant le temps d'un pas de temps et en propageant la solution.

L'analyse de Chapman-Enskog [62] montre que si nous nous limitons aux grandes longueurs d'onde, basse fréquence, la LBE revient exactement à l'équation de Navier-Stokes pour les fluides faiblement compressible avec une équation d'état donnée par : $P = \rho c_0^2$ où P est la pression et $c_0 = 343 m/s$ est la vitesse du son dans l'air. La viscosité cinétique du fluide est :

$$v = c_0^2 \left(\tau - \frac{\Delta t}{2} \right).$$

Le densité du fluide ρ au niveau macroscopique (14) et la vitesse u (15) sont alors donnés respectivement par le calcul des moments de la fonction de densité discrète f_i :

Densité :

Quantité de mouvement :

$$\rho = \sum_{i} f_{i} = \sum_{i} f_{i}^{EQ},$$
$$\rho u = \sum_{i} \xi_{i} f_{i} = \sum_{i} \xi_{i} f_{i}^{EQ}.$$

La méthode de Lattice Boltzmann permet alors de faire le lien entre l'étude microscopique et une représentation à l'échelle macroscopique. Il est ainsi possible de retrouver les équations de Navier-Stokes qui régissent tous les écoulements. La dynamique du gaz d'un point de vue macroscopique est le résultat du comportement collectif des particules à l'échelle microscopique. C'est pourquoi la théorie cinétique des gaz est particulièrement adaptée.

La résolution de ces équations de Navier-Stokes, insolubles analytiquement jusqu'alors est un des principaux problèmes concernant la mécanique. De nombreuses méthodes de calculs algébriques ont été utilisées afin de pouvoir trouver des solutions approchées à ces équations non-linéaires. Très souvent, la résolution se fait à une échelle macroscopique comme pour les méthodes des éléments finis, des différences finies ou des volumes finis. La méthode de Lattice Boltzmann et son application à la CFD sont assez nouvelles. Elle est exploitée industriellement et développée par des codes de calcul que depuis les années 2000. Issue de la Lattice Gas Automata (1973, LGA) créée par Pazzis et Pomeau, la LBM présente des avantages pour la résolution des équations de Navier Stokes et la modélisation des phénomènes aéroacoustiques.

Un des intérêts principaux de la LBM est de transcrire la compressibilité et donc d'apporter les phénomènes acoustiques bien qu'une limitation sur le nombre de Mach soit présente. La capacité de la LBM à simuler la propagation des ondes acoustiques est présentée dans [63]. Des développements récents du comportement acoustique LBM sont proposés dans [64]. Bien que limité aux écoulements faiblement compressibles, cette méthode est efficace pour prédire les écoulements instationnaires. Elle peut ainsi être utilisé pour simuler les ondes acoustiques dans un écoulement turbulent [65]. La méthode de Lattice Boltzmann est basée sur la théorie cinétique des gaz et l'équation de transport de Boltzmann ainsi que sur la théorie cinétique des fluides.

Par ailleurs, la LBM présente l'avantage de pouvoir être facilement parallélisée. Cela la rend particulièrement indiquée dans le cadre de l'utilisation de clusters ce qui est le cas dans le laboratoire de l'IRPHÉ. Ce dernier possède 292 nœuds de calcul. Les clusters permettent de paralléliser les calculs. Il s'agit là de regrouper plusieurs processeurs indépendants appelés nœuds et d'utiliser leurs ressources. Cela permet une gestion globale ainsi qu'un dépassement des limitations d'un calculateur séquentiel avec notamment une augmentation de la disponibilité, une facilitation de la montée en charge et la possibilité d'une répartition en charge.

Nous avons mené une étude spécifique de la modélisation par la méthode de Lattice-Boltzmann. Cette dernière permet notamment de modéliser simultanément les phénomènes acoustiques et aérodynamiques, et ce contrairement à d'autres méthodes de calcul régulièrement utilisées pour modéliser en mécanique des fluides. Plusieurs logiciels l'utilisent : le logiciel commercial Powerflow (EXA) et le logiciel libre Palabos en font partie.

Le logiciel Palabos avait déjà été utilisé au laboratoire pour effectuer des simulations sur la géométrie du laboratoire [53] comme cela a été explicité dans 1.2.7.

La Figure 22 tirée de [53] présente la somme des spectres de densité le long de l'axe de symétrie (pas de 4,2 mm), représentée en fonction de la fréquence adimensionnelle $\frac{f}{f_0}$. La méthode de Lattice-Boltzmann produisant des variables sans dimension, il convient de redimensionner les fréquences par la fréquence f_0 correspondant à la fréquence acoustique longitudinale pour un tuyau de longueur L = 420 mm et des conditions aux limites de type Neuman-Dirichlet. Les trois fréquences relevées correspondent aux modes 1, 4 et 6 alors qu'une seule vitesse d'écoulement a été imposée dans le fluide $V_0 = 16 \text{ m/s}$.



Figure 22 - Spectre croisé normalisé de la densité ρ (cf Journal of Turbulence, Amielh et al. [55]).

Devant la difficulté d'adapter Palabos à la modélisation du phénomène et son manque de flexibilité par rapport au maillage, nous nous sommes tournés vers l'utilisation d'un autre logiciel utilisant la méthode de Lattice-Boltzmann : Powerflow. L'utilisation de ce dernier présentait plusieurs avantages dont la simplification des maillages et les temps de calcul. Powerflow présente également l'avantage de posséder une hotline qui permet notamment d'interagir sur les problèmes pouvant être rencontrés.

2.6. Matériel et étude de scalabilité

La première étude numérique que nous avons menée est liée à l'utilisation du code et à son bon fonctionnement avec le cluster présent au laboratoire. Il s'agissait d'une étude de scalabilité qui consiste à observer la durée du calcul en fonction du nombre de cœurs utilisés (1, 2, 4, 8, 12, 16, 24, 32, 48, 56, 60, 62, 63, 64 cœurs). Afin de faire cette étude, nous avons préparé un calcul en deux dimensions (Figure 23). Il s'agissait de préparer un calcul rapide sans nécessairement en attendre des résultats sur les phénomènes mis en jeu. Seul le gain de temps en fonction du nombre de cœurs utilisés est à l'étude ici.



Figure 23 - Domaine de simulation sur la géométrie du tuyau corrugué installé à IRPHÉ.

Nous avons donc réalisé un calcul 2D sur les dimensions du tuyau corrugué présent au laboratoire $\{L1.a\}$. Tout le paramétrage du calcul est détaillé dans le Tableau 6 ci-dessous. A la vue de notre étude, le paramètre le plus important est évidemment la durée de la simulation soit 500 pas de temps.

	Inlet	Outlet	Maillage	Durée de simulation
Ecoulement	Vitesse constante et uniforme U ₀ = 19 m/s	$\begin{array}{l} Pression: \\ P_{outlet} = P_{atm} \\ = 101325 \ Pa \end{array}$	600K mailles	500 pas de temps

Tableau 6 - Paramètres de la simulation numérique (POWERFLOW) pour l'étude de scalabilité.

Nous traçons donc l'évolution de la durée du calcul en fonction du nombre de cœurs (Figure 24). Notre étude laisse apparaître une loi inverse entre les deux variables. La représentation loglog donnant une droite de pente -1, l'identification de la loi est claire.



Figure 24 - Evolution de la durée du calcul en fonction du nombre de cœurs utilisés : (a) représentation linéaire, (b) échelle logarithmique.

Lorsque nous effectuerons des calculs, il s'agira d'effectuer un compromis entre durée de calcul, nombre de cœurs utilisés et nombre de configurations à simuler.

2.7. Paramétrage de la simulation numérique : modèles 1 et 2

Les simulations numériques visaient à modéliser les phénomènes aéroacoustiques rencontrés expérimentalement. Deux modèles ont été testés. Nous présentons ici ces deux modèles. Au niveau du premier modèle, une veine corruguée seule a été modélisée alors que pour le second modèle des chambres amont et aval ont été ajoutées à la veine afin d'obtenir une meilleure représentation de l'acoustique. Une comparaison des résultats de ces deux modèles sera présentée plus loin (3.1).

Pour le premier cas, la veine corruguée {L1.a} a été représentée en 2D : Modèle 1 (Figure 25). Concernant les conditions aux limites, nous avons imposé une vitesse en entrée et une pression à la sortie.



Figure 25 - Modèle 1 : Domaine de simulation sur la géométrie du tuyau corrugué installé à IRPHÉ.

Plusieurs problèmes ont résulté de ce modèle. Les deux premiers étaient prévisibles puisqu'il s'agissait dans un premier lieu de l'absence de veina contracta à l'entrée du tuyau résultant de l'absence de réduction de section entre l'amont de la veine et la veine. Ce phénomène semble prépondérant au niveau de notre installation expérimentale, il semblait nécessaire de bien le représenter afin d'affiner la simulation numérique.

Deuxièmement, les conditions aux limites imposées résultent de la simulation d'une veine corruguée fermée (entrée de vitesse) et ouverte (sortie en pression) d'un point de vue acoustique. Cette condition de Neumann-Dirichlet diffère du cas expérimental où le tuyau vérifie des conditions ouvert-ouvert, soit Dirichlet-Dirichlet. De plus, la correction de longueur ne pouvait pas apparaître naturellement en sortie du tuyau puisque la condition de Dirichlet était imposée à la sortie de la veine.

Finalement, la turbulence 2D était mal représentée sur le plan numérique. Cela était dû à une mauvaise représentation des niveaux acoustiques, surestimés.

Ainsi, cela nous a poussés à simuler un deuxième modèle (Modèle 2) plus représentatif de la physique de notre installation expérimentale. Des chambres aval et amont ont été ajoutées aux extrémités de la veine corruguée afin de résoudre les différents problèmes précités (Figure 26). La chambre amont a été ajoutée afin de solutionner les deux premières difficultés.

Cette dernière est constituée d'un tranquiliseur et d'une boîte représentant la partie amont de notre installation. L'ajout d'un tranquiliseur assurait le bon comportement de la simulation et un fluide parfaitement développé en amont de la veine corruguée. De plus, l'ajout de la boîte amont entre le tranquiliseur et la veine permettait un brusque changement de section garantissant l'apparition de la veina contracta et une condition acoustique de Dirichlet en entrée de la veine.

La chambre aval quant à elle, venait résoudre le dernier problème du Modèle 1. En effet, nous cherchons à réduire les niveaux acoustiques dans la veine en faisant irradier l'énergie à l'extérieur de la veine et en la dissipant. Les conditions aux limites aux extrémités de cette chambre sont définies par une pression constante égale à pression atmosphérique. De plus, cette chambre possède des zones à viscosité variable et croissante assurant ainsi une dissipation progressive des ondes acoustiques. Par conséquent, la turbulence sera mieux représentée puisque l'acoustique sera moins dominante. Les trois configurations expérimentales $\{L1.a\}, \{L1.b\}$ et $\{L2\}$ ont été simulées en utilisant ce modèle.

Nous nous attardons sur le paramétrage de la configuration {L1.a} du Modèle 2 constituant une base de paramétrage pour les différents cas étudiés.

Les mailles fluides sur Powerflow sont générées automatiquement dans un domaine fluide d'ensemble rectangulaire. Lors de l'intersection entre des mailles fluides et les solides représentant la géométrie de la veine, une surface de contact est introduite. Les mailles fluides à l'intérieur de cette surface de contact (côté solide) sont alors ignorées lors de la simulation. Nous avons la possibilité d'introduire de générer différentes tailles de mailles. Cependant afin d'assurer une continuité au niveau des mailles de calculs, deux mailles successives doivent posséder un rapport de taille égal soit à 1 soit à 2.



Figure 26 - Modèle 2 : Domaine de simulation sur les géométries de l'installation expérimentale : zones à viscosité variable et maillage.

Dans notre cas, le maillage devient de plus en plus lâche lorsque nous nous éloignons de la veine corruguée. Cela permet notamment de réduire considérablement le temps de calculs sans perdre en précision des résultats. Les zones à viscosité variable sont imbriquées avec les différentes zones de maillages comme cela est représenté sur la Figure 26. La taille la plus fine de maillage est définie en positionnant 100 points sur la longueur caractéristique correspondant à la cavité vue par le fluide : r + w = 12,5 mm. La maille la plus fine prend donc la valeur suivante : $\Delta x_{mesh-fine} = \Delta x_{mf} = 1,25 \, 10^{-4} m$. Ces dernières sont situées depuis la base des cavités jusqu'à une hauteur r + w sur toute la longueur L de la veine corruguée.

Le deuxième niveau de maillage est situé sur la partie centrale de la veine et correspond à un rapport $\frac{\Delta x_{mesh-fin}}{\Delta x_{mesh}} = 0.5$ Onze niveaux de discrétisation sont définis imposant donc la taille des plus grosses mailles à 0.25 m étant donné qu'entre deux niveaux successifs de maillage, la taille des mailles est doublée. Nous traçons notamment les évolutions de la viscosité et de la taille des mailles le long de l'axe de symétrie de la veine corruguée (Figure 27).



Figure 27 - Taille des mailles et viscosité adimensionnées le long de l'axe de symétrie du Modèle 2 / {L1.a}.

Cette définition du maillage donne un domaine de simulation de 20 mètres par 24 mètres (Figure 28 (a)). La géométrie de la veine corruguée est définie par les dimensions suivantes (L=2m et D=20mm) (Figure 28 (b)). A l'entrée du domaine, une vitesse uniforme est imposée alors qu'à la sortie une condition de pression est assurée.



Figure 28 - Domaine de calcul pour le modèle 2 / {L1.a} : (a) Domaine complet, (b) Zoom au niveau de l'entrée de la veine corruguée.

Nous consignons les différents paramétrages des simulations numériques pour les deux modèles et pour chaque géométrie de veine corruguée (Tableau 7).

	Modèle 1		Modèle 2	
Géométries testées	{L1.a}	{L1.a}	{L1.b}	{L2}
Inlet	Vitesse	Vitesse	Vitesse	Vitesse
Outlet	Pression : $P_{outlet} = P_{atm}$ = 101325 Pa	Pression : $P_{outlet} = P_{atm} = 101325 Pa$		
Maillage	2m x 30 mm 2 niveaux, 3.867.200 voxels	20m x 24m 11 niveaux, 4.892.368 voxels	20m x 24m 11 niveaux, 4.789.966 voxels	18m x 20m 10 niveaux, 9.562.898 voxels
Maillage le plus fin	125 μm	125 μm	125 μm	66 µm
Durée de simulation	1 seconde, 4.893.808 pas de temps	1 seconde, 4.893.808 pas de temps	1 seconde, 4.893.808 pas de temps	1 seconde, 9.175.890 pas de temps
Processeurs	24 processeurs	32/48 processeurs		

Tableau 7 - Description du paramétrage des deux modèles réalisés sous Powerflow.

Afin d'initialiser nos calculs, nous lançons une première simulation en ôtant les deux niveaux de maillage les plus fins. Cela permet de simuler une seconde de temps physique en une durée de calculs bien plus faible. Bien que cette première simulation ne résolve pas tous les niveaux de modélisation souhaités, notamment au niveau acoustique, elle donne une première allure de l'écoulement. Cela permet de faire converger plus rapidement le résultat de la simulation à maillage fin et ce, en initialisant avec le résultat de la simulation à maillage grossier.

La réalisation du premier modèle de simulation et des études préliminaires nous ont permis d'aboutir à un modèle représentatif de notre installation expérimentale comme nous le verrons dans le Chapitre 3. Ce modèle 2 nous a permis de simuler les différentes géométries étudiées expérimentalement alors qu'un seul cas de vitesse n'a été testée sur le modèle 1.

Chapitre 3. Caractérisation numérique et expérimentale du phénomène aéroacoustique sur des plaques corruguées

L'objectif de ce chapitre est d'étudier les champs acoustiques et aérodynamiques dans une veine corruguée dans des conditions de sifflement. Pour cela des mesures microphoniques, par fil chaud et PIV sont utilisées. Précédemment, l'expérience étudiée à l'IRPHÉ a été l'objet d'une publication [55]. Il y a notamment été mis en évidence que l'ajout d'un signal fort à une fréquence très inférieure à la fréquence de sifflement du canal, dans certaines conditions, éteignait le sifflement. Dans cette étude, il restait cependant un sifflement résiduel intermittent. Ce sifflement résiduel a été utilisé pour analyser la source aéroacoustique. Un modèle de l'écoulement dans une veine corrugué, basé sur une technique de Boltzmann, adapté à la modélisation d'écoulement compressible aux faibles nombres de Mach avait été confronté aux résultats expérimentaux.

Dans cette partie, nous présentons le phénomène aéroacoustique en jeu, responsable de l'apparition du sifflement lors du passage d'un écoulement dans une veine corruguée. Nous abordons brièvement les points essentiels caractérisant le phénomène acoustique en mettant particulièrement l'accent sur la résonance acoustique, l'amplification acoustique, le nombre de Strouhal et l'effet de la veina contracta sur notre installation. Nous nous appuierons notamment sur les résultats de la thèse de Nakiboğlu [66] afin de servir de base de comparaison.

Les installations expérimentales étudiées ont été détaillées dans la section 2.2 et correspondent aux veines corruguées {L1.a}, {L1.b} et {L2}. Pour information, la géométrie des cavités de {L2} correspond à une homothétie des cavités d'un Riser 6 pouces. Elle visait donc à constituer un premier modèle caractérisant un Riser. Afin de réaliser cette étude, nous nous appuyons sur les techniques de mesure présentés plus tôt et notamment l'anémométrie par fil chaud.

Comme l'indiquent les simulations par Lattice Boltzmann du flux sur une seule cavité [67], l'émission de bruit qui se produit lors du passage d'un écoulement dans un tuyau corrugué est associée à la formation de tourbillons. Ces vortex sont transportés par le fluide vers le bord aval de la cavité dans un mouvement de convection et contribuent à donner une puissance acoustique moyennée non nulle. Nous réalisons donc des simulations de type Lattice Boltzmann afin de modéliser le comportement de notre installation. Deux modèles bidimensionnels ont été testés. Nous présentons ici les résultats de ces deux modèles. Au niveau du premier paramétrage, une veine corruguée seule a été modélisée alors que pour le second paramétrage des chambres amont et aval ont été ajoutées à la veine afin d'obtenir une meilleure représentation de l'acoustique.

3.1. Résonance acoustique

La présence d'un décollement dans un écoulement agit comme une source d'instabilité pour les écoulements à haut nombre de Reynolds. Cette instabilité peut être une source acoustique. Dans les tuyaux corrugués, la génération du son est due à une oscillation entraînée par une interaction aéroacoustique, comme l'ont souligné Burstyn [1] et Cermak [1]. Le décollement du fluide se produisant au bord amont de chaque cavité, génère une couche de cisaillement. Cette couche est alors source d'instabilité. Ces écoulements instationnaires induisent une force sur les parois. La force de réaction des parois à cette force hydrodynamique est la source de bruit présentée par Gutin [68] et Curle [69].

De plus, dans le cas des tuyaux corrugués, la présence de conduit a pour effet d'introduire des conditions aux limites favorisant l'établissement d'un système d'ondes stationnaires. L'onde stationnaire acoustique produisant une impédance de sortie améliorée, le rayonnement sonore est donc plus important que lorsque la source acoustique est placée dans un milieu infini. Dans un tel cas, le système

se comporte comme une boucle de rétroaction instable avec le flux comme amplificateur (source d'énergie) et le mode acoustique comme filtre (Figure 29).

Si une vibration mécanique des parois est induite par la force de portance, ceci peut améliorer significativement la cohérence spatiale et donner un son plus intense avec une fréquence qui est ajustée entre la fréquence de Strouhal et la fréquence de résonance mécanique. Cependant, il est essentiel de réaliser qu'il n'est pas nécessaire que les parois vibrent pour qu'un son prennent naissance au sein du tuyau corrugué.



Figure 29 - Représentation schématique d'un tube corrugué : couches de cisaillement au niveau des cavités et champ acoustique pour une excitation du 2^{ème} mode longitudinal.

Considérons un tuyau corrugué de longueur L avec une répétition de géométrie de pas Pt et un volume de cavité unitaire V_c . En première approximation, le tube est décrit comme un tube de section transversale uniforme S dans lequel les ondes acoustiques se propagent à une vitesse du son effective c_{eff} différente de la vitesse du son c_0 en l'absence de corrugation dans le milieu. Elliott [34] propose une expression de la vitesse du son effective à partir des travaux de Cummings pour la propagation des ondes acoustiques basse fréquence ($f_{wh}Pt/c_0 \ll 1$) le long du tube :

$$c_{eff} = c_0 \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{V_c}{SPt}}}.$$

Les parois inférieure et supérieure de nos veines sont lisses, les parois latérales verticales corruguées ne représentent donc qu'un pourcentage Q de la surface interne du tuyau. Cette géométrie favorise la mise en résonance acoustique sur les modes longitudinaux du tuyau corrugué lorsqu'il est placé sous écoulement. La vitesse apparente des ondes est donnée par la formule de Cummings adapté à une veine corruguée pour les dimensions données dans 2.2 :

$$c_{eff} = c_0 \frac{1}{\sqrt{1 + Q \frac{wH}{Pt} \frac{w}{w+r} \frac{2(B+D)}{BD}}}$$

Où le quotient Q traduit le taux de corrugation des parois de la veine :

$$Q = \frac{B}{B+D}.$$

La discussion ici est limitée aux basses fréquences, $f_{wh}Pt/c_0 \ll 1$ de sorte que le flux acoustique dans les cavités peut être négligé. Les fréquences de résonance (f_n) pour une terminaison de tube ouverte-ouverte sont alors données par :

$$f_n = (n+1)\frac{c_{eff}}{2L_e},$$

où $c_0 = 346$ m/s est la vitesse du son dans l'air à une température $T_0 = 298$ K, L_e correspond à la longueur effective du tuyau d'un point de vue acoustique (position de la condition aux limites de

Dirichlet), δL correspond à la correction de longueur correspondante et vérifie pour un tuyau circulaire de rayon *R* :

$$L_e = L + \delta L = L + 0.85 R.$$

Dans le cas rectangulaire, aucun résultat de ce type n'est connu. Cependant il est possible d'obtenir une estimation fine de la longueur de correction en utilisant les résultats de Boji [70] et de Duan et Kirby [71]. Pour la géométrie rectangulaire étudiée ici, présentant un rapport d'aspect B/D = 5 dans les cas {L1}, en s'appuyant sur les résultats numériques présentés sur la Figure 6 [71], nous évaluons :

$$\frac{\delta L}{B/2} \approx 0,35$$

La correction de longueur évaluée expérimentalement [55] vérifie $\delta L \approx 10 \text{ mm}$, contre $\delta L \approx 17,5 \text{ mm}$ de manière théorique. Cette erreur d'évaluation provient de la présence d'une boîte positionnée en amont sur notre installation, imposant à la veine des conditions aux limites, légèrement différentes de conditions aux limites de Dirichlet.

Les valeurs théoriques de la vitesse du son effective et des fréquences fondamentales dans la veine corruguée sont consignées dans le Tableau 8 ci-dessous :

Configuration	C _{eff}	f_0
{ <i>L1</i> }	294 m/s	75 <i>Hz</i>
<i>{L2}</i>	331 m/s	170 <i>Hz</i>

Tableau 8 - Vitesses du son effective et fréquences du mode fondamental pour les cas d'études.

Les travaux antérieurs menés sur l'installation [55] ont donné une estimation expérimentale $c_{eff} \approx 299 \ m/s$ pour le cas {L1.a}. La présence de partie lisse en amont de la veine {L1.b} ne modifie de manière notable le résultat précédent.

Tonon et al. [24]ont étudié un tuyau à cavités latérales multiples possédant des arêtes vives $(H/D_{sb} = 1,15 \text{ où } H \text{ et } D_{sb}$ correspondent à la profondeur et au diamètre des branches latérales). Ils ont montré que les fréquences de résonance prédites par le modèle de Cummings sont en accord avec les fréquences mesurées avec une erreur maximale de 3%. Ces résultats ont ensuite été confirmés par Nakiboğlu [66] pour d'autres géométries. Deux particularités résident dans les configurations que nous avons étudiées dans les configurations du laboratoire peuvent être considérés comme bidimensionnelles (rapport d'aspect B/D = 5). Nous nous approchons donc des cas de ces tuyaux à cavités latérales multiples. Deuxièmement, nos configurations ont la particularité de posséder un rapport $D/2H \leq 1$ qui est une configuration jusqu'alors inexplorée dans la littérature.

Nous positionnons un fil chaud en amont de l'entrée de la veine (sondes Dantec Dynamics 55P05, X = -2 mm; Y = 10 mm, noir) et un dans la partie aval (Figure 30) de la veine corruguée (sondes Dantec Dynamics 55P11, X = L - 20 mm; Y = 0 mm, gris). Les acquisitions sont faites à une fréquence d'échantillonnage de 10kHz sur une durée de 30 s, sur un châssis NI cDAQ-9188 par le biais d'un module NI 9215.



Figure 30 - Localisation des fils chauds sur l'expérience.

Nous montrons ci-dessous les densités spectrales de puissance par une estimation de Welch avec un fenêtrage de Hamming pour différentes consignes de vitesse présentant trois comportements caractéristiques des veines corruguées étudiées (Figure 31). Nous identifions des fréquences de sifflement f_{wh} à partir de ces densités spectrale de puissance, correspondant à des fréquences de résonances longitudinales de la veine. Nous balayons une gamme de nombres de Reynolds correspondant aux vitesses moyennes U_0 sur le fil chaud aval caractéristiques de l'écoulement étudiée pour les trois cas traités :

$$10\ 000 \le Re = \frac{\rho U_0 D_h}{\mu} \le 70\ 000.$$

où $D_h = \frac{4A_{section}}{P_{section}}$, avec $A_{section}$ et $P_{section}$ correspondent respectivement à l'aire et au périmètre de la section transversale, $\rho = 1,204 \text{ kg/m}^3$ la masse volumique de l'air à $T_0 = 293,15 \text{ K}$, $\mu = 1,8 \ 10^{-5} Pa. s$ la viscosité dynamique de l'air.

Le premier cas concerne une vitesse pour laquelle le fil chaud positionné en aval ne présente pas de pic caractérisant un comportement acoustique (Figure 31 (a)). Un pic est cependant détecté par le fil chaud positionné en amont, non soumis à la turbulence développée le long de la veine. Ensuite, pour une vitesse plus élevée (Figure 31 (b)), le pic acoustique est beaucoup plus prononcé sur le fil chaud amont, émergeant du niveau moyen de la turbulence sur le fil chaud aval. Le dernier comportement (Figure 31(c)) que nous avons identifié concerne une zone de transition entre deux modes du sifflement. Ici, deux pics acoustiques sont identifiables. Le système ne parvient pas à se fixer sur une fréquence de résonance. Un basculement entre deux fréquences de résonance longitudinales se produit. Par ailleurs, la fréquence de sifflement augmente avec le nombre de Mach, via la vitesse de l'écoulement.

Finalement, des pics latéraux distants d'une soixantaine de Hertz par rapport au pic principal sont relevés sur le spectre du fil chaud amont pour les trois comportements. Ces pics sont responsables du mécanisme de changement de mode. Lorsque nous augmentons la consigne de vitesse, la fréquence du pic principal augmente. Ceci engendre une augmentation de la fréquence des pics latéraux puisque le décalage fréquentiel entre les pics principaux et secondaires est constant. Les pics secondaires s'approchent ainsi de la fréquence de résonance longitudinale suivante. Lorsque le décalage est suffisant, la veine filtre alors sur les deux fréquences puis sur la fréquence la plus haute. Ces pics centrés sur le pic principal et décalés d'une fréquence $f_{decal} = 60 Hz$ sont caractéristiques d'un phénomène de modulation sur la fréquence du sifflement f_{wh} .



Figure 31 – Densité spectrale des signaux de vitesse pour différentes vitesses U_0 : (a) $U_0 = 10, 5 m/s$; M = 0,0304 (b) $U_0 = 18, 5 m/s$; M = 0,0535 (c) $U_0 = 20, 4 m/s$; M = 0,0591.

Afin d'identifier l'origine de ces pics secondaires, il a été nécessaire de réaliser une étude acoustique du montage. Pour cela nous avons cherché à identifier la fréquence de résonance suivant différentes configurations de montage pour les parties amont et aval de la veine corruguée. Plusieurs options étaient à considérer : la fréquence de modulation à 60 Hz pouvait être le mode d'un élément particulier ou un mode dû à l'association de plusieurs éléments constituant le montage. Il s'avère que la fréquence de 60 Hz correspond à une fréquence f_{1bv} du mode d'ensemble de la veine corruguée adjointe à la boîte d'accouplement positionnée ($l_b = 170 \text{ mm}$) en amont (voir 2.3) :

$$f_{1bv} = f_1 \frac{L}{(L+l_b)} = 60 \ Hz.$$

La suite de l'étude a consisté à modéliser le comportement du tuyau par le biais de modèles numériques (voir 2.7) basés sur la méthode de Lattice Boltzmann. Le premier modèle de simulation a démontré la capacité du code à reproduire un phénomène aéroacoustique. Un écoulement était imposé en amont de la veine (vitesse constante) et une pression constante était imposée en sortie. Nous n'avons pas surimposé une onde acoustique. Cette dernière est générée par l'écoulement traversant la veine corruguée. Des représentations du module de vitesse ($V = \sqrt{u^2 + v^2}$) en un point et de la pression dynamique le long de l'axe sont données (Figure 32). Nous remarquons un temps de stabilisation de la simulation de 0,3s en vitesse (Figure 32 (a)), temps amélioré pour le second modèle à l'aide du précalcul raffiné avec les deux niveaux de maillage les plus fins supprimés. Le résultat des simulations montre que pour une vitesse moyenne de 17 m/s, le septième mode est prédominant (Figure 32 (b)). Cette vitesse d'entrée correspond à un débit moyen calculé à partir de mesures PIV pour lesquelles le septième mode était également obtenu expérimentalement. Nous pouvons observer sur la Figure 32 que les conditions acoustiques respectivement de Neumann et Dirichlet sont obtenues à l'entrée et à la sortie du tuyau corrugué (Figure 32 (b)). Ces deux conditions correspondent à celles imposées initialement.



Figure 32 - Numérique : tuyau corrugué 2D isolé. (a) Série temporelle de vitesse sur l'axe de symétrie à 20 mm en amont de la sortie du tuyau. (b) Distribution spatiale de pression le long de l'axe de symétrie du tuyau corrugué au dernier pas de temps.

Concernant le Modèle 2, la stabilisation du calcul est plus rapide, de l'ordre de 0,15 *s* contre 0,3 *s* pour le Modèle 1 (Figure 33). Cette rapidité de convergence vers un phénomène stable provient de la méthode employée dans ce cas. Le calcul se fait en deux étapes. La première étape consiste en un calcul faiblement raffiné dont le résultat sert d'initialisation à un calcul dont le raffinage est le même que celui effectué pour le Modèle 1. L'acoustique n'est pas observée lors du premier calcul car la taille des mailles au niveau des cavités ne permet pas de simuler la production du son. Le maillage est trop lâche. Cette production de son est cependant possible lorsque le maillage est plus fin dans la deuxième étape du calcul du Modèle 2.



Figure 33 - Série temporelle de vitesse sur l'axe de symétrie à 20 mm en amont de la sortie du tuyau pour le modèle 2.

Les ondes acoustiques se propageant à l'intérieur du tuyau corrugué sont à l'origine de l'apparition d'une résonance modale longitudinale. Les spectres de vitesse et de pression laissent ainsi apparaître un pic acoustique pour chaque vitesse d'écoulement lorsque nous nous plaçons à la sortie du tuyau corrugué. Ces pics déterminent une fréquence caractéristique correspondant aux modes longitudinaux (Figure 34). Expérimentalement, le septième mode a été obtenu pour une vitesse de 17 m/s mesurée par fil chaud (positionné sur l'axe de symétrie du tuyau corrugué 20 mm en amont de la sortie).

Cependant, une différence d'aspect des deux densités spectrales de puissance obtenues numériquement et expérimentalement est observée (Figure 34 (a)). Ce modèle présente une mauvaise représentation de l'acoustique puisque les conditions aux limites ne sont pas représentatives de la réalité. En effet, aucun rayonnement acoustique n'existe dans ce modèle. L'énergie acoustique non dissipée présente donc des niveaux trop élevés. Pour le second modèle, les conditions aux limites ont été modifiées afin de se rapprocher des conditions acoustiques expérimentales, à savoir deux conditions de Dirichlet en entrée et en sortie de la veine. Des zones de dissipation acoustique ont également été ajoutées en amont et en aval de la veine. Ces dernières assurent des niveaux acoustiques plus faibles. De plus, la turbulence est représentée par ce second modèle. Une pente -3 est observée (Figure 34 (a)) au niveau des hautes fréquences correspondant à une pente caractéristique de la turbulence 2D sur la vitesse pour une vitesse d'écoulement $U_0 = 17 m/s$ [72].

L'énergie acoustique n'est cependant pas suffisamment dissipée engendrant des pics jusqu'à 120 dB non représentatif des résultats expérimentaux (Figure 34 (b)). Ce niveau n'est jamais observé expérimentalement à l'intérieur du tuyau corrugué, comme nous le représentons sur le niveau de pression sonore positionnée en entrée du tuyau corrugué (X = 5 mm; Y = 10 mm). Sur la Figure 34 (c), nous nous focalisons sur le niveau de pression moyen le long de l'axe de symétrie du tuyau corrugué que nous comparons au niveau de pression moyen théorique L_p^* . Comparés aux premiers calculs 2D sur la veine corruguée seule, les résultats sont bien plus représentatifs. Nous observons à présent des conditions de Dirichlet aux deux extrémités du tuyau. De plus, une comparaison avec les résultats théoriques L_p^* montre de bien meilleurs résultats,

$$L_p^* = 10 \log \left(P_M^2 \sin \left(2n\pi \frac{x}{2(L+2\delta L)} \right)^2 \right),$$

où P_M^2 est l'amplitude mesurée, n indique le mode considéré. Notons que la correction de longueur ajustée $\delta L = 10 \ mm$ correspond bien à celle obtenue expérimentalement. La vitesse du son effective utilisée pour cette identification modale a été calculée numériquement en identifiant les modes avec les fréquences excitées correspondantes ($c_{eff} = 299 m s^{-1}$) et est également en accord avec la valeur obtenue expérimentalement.



Figure 34 - Comparaison des deux modèles numériques et des résultats expérimentaux pour $U_0 = 17 \ m/s$: (a) Densité spectrale de vitesse pour l'expérimental et le numérique pour une vitesse écoulement à la position (X=1,98m; Y=0m) (b) Niveau de pression sonore à la position (X=1,98m; Y=0m) (c) Niveau de pression sonore moyen le long (X) de l'axe de symétrie du tuyau corrugué et correspondance avec la théorie.

Néanmoins, les niveaux en dB sont bien plus importants que ceux observés expérimentalement. Une explication pour cette surévaluation de la représentation du niveau de pression sonore provient du rayonnement mal estimé en entrée et en sortie de la veine corrugué en 2D.

Considérons l'équation d'Euler pour un fluide parfait, nous avons :



Figure 35 - Représentation de la sortie de la veine et position de la surface de calcul (gris).

Considérons deux rayons *a* et *b* entre lesquels le rayonnement va être calculé à la sortie de la veine et intégrons sur le disque compris entre les deux rayons (surface représentée en gris, Figure 35) :

$$\int_{a}^{b} \frac{\partial u'}{\partial t} dr = -\frac{1}{\rho_0} \big(p'(b) - p'(a) \big).$$

En faisant l'hypothèse d'onde harmonique nous avons : $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -j\omega$

$$j\omega\int_a^b u'dr = \frac{1}{\rho_0} \big(p'(b) - p'(a) \big).$$

Finalement si le débit acoustique 2D est conservé (onde hémicirculaire) nous avons :

$$u' = \frac{Q}{\pi r} (Q \text{ constant}).$$

Nous obtenons finalement le résultat suivant :

$$p'(b) - p'(a) = \frac{j\omega \rho_0}{\pi} \ln\left(\frac{b}{a}\right)$$
, or $\lim_{a \to 0} \ln\left(\frac{b}{a}\right) \pm \infty$.

Ce résultat montre l'incapacité du code acoustique 2D à retranscrire ce qui se passe au niveau de la sortie et de l'entrée du tuyau corrugué. Le calcul en deux dimensions sous-estime le rayonnement vers l'extérieur. Cela a pour conséquence d'augmenter le niveau de pression acoustique à l'intérieur du tuyau corrugué.

Afin de continuer à analyser les résultats des simulations numériques, nous relevons des fréquences de sifflement $f_{wh} = f_n$ pour différentes valeurs du nombre de Mach *M* dans les cas étudiés (Figure 36) sur les spectres présentés ci-dessus (Figure 31).

Lorsque la vitesse du fluide augmente, les modes acoustiques successifs du tuyau apparaissent (Figure 36). Les fréquences des modes acoustiques sont en accord avec les fréquences théoriques des modes propres dans un tuyau ouvert-ouvert avec une vitesse du son corrigée (erreur relative de moins de 5%) : $f_n = \frac{(n+1)c_{eff}}{2L_e}$. La fréquence est une fonction croissante de la vitesse. Nous observons des plateaux caractéristiques du phénomène de verrouillage fréquentiel. Ces derniers présentent une croissance linéaire sur différentes plages en fonction de la vitesse. Le sifflement sur le cas {L2} est beaucoup plus haut en fréquence puisque la longueur du tuyau a été réduite de L = 2 m à L = 1 m. Pour le cas {L1.b}, le sifflement apparaît pour un nombre de Mach plus important que pour le cas {L1.a} (voir 3.4). En revanche, les modes apparaissent plus tôt en vitesse. Le modèle réalisé sous Powerflow prédit avec une très bonne certitude les fréquences de sifflement pour un nombre de Mach donné, associé à une vitesse de consigne U_0 (Figure 36).



Figure 36 - Fréquence de sifflement f_{wh} en fonction du nombre de Mach pour les trois cas d'étude : expérimental et numérique (Modèle 2).

Afin de comparer les différentes géométries, nous utilisons le nombre de Helmholtz défini par :

$$He = \frac{f_{wh}L}{c_{eff}} = \frac{n+1}{2}$$

Les fréquences sont ainsi adimensionnées par la longueur du tuyau et la vitesse du son effective à prendre en compte pour l'établissement des modes.



Figure 37 - Nombre de Helmholtz He en fonction du nombre de Mach pour les trois cas d'étude : expérimental et numérique (Modèle 2).

Les plateaux sont localisés sur les demis nombres entiers (Figure 37). Cette représentation permet de confirmer l'observation sur les modes, à savoir que les fréquences observées correspondent bien aux fréquences longitudinales du tuyau corrugué. Un examen plus attentif du nombre de Helmholtz révèle que les fréquences sont monotones par rapport au nombre de Mach bien que la fonction He(M) ne soit pas continue. Une nouvelle fois, il s'agit de la caractérisation du phénomène de verrouillage fréquentiel sur les fréquences longitudinales du tuyau.

3.2. Couplage aéroacoustique et nombre de Strouhal

L'interaction entre un écoulement et un solide engendre un couplage aéroacoustique. Ce couplage a notamment été mis en évidence par Strouhal en 1878 [73] par le son produit par un cylindre sous écoulement. Il a caractérisé une constante Sr connue sous le nom de nombre de Strouhal qui lie une longueur caractéristique L_c , la fréquence f_{wh} du son rayonné et la vitesse de l'écoulement U_0 ,

$$Sr = \frac{f_{wh}L_c}{U_0}$$

Pour le cas du cylindre la longueur caractéristique correspond au diamètre D du cylindre.

Rayleigh [74] a montré que la production du son est liée à l'instabilité des vortex dans le sillage des cylindres, ce qui se traduit par la formation d'une allée de tourbillons de von Kármán.

Ce nombre de Strouhal constitue une constante importante pour les tuyaux corrugués qui caractérise le couplage aéroacoustique en jeu. La réponse du système en présence d'un flux est vérifiée pour être en accord avec les fréquences propres prédites. Le sifflement est détecté à la fois sur les signaux de vitesse et de pression pour lesquels les analyses spectrales associent les fortes valeurs (3.1).

La détermination de la longueur caractéristique optimale (L_c) pour le nombre de Strouhal est un point essentiel. Trois longueurs caractéristiques différentes ont été étudiées par Nakiboğlu [66] sur différentes géométries. Il a considéré la longueur du pas $L_c = Pt = r_1 + w + r_2 + l$, la largeur de la cavité $L_c = r_1 + w + r_2$, correspondant à la largeur de la cavité vue par le fluide, et la largeur de la cavité ajustée $L_c = r_1 + w$, ne tenant pas compte du rayon du bord aval de la cavité. La longueur caractéristique pour laquelle la dispersion du nombre de Strouhal est la plus faible est la largeur de la cavité ajustée. Pour les tuyaux corrugués, le nombre de Strouhal vérifie donc :

$$Sr = \frac{f_{wh}L_c}{U_0} = \frac{f_{wh}(r_1 + w)}{U_0}.$$

Les nombres de Strouhal, pour la dimension caractéristique ($L_c = r_1 + w$) et les vitesses moyennes U_0 mesurées par le fil chaud aval sont constants (Figure 38) et sont en accord avec les nombres de Strouhal caractéristiques du sifflement enregistrés dans les tubes corrugués dans la gamme 0,3-0,5 [66].



Figure 38 - Nombre de Strouhal Sr en fonction du nombre de Mach pour les trois cas d'étude : expérimental et numérique (Modèle 2).

3.3. Amplification acoustique

Pour le cas des cavités latérales profondes, Bruggeman [75] a montré que l'instabilité de la couche de cisaillement aux faibles amplitudes peut être décrite par la théorie linéaire. Dans le cas d'une résonance au mode n, pour les basses fréquences, la théorie linéaire prédit une amplification de la perturbation par un facteur $(e^{2\pi})^{n+\frac{1}{4}}$. D'où le premier mode, n = 0 a seulement une amplification $(e^{2\pi})^{\frac{1}{4}} \approx 5$ tandis que le deuxième mode, n = 1 a une amplification de $(e^{2\pi})^{\frac{5}{4}} \approx 2500$. La croissance exponentielle de l'amplitude impose clairement une condition limite pour l'utilisation de la théorie linéaire car les perturbations ne peuvent croître exponentiellement et tendre donc rapidement vers l'infini. Une saturation non linéaire doit se produire.

Le comportement aéroacoustique des tuyaux corrugués et du système à cavités latérales multiples dépend fortement du rapport entre la norme de la vitesse acoustique et la vitesse d'écoulement, $\frac{|u'|}{U_0} = \frac{|p'|}{\rho_0 c_0 U_0}$ où |u'| est la norme de la vitesse acoustique à un nœud de pression et |p'| est l'amplitude de pression au niveau d'un ventre de l'onde stationnaire. Nous identifions les vitesses acoustiques à partir du fil chaud positionné en amont, situé au niveau d'un nœud de pression. En revanche, concernant le

numérique, une moyenne de la norme de la vitesse acoustique est réalisée sur différents points sur l'axe de symétrie de la simulation. Ces points sont choisis en chaque position théorique des nœuds de pression.

D'un point de vue énergétique, plus de 95% de l'énergie est concentrée au niveau du pic principal sur le fil chaud amont. Sur le fil chaud aval, le développement de la turbulence est très avancé. La part d'acoustique est donc bien moins importante. Nous avons considéré le spectre autour des fréquences de sifflement présentées plus haut pour chaque cas de vitesse afin d'identifier la norme de la vitesse acoustique sur le fil chaud amont. De même d'un point de vue numérique, l'acoustique étant prédominante, il était aisé d'isoler l'amplitude acoustique sur les spectres de vitesses.



Nous présentons ici les résultats de tous les cas numériques et expérimentaux (Figure 39).

Figure 39 - Amplitude adimensionnée du sifflement $\frac{|u'|}{u_0}$ en fonction du nombre de Mach pour les trois cas d'étude : expérimental et numérique (Modèle 2).

La croissance de la vitesse acoustique avec l'augmentation du nombre de Mach montre l'importante amplification acoustique avec l'augmentation du débit fourni. Cependant, il est utile de remarquer l'écart important en niveau entre les résultats numériques et expérimentaux. Il s'avère que cet écart a été expliqué plus tôt puisque le rayonnement est mal représenté en entrée et sortie de la veine corrugué par le modèle numérique.

Nous corrigeons alors la vitesse acoustique $|u'_{num1}|$ par le biais des niveaux de pression acoustique $(L_{p,num} - L_{p,exp})$ présentés sur la Figure 34 (b). La vitesse acoustique corrigée $|u'_{num2}|$ s'écrit alors :

$$|u'_{num2}| = |u'_{num1}| \ 10^{\frac{L_{p,num} - L_{p,exp}}{20}}$$

Ainsi, nous retrouvons une amplitude adimensionnée $\frac{|u'|}{u_0}$ plus proche des résultats obtenus expérimentalement en corrigeant le modèle numérique qui représente mal le rayonnement acoustique en entrée et en sortie du tuyau (Figure 40).


Figure 40 - Amplitude adimensionnée du sifflement $\frac{|u'|}{u_0}$ en fonction du nombre de Mach pour les trois cas d'étude : expérimental et numérique corrigé (Modèle 2).

La vitesse acoustique croît avec l'augmentation du nombre de Mach pour les fils chauds amont et aval dans l'ensemble. Pour chaque fréquence de résonance excitée, la vitesse acoustique n'est pas constante et présente un maximum d'amplitude. En effet, les amplitudes de fluctuation maximales adimensionnées sont consignées dans le Tableau 9 :

Configuration	u '
	$\overline{U_0}$
{ <i>L</i> 1. <i>a</i> }	4,4 10 ⁻²
$\{L1.b\}$	2,4 10 ⁻²
<i>{L2}</i>	1,7 10 ⁻²

Tableau 9 - Amplitudes de fluctuation maximales pour chaque configuration.

Les valeurs de fluctuations de vitesse sont dans la tranche de celles trouvées par Nakiboğlu [66]. La production sonore est maximale lorsque le temps de déplacement du tourbillon à travers la cavité est inférieur à la moitié d'une période d'oscillation plus un nombre entier de période d'oscillation. Bruggeman et al. [76] ont montré que, si le tourbillon est convecté le long d'une ligne droite parallèle à l'axe du tuyau avec une vitesse $U_c = 0.4 U_0$, alors, pour les modes hydrodynamiques consécutifs, les nombres de Strouhal de maximum de pression Sr_{m-p} , où l'amplitude maximale des fluctuations de pression est enregistrée, sont donnés par :

$$Sr_{m-n} = 0,13 + 0,4 n$$
; $n = 0,1,2,...$

Plus tard, des calculs plus réalistes de Hofmans [77] ont montré que le premier mode hydrodynamique (n = 0) est plutôt faible. Ils ont également indiqué que pour le deuxième mode hydrodynamique (n = 1), le nombre de Strouhal de maximum de pression (Sr_{m-p}) est d'environ 0,6. Ce nombre de Strouhal est plus grand que la prédiction de Bruggeman et al.. Finalement, Nakiboğlu [66] a proposé un modèle déterminant le Strouhal de maximum de pression avec une dépendance au rapport de confinement des cavités $\frac{D}{W + r_1}$:

$$Sr_{m-p} = 0.58 \frac{D}{W+r_1}^{-0.2}$$

Expérimentalement, nous observons ces nombres de Strouhal de maximum de pression Sr_{m-p} en traçant l'amplitude adimensionnée $\frac{|u'|}{U_0}$ en fonction du nombre de Strouhal (Figure 41). Pour la configuration {L1.a}, ce nombre de Strouhal est facilement identifiable contrairement au cas {L1.b} et {L2}.



Figure 41 - Amplitude adimensionnée du sifflement $\frac{|u'|}{u_0}$ en fonction du nombre de Strouhal pour les trois cas d'étude expérimentale.

En appliquant ces formules pour les cas étudiés, nous trouvons des nombres de Strouhal, bien audelà de ce que nous observons expérimentalement (Tableau 10). Il est important de remarquer ici que nos installations ne correspondent pas à des tuyaux corrugués mais à une veine dont les parois sont corruguées uniquement latéralement.

Il convient d'adapter le modèle de Nakiboğlu puisque le rapport de confinement ne tient pas compte du fait que notre tuyau est corrugué seulement sur la partie latérale. Une adaptation du coefficient devant le rapport de confinement est nécessaire. Nous trouvons la loi :

$$Sr_{m-p} = 0.33 \frac{D}{W+r_1}^{-0.2}$$

Configuration	Sr _{m-p} - Nakiboğlu	Sr _{m-p} - Bruggeman	Expérimental	Expérimental Sr _{m-p} Nakiboğlu adapté
{ <i>L</i> 1. <i>a</i> }	0,5321	0,53	0,30	0,30
{ <i>L</i> 1. <i>b</i> }	0,5321	0,53	0,33 - 0,34	0,30
<i>{L2}</i>	0,5569	0,53	0,31	0,31

 Tableau 10 - Nombre de Strouhal du maximum de pression et comparaison avec les modèles de Nakiboğlu et Bruggeman.

3.4. Effet de la veina contracta

L'effet de la veina contracta a été étudié par le biais des géométries {L1}. Pour rappel, ces deux géométries sont identiques, avec pour seule différence, la présence d'une partie lisse en entrée de la veine de la géométrie {L1.b}. Lors de l'étude préliminaire de la géométrie {L1.a} [55], l'important effet de veina contracta sur la partie amont dans la partie amont du tuyau a été mis en évidence, mais son influence sur le phénomène aéroacoustique restait à qualifier. L'ajout de la partie lisse sur la géométrie {L1.b} avait pour but de s'affranchir de cet effet. La veina contracta est caractérisée par une zone de vitesse très faible en paroi au niveau de l'entrée. Cette zone est plus importante dans le cas {L1.a} que dans le cas {L1.b} (Figure 42).



Figure 42 - Norme de vitesse et vecteurs vitesse moyens par mesures PIV au niveau de la première cavité dans les deux configurations : (a) Laboratoire 1.a, (b) Laboratoire 1.b.

Nous extrayons la vitesse horizontale sur ces champs de vitesse pour des cas de vitesse semblables : $U_0 \approx 18 \ m/s$. Cette ligne verticale d'extraction (Figure 43) est positionnée respectivement au niveau de l'entrée pour le cas {L1.a} et à 160 mm de l'entrée dans le cas {L1.b}. Ces deux positions d'extraction caractérisent la vitesse attaquant la première cavité puisque nous sommes dans les deux cas situés 10 mm en amont de cette dernière (i.e. $X = 0 \ mm$ dans les repères des Figure 43 (a) et (b)).



Figure 43 - Positionnement de l'extraction de la vitesse PIV dans les deux configurations : (a) Laboratoire 1.a, (b) Laboratoire 1.b.

Ainsi, nous observons une différence importante de comportement de la vitesse horizontale le long de l'extraction entre les cas {L1.a} et {L1.b}. La couche limite est beaucoup plus épaisse dans le cas {L1.a} ($\delta \approx 4 \text{ mm}$) que dans le cas {L1.b} ($\delta \approx 1 \text{ mm}$) (Figure 44). Cependant, nous sommes situés

bien plus en aval pour le cas $\{L1.b\}$, la couche limite devrait donc y être plus épaisse que dans le cas $\{L1.a\}$. Nous caractérisons donc ainsi l'effet de la veina contracta.



et {L1.b}.

La Figure 45 présente l'amplitude adimensionnée et les nombres de Helmholtz pour les deux cas d'étude. Nous observons le même phénomène d'apparition des modes par palier lorsque la vitesse de l'écoulement augmente. Les modes 4 et 5 (He = 2; 2,5) ne sont cependant pas observés pour le cas avec partie plane. Le phénomène de singing riser apparaît à plus haute vitesse. Le bouchage des cavités, réduisant le rapport entre les volumes des cavités et le volume de la veine est à l'origine de ce déclenchement plus tardif du sifflement. Le mécanisme de changement de mode est également modifié puisque les vitesses pour lesquelles nous passons du mode 7 au mode 8 ainsi que du mode 8 au mode 9 sont plus faibles dans le cas avec partie plane.



Figure 45 - Amplitude adimensionnée du sifflement $\frac{|u'|}{v_0}$ et nombre de Helmholtz en fonction du nombre de Mach pour les cas {L1.a} et {L1.b}.

De plus, pour une même vitesse d'excitation les amplitudes observées sont moins importantes dans le cas avec partie plane. Nous retrouvons donc le résultat de Petrie [17] qui décelait une réduction de la production sonore lorsqu'une partie lisse est ajoutée en amont.

Chapitre 4. Analyse spatio-temporelle à haute résolution de l'écoulement au voisinage d'une corrugation

La production de son dû à un écoulement sur une cavité unique est un phénomène bien compris et de nombreuses publications sont disponibles sur ce sujet. Le couplage aéroacoustique observé dans le tube corrugué est similaire au couplage à cavité unique, qui a été étudié en détail par Bruggeman [66] et par Dequand et al. [78]. Une source dipolaire acoustique provoque un différentiel de pression instationnaire à travers une couche de cisaillement libre. Cela donne lieu à des tourbillons qui subissent la convection avec un écoulement moyen et interagissent avec la géométrie du tuyau. C'est ce que nous étudions ici.

Nakiboğlu et Hirschberg [50], [51] ont étudié la génération d'énergie aéroacoustique en raison d'une oscillation auto-entretenue par une cavité axisymétrique exposée à un écoulement à l'aide d'expériences et de méthodes numériques (CFD-RANS, pas de modèle de turbulence). Dans ce travail, ils ont étudié le maximum de la puissance de source aéroacoustique moyennée dans le temps obtenu au cours du sifflement en fonction de l'amplitude de la fluctuation de la vitesse et du nombre de Strouhal. Dans notre cas, nous reconstituons les données de vitesse temporelle afin de retrouver une puissance des sources temporelles.

La dynamique de l'écoulement dans un tuyau corrugué est étudiée par des mesures par PIV couplées à des mesures de niveau de pression acoustique par microphones et de vitesse par fils chauds. L'objectif est d'utiliser la méthode Linear Stochastic Estimation (LSE) pour combiner la haute résolution spatiale des mesures par PIV à la haute résolution temporelle des mesures ponctuelles de vitesse (fils chauds) et de pression (microphones) par capteurs. Nous caractérisons ainsi le lien entre l'aérodynamique et l'acoustique qui conduit à un sifflement intense sous certaines conditions d'écoulement dans le tuyau corrugué.

Les mesures dans les veines d'essai sont menées au laboratoire ({L1.a}, {L1.b}, {L2}) via trois dispositifs : la PIV, fournissant des champs de vitesse de haute résolution spatiale, mais limitée à une cadence de 10 Hz, associée à des microphones et fils chauds pour des mesures de pression et vitesse résolues en temps (fréquence d'acquisition de l'ordre de la dizaine de kHz). L'objectif des mesures présentées dans ce chapitre est de synchroniser les données relevées par ces trois systèmes, afin de mettre en évidence le couplage entre l'aérodynamique et l'acoustique et de reconstituer ainsi le champ de vitesse spatio-temporel sur une période du sifflement dont la fréquence est de l'ordre de plusieurs centaines de Hertz pour une vitesse de 20 m/s. De plus, nous serons ainsi capables d'isoler la vitesse acoustique sur l'ensemble du champ de vitesse. Nous serons notamment en mesure d'identifier les sources acoustiques au niveau de la cavité et même de les quantifier. La simultanéité des mesures fournies par les capteurs ponctuels et la PIV en un même point nous permet d'estimer les champs de vitesse à une fréquence d'acquisition plus élevée que celle de la PIV. Le principe est une méthode de reconstruction de type LSE (Linear Stochastic Estimation) au sens des moindres carrés.

4.1. Méthode LSE

En se référant aux travaux menés dans les années 2010 ([79], [80], [81]) sur la méthode LSE, nous l'avons mise en œuvre sur nos mesures PIV synchronisés à des mesures par capteurs fils chauds et microphones (Figure 46). Les post-traitements LSE sont réalisés sous Matlab.



Figure 46 - Schéma représentatif de la méthode LSE.

La méthode de reconstitution est basée sur un développement mathématique détaillé ci-dessous. Pour les présentes mesures, nous disposons de champs PIV résolus spatialement, mais de faible résolution temporelle ($f_{PIV} = 10 Hz$). Nous décomposons ces champs de vitesse $U(x_{pq}, y_{pq}, t_i) = \begin{pmatrix} u(x_{pq}, y_{pq}, t_i) \\ v(x_{pq}, y_{pq}, t_i) \end{pmatrix}$ de la manière suivante :

$$\boldsymbol{U}(x_{pq}, y_{pq}, t_i) = \boldsymbol{U}_{mean}(x_{pq}, y_{pq}) + \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{U}}(x_{pq}, y_{pq}) * \boldsymbol{U}'(x_{pq}, y_{pq}, t_i)$$

Avec i = 1...M et M le nombre de champs PIV et $p \times q$ le nombre de positions dans le champ PIV. u_{mean} correspond à la moyenne de la vitesse et σ_u à l'écart type de la vitesse. Ils sont respectivement définis par :

$$\begin{cases} \boldsymbol{U}_{mean}(x_{pq}, y_{pq}) = \overline{\boldsymbol{U}(x_{pq}, y_{pq}, t_i)} = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} \boldsymbol{U}(x_{pq}, y_{pq}, t_i) \\ \boldsymbol{\sigma}_{\boldsymbol{U}}(x_{pq}, y_{pq}) = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^{M} \left(\boldsymbol{U}(x_{pq}, y_{pq}, t_i) - \boldsymbol{U}_{mean}(x_{pq}, y_{pq}) \right)^{*2}}, \end{cases}$$

 $\operatorname{et} \overline{\boldsymbol{U}'(x_{pq}, y_{pq}, t_{\iota})} = 0.$

En pratique, nous appliquons la LSE aux champs fluctuants normalisés à l'écart-type :

$$\left\{\boldsymbol{U}'(\boldsymbol{x}_{pq},\boldsymbol{y}_{pq},t_i)\right\}_{i=1..M}.$$

Les sondes, ponctuelles (absence de résolution spatiale) de coordonnées $\{(x_j, y_j)\}_{j=1..n}$, fournissent des signaux $\{s'(x_j, y_j, t)\}_{j=1..n}$ acquis à haute fréquence ($f_{sondes} = 25,6 \ kHz$), avec n le nombre de sondes.

En pratique, les signaux fluctuants issus des sondes sont également normalisés par l'écart-type. A partir de ces deux types de mesures, nous pouvons appliquer la méthode LSE afin de reconstituer de manière stochastique les champs de vitesse avec une bien meilleure résolution temporelle. Il est alors possible d'estimer la vitesse avec une très bonne résolution spatio-temporelle.

Une étape importante est le calcul des matrices de corrélation A et $B = \begin{pmatrix} B_u \\ B_v \end{pmatrix}$. Leurs coefficients sont respectivement issus des corrélations entre les sondes et des corrélations entre les sondes et champs PIV à l'instant initial (τ =0) :

$$\begin{cases} A_{ij} = s'(x_j, y_j, t)s'(x_i, y_i, t) \\ B_{pqj} = \overline{U'(x_{pq}, y_{pq}, t_i)s'(x_j, y_j, t_i)}. \end{cases}$$

La résolution se poursuit par la détermination de la matrice $\Lambda = \begin{pmatrix} \Lambda_u \\ \Lambda_v \end{pmatrix}$ qui vérifie l'équation $A\Lambda = B$. Cette dernière définit les coefficients stochastiques $\lambda_j(x_{pq}) = \Lambda_{pqj}$. A partir de ces coefficients, une estimation linéaire du champ fluctuant est proposée :

$$\widetilde{\mathbf{U}}'(x_{pq}, y_{pq}, t) = \sum_{j=1}^n \lambda_j(x_{pq}, y_{pq}) s'(x_j, y_j, t).$$

Nous reconstituons finalement les champs de vitesse LSE à partir de l'expression précédente :

$$\widetilde{\mathbf{U}}(x_{pq}, y_{pq}, t) = \mathbf{U}_{mean}(x_{pq}, y_{pq}) + \boldsymbol{\sigma}_{\mathbf{U}}(x_{pq}, y_{pq}) * \widetilde{\mathbf{U}}'(x_{pq}, y_{pq}, t).$$

4.2. Signaux capteurs et champs PIV : acquisitions et pré-conditionnement

La mesure des champs de vitesse par PIV a été réalisée par le matériel décrit dans 2.1.1. Dans le cas des veines $\{L1.a\}$, et $\{L1.b\}$ la chaîne d'acquisition PIV 1 a été utilisée. En revanche, l'expérience sur $\{L2\}$ nous a permis d'utiliser un matériel plus performant, la chaîne d'acquisition PIV 2.

Dans les trois cas, les conditions énoncées ci-dessous sont vérifiées. Les parois corruguées étant verticales, le plan laser est positionné horizontalement à mi-hauteur de l'envergure (à B/2). Le traceur utilisé est un aérosol micronique d'huile d'olive injecté en amont de la boîte de couplage. Le champ d'observation ($\Delta x \propto \Delta y$) est centré sur la première cavité à l'entrée du tube. N_{PIV} couples d'images sont acquis à une cadence de 10Hz par le logiciel d'acquisition (VideoSavant (PIV 1), Dantec Dynamics (PIV 2)). Le post-traitement est réalisé avec le logiciel DynamicStudio (DANTEC Dynamics) en utilisant la fonction d'« adaptative correlation » sur des boîtes de 32x32 pixels avec un recouvrement de 50%. Un vecteur vitesse est ainsi calculé sur chaque cellule de $\Delta x_U \propto \Delta y_V$. Cinq capteurs sont utilisés : deux fils chauds et trois microphones (Figure 47).

Les mesures de vitesse par fil chaud sont réalisées en deux points sur le champ d'observation PIV. Le fil chaud FC1 peut être soit une sonde de type 55P05 (DANTEC Dynamics, Laboratoire 1.a et Laboratoire 2) avec des broches recourbées, dédiée aux mesures en couche limite pour une position en entrée de la veine, soit une sonde de type 55P11 (DANTEC Dynamics, Laboratoire 1.b) avec des broches droites. Le second type de sondes est utilisé dans le cas des tests sur la configuration {L1.b}, le fil chaud étant situé dans la veine d'essai (présence du plateau amont).



Figure 47 - Positionnement des capteurs et du champs PIV dans les trois configurations : (a) Laboratoire 1.a, (b) Laboratoire 1.b, (c) Laboratoire 2.

Pour les cas $\{L1.a\}$, des mesures antérieures [53] ont montré qu'en amont de la veine, la sonde se trouve sur un maximum de vitesse acoustique (correspondant à un minimum de pression acoustique, condition de Dirichlet en pression à l'entrée grâce à la boîte d'accouplement) et la capte très bien.

Le fil chaud FC2 est quant à lui toujours une sonde de type 55P11, positionnée à l'aplomb de la deuxième corrugation. Il est placé au milieu de l'écoulement juste au-dessus du plan laser, son signal n'est donc pas perturbé par les flashs laser.

Pour ces deux fils chauds, nous appliquons une surchauffe de aw=0,8. Les deux fils chauds sont chacun connectés à un pont CTA (Constant Temperature Anemometer) d'un système Streamline, piloté par le logiciel Streamware (DANTEC Dynamics).

Les mesures de pression acoustiques sont réalisées en paroi avec trois microphones GRAS 40SC, de type IEPE, équipés chacun d'un tube prolongateur en silicone de 320mm permettant de poser le corps des capteurs à l'extérieur de l'écoulement. Les microphones (Micro 3, 4 et 5) ont été préalablement calibrés dans un tube de Kundt pour prendre en compte l'influence de ces longueurs de tube sur la sensibilité des capteurs, notamment leur déphasage a été identifié. Dans le repère de la veine corruguée ((O, X, Y) pour les cas {L1.a} et {L2}; (O_p, X, Y) pour le cas {L1.b}), les prises de pression sont réalisées aux positions suivantes : Micro 3 (X_{m3}, Y_{m3}) sur la première corrugation, Micro 4 (X_{m4}, Y_{m4})dans la première cavité et Micro 5 (X_{m5}, Y_{m5}) sur la deuxième corrugation. Les points O et O_p correspondent aux points définissant le début de la partie corruguée de la veine sur l'axe de symétrie (Figure 47).

L'acquisition des 5 signaux capteurs est réalisée en simultané sur une centrale d'acquisition National Instruments à une fréquence de 25 600 *Hz* (Chassis NI cDAQ-9188). Les deux fils chauds sont connectés à un module NI 9215 (16 bits), tandis que les trois microphones de type IEPE sont connectés à un module NI 9234 qui fournit à la fois l'alimentation en courant et enregistre le signal acoustique sur 24 bits. Un programme (Virtual Instruments) conçu sous Labview pilote cette acquisition.

Cependant, il est à noter que les acquisitions sur les deux modules NI ne sont pas synchronisées temporellement. Un déphasage aléatoire est introduit à chaque nouvelle série d'acquisition. Nous avons été amenés à définir la phase des signaux des microphones à posteriori, nous basant sur les signaux fils chauds. En effet, lorsque le sifflement est présent, la pression (microphone) et la vitesse (fil chaud) sur une section perpendiculaire du tuyau sont déphasés de $\frac{\pi}{2}$.

Pour couvrir la durée d'acquisition à 10Hz de N_{PIV} champs PIV, les acquisitions des signaux capteurs durent T_{aqui} (*en s*). Les données relatives aux trois configurations testées sont consignées dans le Tableau 11 ci-dessous. La vitesse de référence choisie U_0 pour chaque cas correspond à la vitesse moyenne $\overline{U_2}$ mesurée par le fil chaud 2.

Géométries Configurations	Laboratoire 1.a {L1.a}		Laborat {L1	oire 1.b .b}		Labora {L	toire 2 2}
Chaîne d'acquisition PIV	1		2			2	2
Vitesses testées U ₀ (m/s)	29	23,1	27	38,9	40,5	11	24,8
Taille du champs d'observation PIV (Δx x Δy)	$35 \times 35 \ mm^2$	$30 imes 30 \ mm^2$			$30 \times 30 \ mm^2$		
Résolution spatiale de la PIV (Δx _U x Δy _V)	$290 imes 290 \ \mu m^2$	$90 \times 90 \ \mu m^2 \qquad \qquad 90 \times 90 \ \mu m^2$			0 μm²		
Sondes fil chaud	FC1 : 55P05 FC2 : 55P11	FC1 : 55P11FC1 : 55P05FC2 : 55P11FC2 : 55P11			55P05 55P11		
ΔT_{PIV}	20 µs	20 µs	20 µs	10 µs	10 µs	20 µs	10 µs
Synchronisation PIV – sondes	Déstabilisation du FC1	Acquisition du trig Acquisition du trig		tion du g			
N_{PIV}	949	950 992					
T_{aqui}	100 s	100 s 110 s					

Tableau 11 - Paramétrages pour la méthode LSE suivant les configurations étudiées.

Pour le cas {L1.a}, le premier mis en place sur l'installation, nous avons choisi de tester une vitesse assurant un sifflement intense. Pour le cas {L1.b}, le plus riche au niveau de la gamme de tests, plusieurs conditions d'écoulement ont été explorées. Les vitesses choisies permettaient de définir différentes caractéristiques du phénomène du « singing riser » : l'apparition du sifflement (avec et sans sifflement) et le changement de mode (position de battement entre deux fréquences et sifflement pur). Pour le cas {L2}, nous nous sommes placés en deux vitesses où le sifflement apparaissait et n'apparaissait pas, respectivement. Finalement, en résumé, les vitesses testées définissent toutes différents types de comportement aéroacoustique dans les veines corruguées : sifflement intense (aux alentours des 100 dB ; cas {L1.a} à 29 m/s, {L1.b} à 38,9 m/s et 40,5 m/s (correspondant à un changement de mode) et {L2} à 24,8 m/s), sifflement faible (aux alentours des 80 dB, soit 10 dB au-delà du niveau moyen ; {L1.b} à 23,1 m/s et 27 m/s), et absence de sifflement (aucun pic détecté ; {L2} à 11 m/s) (Figure 48). Les fréquences de sifflement f_{wh} ont été relevées pour chaque cas d'étude.



Figure 48 - Niveaux de pression acoustique pour chaque cas d'études ({L1.a}, {L1.b}, {L2}) , calculés sur le Micro 5.

La synchronisation de chaînes d'acquisition totalement indépendantes, à savoir la PIV d'un côté et les capteurs de l'autre, a nécessité des ajustements. En effet, lors de la prise de champ PIV, nous n'avions aucun moyen à priori de connaître l'instant auquel nous nous situions sur les acquisitions des capteurs. Pour chacune des deux configurations de matériel PIV, une solution a été trouvée.

Dans le cas {L1.a}, afin de synchroniser la PIV et les signaux capteurs, nous utilisons le fait que le plan laser intercepte la partie sensible (diamètre 5 μ m, longueur 1.25mm) du fil chaud 1 à chaque flash. Ceci entraîne une déstabilisation du signal de vitesse (Figure 49) sur deux pas de temps d'acquisition (2x1/25600=78 μ s). Lorsque les conditions d'écoulement dans le tuyau corrugué stimulent le sifflement, le signal de vitesse capté par le fil chaud FC1 est sinusoïdal. Nous utilisons cette propriété pour corriger le signal de vitesse perturbé par le flash laser.



Figure 49 - Impact du flash laser utilisé pour la PIV sur le signal de vitesse capté par le fil chaud FC1.

Pour les autres configurations, nous acquérons sur le module NI 9215 les signaux « Trigger » issus de la TimerBox du système Dantec, pilotant le laser et la camera. Ces signaux donnent une information

précise sur l'instant de prise des champs PIV. Cette concordance temporelle permet d'assurer un bon conditionnement pour les calculs issus de la méthode LSE.

Par ailleurs, une dérive du signal de vitesse enregistré par les fils chauds a été relevée lorsque nous effectuions nos acquisitions pour la LSE et ce, malgré une vitesse de consigne fixe fournie au motoventilateur. Cette dérive, qui n'existe pas en l'absence d'ensemencement, est attribuée aux gouttelettes d'huile impactant le fil chaud. Ce phénomène engendre ces importantes variations que nous corrigeons par un post-traitement sous Matlab (Figure 50).



Figure 50 - Exemple de signaux fils chauds sur l'ensemble du temps d'acquisition.

Les Figure 51 et Figure 52 illustrent quelques signaux caractéristiques du phénomène étudié dans le cas de la configuration {L1.a} après l'application de tous les prétraitements. Pour la configuration choisie (la condition d'écoulement : $U_0 = 25 m/s$), la Figure 51 présente l'évolution temporelle de la vitesse mesurée par les fils chauds et la pression mesurée par les microphones. Les signaux fils chauds sont sensibles à l'acoustique : le signal FC1 capte la vitesse acoustique, tandis que la turbulence de l'écoulement est, en plus, captée par FC2 qui est situé à l'intérieur de la veine. Le caractère oscillatoire des signaux des microphones est significatif du sifflement intense (de l'ordre de 115 dB) à une fréquence aux alentours de 600Hz (mode 8).



Figure 51 - Exemple de signaux capteurs autour d'un flash laser correspondant à l'acquisition d'un champ PIV.

La Figure 52 présente un exemple de champ instantané PIV caractérisant le comportement de l'écoulement autour de la première cavité d'entrée. Nous noterons la présence d'une accélération de l'écoulement sur l'axe (Y=0mm) liée à la présence d'une veina contracta à l'entrée du tuyau corrugué. Un tourbillon s'installe dans la cavité. La position de son cœur est instable et varie au cours du temps.



Figure 52 - Champ PIV instantané : cartographie de la norme de vitesse $\sqrt{u^2 + v^2}$ en m/s et vecteurs vitesses instantanés.

4.3. Validation du code LSE par les calculs numériques

Avant de nous lancer dans une analyse poussée des résultats expérimentaux, il est légitime de vérifier la bonne conduite de la méthode sur un cas connu. Pour cela, nous effectuons une simulation numérique adaptée à notre étude. Elle est basée sur le Modèle 2 dans la configuration {L1.a}. Nous souhaitons obtenir numériquement des champs de vitesse résolus temporellement. Nous appliquons ensuite la méthode LSE à un sous-échantillonnage de ces champs pour qu'il n'y ait pas de continuité temporelle comme cela est le cas lors de l'obtention des champs PIV.

Ces champs de vitesse sont pris au niveau de la première cavité et cinq capteurs (2 capteurs de vitesse et 3 de pression) sont positionnés à l'intérieur du champ dans la même configuration qu'indiqué précédemment. Il s'agit de comparer les champs reconstitués ($u_{ch,LSE}$) aux champs initiaux ($u_{ch,num}$). L'objectif ici est donc de paramétrer un calcul vérifiant plusieurs critères (Figure 53).

Le problème réside ici dans la durée de simulation t_{simu} limitée par la durée des calculs. En effet la PIV est cadencé à $f_{PIV} = 10 Hz$ et fournit $n_{field} = 1000$ champs soit une durée d'acquisition de 100s. Il est impossible de simuler une telle durée pour un modèle 2D robuste du tuyau corrugué en Lattice Boltzmann. Les durées de simulation sont limitées à quelques secondes au maximum. Ainsi la fréquence d'échantillonnage des champs devient très grande si nous voulons avoir 1000 champs sur une simulation de 1s. De plus, le rapport entre la fréquence de sifflement et la fréquence des champs doit donc être approximativement conservé entre l'expérimental et la numérique pour s'assurer de l'intérêt du test. Cette fréquence de sifflement ne peut être modifiée que par un changement de la longueur L du tuyau et de la vitesse de l'écoulement U_0 .



Figure 53 - Schéma de principe de la validation de la méthode de reconstitution spatio-temporelle par LSE.

Pour répondre à ce problème, des champs de vitesse représentant la physique de notre installation expérimentale doivent être générés avec une bonne résolution temporelle $(f_{ch,num} = 11 \, kHz)$ et spatiale. Ces champs de vitesse sont ensuite sous-échantillonnés $((f_{chPIV,num} = 250 \, Hz))$. La fréquence du sifflement $(f_{wh} = 1920 \, Hz)$ obtenue lors de la simulation a été augmentée en réduisant la longueur de la veine corruguée $(L = 0,5 \, m \text{ contre } L = 2 \, m \text{ pour le cas } \{L1.a\})$. La vitesse est importante avec une vitesse moyenne référence dans la veine de l'ordre de $u_0 = 85 \, m/s$ contre $u_0 = 20 \dots 30 \, m/s$. L'objectif était d'obtenir un sifflement dans la veine corruguée assurant un rapport de fréquence $\frac{f_{chPIV,num}}{f_{wh}}$ suffisamment faible. Un cycle acoustique ne devait pas être représenté sur l'évolution temporelle des champs sous-échantillonnés comme cela est le cas pour la PIV. De plus, nous devions obtenir un nombre de champs important (plusieurs centaines) afin d'assurer une bonne précision pour la reconstitution temporelle par la méthode LSE. Nous imposons donc un temps de simulation $t_{simu} = 4,2 \, s$.

Nous comparons finalement les résultats de cette simulation en calculant l'erreur relative moyenne entre les résultats numériques et les résultats de la reconstitution par la LSE (Figure 54) :

$$\boldsymbol{\varepsilon}_{\%}(x,y) = \frac{1}{N_{ch}} \sum_{i=1}^{N_{ch}} \frac{\boldsymbol{U}_{ch,num}(x,y,t_i) - \boldsymbol{U}_{ch,LSE}(x,y,t_i)}{\boldsymbol{U}_{ch,num}(x,y,t_i)}.$$



Figure 54 - Erreur relative moyenne entre les champs reconstitués et les champs initiaux dans la configuration à 5 capteurs représentés par des points de couleur.

Les zones où l'erreur relative devient très importante (voisine de 100%) correspondent à des zones où la vitesse est très faible (ellipse blanche). Dans l'ensemble, nous avons une bonne concordance entre la vitesse reconstituée par LSE et la vitesse obtenue initialement.

Dans le cas ci-dessous, nous ne prenons qu'un seul capteur (correspondant au fil chaud 2) pour observer la dégradation de la méthode avec moins de capteurs. Nous pouvons notamment observer que l'erreur est augmentée dans les zones où la vitesse est faible mais globalement les écarts entre les champs reconstitués et les champs de départ restent acceptables (Figure 55).



Figure 55 - Erreur relative moyenne entre les champs reconstitués et les champs initiaux dans la configuration à 1 capteur représenté par un point de couleur.

Il est important de noter que l'énergie acoustique est surévaluée par le calcul numérique donc la turbulence a tendance à être négligée. En effet, le paramétrage choisi fournit une vitesse très importante assurant un calcul à très haute énergie d'un point de vue acoustique. Sur les fluctuations de vitesse calculées, la partie acoustique devient prépondérante devant les fluctuations turbulentes. Les signaux de vitesse calculés tendent alors à être purement sinusoïdaux en chaque point. Comme la méthode LSE donne un signal proportionnel à la sonde en chaque point du champ, ceci impose un caractère purement sinusoïdal à chaque point du champ reconstitué. Ainsi la reconstitution est facilitée, puisque nous comparons finalement deux champs purement sinusoïdaux.

4.4. Coefficients LSE

Afin de reconstituer les champs de vitesse à haute fréquence il est nécessaire de calculer les coefficients des matrices intervenant dans la méthode LSE. Nous calculons les coefficients de la matrice de corrélation symétrique $A \in S = \{M \in \mathcal{M}_n(\mathbb{R}) \mid {}^tM = M\}$ entre les sondes sur l'ensemble des points de mesure par la formule suivante :

$$A_{ij} = s'(x_i, y_i, t)s'(x_j, y_j, t) \in [-1; 1].$$

Les différents résultats expérimentaux nous donnent des matrices aux coefficients suivants pour les différents cas étudiés (Tableau 12).

Il est important de noter que tous les coefficients sur chaque diagonale des matrices A sont égaux à 1. Il s'agit de l'autocorrélation pour chacune des sondes. Ces matrices A sont toutes inversibles puisque leur déterminant est non nul $(\det(A) \neq 0 \ avec \ A \in S)$ ce qui permet donc de résoudre l'équation AA = B de manière univoque et d'assurer une définition de la matrice A. Nous signalons ici que les enregistrements pour les cas {L1.b} aux plus faibles vitesses (23,1 et 27 m/s), le microphone 3 était hors d'usage. Nous appliquons donc la technique aux quatre capteurs restants.

D'autres part, la corrélation entre les microphones est globalement bonnes ($|A_{ij}| > 0,5$ pour $i, j \ge 3$), plus particulièrement dans les cas avec sifflement à forts niveaux de pression. Ces cas assurent une bonne concordance entre les capteurs puisque les microphones sont quasiment exclusivement sensibles à l'acoustique. Par ailleurs, les fils chauds y sont également sensibles mais, ces derniers sont également perturbés par la dynamique de l'écoulement. Les corrélations croisées entre les fils chauds et les microphones sont automatiquement plus faibles $(A_{ij}, i \le 2 \text{ et } j \ge 3)$.

L'avantage également de l'utilisation de ces deux types capteurs est de faire participer des grandeurs duales d'un point de vue acoustique. Etant donné que les champs sont reconstitués en considérant chaque point de l'espace discrétisé comme combinaison linéaire des sondes, il est primordial que la famille $(s'(x_i, y_i))$ soit le plus libre possible au sens de la corrélation (corrélation faible entre les sondes).

L'utilisation de trois microphones n'était pas primordiale, plus particulièrement dans les cas où le sifflement était intense. En effet, l'établissement du sifflement sous la forme de modes longitudinaux assurent un comportement sinusoïdal quasi pur pour les capteurs microphoniques. Leurs corrélations sont automatiquement très fortes puisqu'ils sont localisés dans une zone très restreinte (position au niveau de nœuds de pression).

	Vitesse moyenne du fil chaud 2 : <i>U</i> 0	Matrices de corrélation A
Laboratoire 1.a	29 m/s	$A = \begin{bmatrix} 1 & -0.28 & -0.18 & -0.18 & 0.44 \\ 1 & -0.46 & 0.22 & 0.21 \\ & 1 & -0.63 & -0.49 \\ & & 1 & 0.87 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$
Laboratoire 1.b	23,1 <i>m/s</i>	$A = \begin{bmatrix} 1 & 0,43 & 0,003 & 0,005 \\ & 1 & 0,005 & 0,01 \\ & & 1 & 0,95 \\ & & & & 1 \end{bmatrix}$
	27 m/s	$A = \begin{bmatrix} 1 & 0.29 & -0.01 & 0.002 \\ 1 & -0.002 & 0.004 \\ & & 0.94 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$
	38,9 m/s	$A = \begin{bmatrix} 1 & -0.12 & -0.02 & -0.07 & 0 \\ 1 & -0.03 & 0.08 & 0.07 \\ & 1 & 0.98 & 0.98 \\ & & 1 & 0.99 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$
	40,5 <i>m/s</i>	$A = \begin{bmatrix} 1 & 0.12 & -0.018 & -0.02 & 0.001 \\ 1 & 0.035 & 0.07 & 0.066 \\ & 1 & 0.98 & 0.98 \\ & & 1 & 0.99 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$
Laboratoire 2	11 m/s	$A = \begin{bmatrix} 1 & -0.03 & 0.03 & 0.04 & 0.0002 \\ 1 & 0.04 & 0.02 & 0.009 \\ & 1 & 0.75 & 0.78 \\ & & 1 & 0.68 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$
	24,8 m/s	$A = \begin{bmatrix} 1 & 0.37 & -0.09 & -0.08 & 0.003 \\ 1 & -0.04 & -0.03 & 0.06 \\ & 1 & 0.96 & 0.95 \\ & & 1 & 0.98 \\ & & & 1 \end{bmatrix}$

 Tableau 12 - Valeurs des coefficients des matrices de corrélation A pour chaque cas de vitesse des différentes configurations.

De même, nous calculons les coefficients de la matrice de corrélation B entre les sondes et les points du champs PIV. Pour cela, il a été nécessaire de réaliser une extraction temporelle des valeurs des sondes aux instants des prises de champs PIV, t_i :

$$\begin{cases} B_{uj}(x_{pq}, y_{pq}) = \overline{u'(x_{pq}, y_{pq}, t_l)s'(x_j, y_j, t_l)} \\ B_{vj}(x_{pq}, y_{pq}) = \overline{v'(x_{pq}, y_{pq}, t_l)s'(x_j, y_j, t_l)} \end{cases}$$

Ces derniers donnent une première indication de la qualité des résultats obtenus et surtout de la propension que nous aurons à obtenir des corrélations suffisamment élevées dans certaines zones du champs (supérieures à 10% en valeur absolue). Quelques illustrations des coefficients B_{uj} et B_{vj} sont

données sur les Figures 56-62. Nous pouvons constater de bonnes corrélations voisines de 0,2 en valeur absolue entre les signaux capteurs et certaines régions du champ PIV. Ceci augure de bonnes conditions pour l'application de la LSE.

Nous choisissons de montrer pour chaque cas d'étude les cartographies de corrélation entre les champs PIV et les sondes dans les deux directions de l'espace et pour un fil chaud (FC2) et un microphone (Mic3 ou Mic5). Les sondes utilisées pour les corrélations sont représentées par un point coloré dans chaque cas. Entre microphones, les cartographies sont très similaires puisque comme nous avons pu le voir précédemment les signaux microphones sont quasiment identiques (corrélation très fortes) pour les cas avec sifflement. C'est pourquoi nous présentons une seule cartographie de microphone.



Figure 56 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.a avec $U_0 = 29 m/s$.

Pour les cas suivants ($\{L1.b\}$), les cartographies (Figure 57-Figure 60) présentent des cartographies dont les zones sont moins démarquées. Les cavités observées sont situées bien plus en aval (170 mm de l'entrée), Les vitesses relevées par la PIV et le fil chaud y sont donc bien plus turbulentes que pour les cavités en entrée (cas $\{L1.a\}$ et $\{L2\}$). Les corrélations entre le micro et la PIV deviennent ainsi bien meilleures lorsque le sifflement est plus intense (Figure 59 et Figure 60) avec des zones davantage démarquées caractérisant les zones où les coefficients de la combinaison linéaire seront prépondérants.



Figure 57 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 23, 1 m/s$.



Figure 58 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 27 m/s$.



Figure 59 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 38, 9 m/s$.



Figure 60 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 1.b avec $U_0 = 40,53 m/s$.

Nous avons grandement amélioré nos techniques de mesure pour le cas Laboratoire 2 avec un changement au niveau de la génération de la nappe laser et une caméra plus performante (Tableau 11), tout en étant situé au niveau de l'entrée contrairement au cas {L1.b}. Les corrélations observées sont donc bien meilleures. L'observation primordiale à retirer de ces cartographies (Figure 61 et Figure 62) est la suivante : l'acoustique facilite les corrélations entre les champs PIV et les sondes (zone proche de 0,8 en valeur absolue contre 0,2 sans sifflement). En effet, ce résultat n'est pas anodin et témoigne de la capacité de la PIV à capturer l'effet de l'acoustique sur le champ de vitesse. De plus, le fil chaud mesure la vitesse suivant la direction x, les corrélations sont automatiquement moins bonnes dans la direction y que dans la direction x. Par ailleurs, il est intéressant de remarquer que la corrélation B_{x2} est plus forte en amont du fil chaud (Figure 61). La logique voudrait que la zone de plus forte corrélation soit localisée au niveau de la position du fil chaud. Ce résultat reste inexpliqué.



Figure 61 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 2 avec $U_0 = 11 m/s$.



Figure 62 - Coefficients de corrélation entre les capteurs et les champs PIV (composante longitudinale u et composante transverse v). Cas Laboratoire 2 avec $U_0 = 24, 8 m/s$.

La corrélation suivant y est moins importante puisque la résonance acoustique est associée à un mode longitudinal dans notre cas d'étude. Les lignes de courants acoustiques sont uniquement perturbées au voisinage de la cavité comme cela est relaté dans [66] par Nakiboğlu (Figure 63). La présence des cavités engendre la présence d'une composante verticale sur la vitesse acoustique à leur voisinage. Comme nous pouvons le voir sur la Figure 62, la corrélation suivant la vitesse verticale B_{v3} est non nulle seulement au voisinage de la cavité.



Figure 63 - Ligne de courant acoustique affleurant une cavité ([66] Nakiboğlu chapter 2.3.2).

4.5. Reconstitution du champ de vitesse à « haute fréquence » par la LSE

En chaque point du champ, la reconstitution par combinaison linéaire de signaux des sondes est limitée à l'information contenue dans ces signaux. En présence de sifflement, la partie fluctuante de la vitesse reconstituée à haute fréquence par la LSE acquiert donc le caractère sinusoïdal des signaux des sondes.

Les différentes expériences effectuées correspondent à celles décrites plus haut, à savoir les configurations {L1.a} à 29 m/s, {L1.b} à 23,1 m/s, 27 m/s, 38,9 m/s et 40,5 m/s, {L2} à 11 m/s et 24,8 m/s. Les raisons du choix de ces différents cas d'études ont été détaillées plus tôt (4.2). Les analyses de chaque configuration visent à identifier un comportement particulier du champ en fonction des cycles acoustiques. Les résultats présentés ci-dessous se basent sur des zooms du champ de vitesse et l'extraction de signaux de vitesse reconstitués en quelques points clés.

Nous commençons avec l'essai {L1.a} à 29 m/s, correspondant à une résonance longitudinale sur le mode 8 à 601 Hz (cf. Figure 48). Dans ce cas, la première cavité de la veine corruguée est observée. L'effet de la veina contracta est important dans cette zone comme cela a été mis en évidence précédemment (3.4).

Le champ de vitesse PIV moyen est représenté avec les sondes en leurs positions respectives. Un zoom est localisé au niveau de la cavité puisqu'il s'agit de la zone où sont localisées les sources acoustiques (Figure 64). Nous extrayons deux vitesses aux points P_1 et P_2 localisées au niveau de l'enroulement tourbillonnaire en entrée de la cavité.



Figure 64 - Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 17, 6 mm$; $Y_{p1} = 9, 7 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 14 mm$; $Y_{p2} = 8 mm$).

Nous identifions quatre instants importants d'un cycle acoustique : pression nulle par phase descendante, pression minimale, pression nulle par phase montante et pression maximale. Ces instants caractéristiques t_k correspondant sont identifiés sur les signaux des sondes (Figure 65).



Figure 65 - Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$ avec 4 instants isolés t_k : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .

Les zooms des champs de vitesse précédents sont représentés ci-dessous (Figure 66). Ils sont pris aux instants définis précédemment. Nous remarquons que les vecteurs en entrée de la cavité ne sont plus entrants lorsque la pression acoustique (Figure (b)) est minimale. Il est important de s'attarder sur les vecteurs qui amorcent le tourbillon, à savoir ceux situés en entrée, sur la droite de la cavité. L'enroulement semble favorisé lorsque la pression est maximale et nulle en phase descendante (Figures (a) et (d)) et défavorisé lorsque la pression est minimale ou nulle en phase montante (Figures (b) et (c)).

La vitesse reconstituée aux positions 1 et 2 présente une caractéristique sinusoïdale (Figure 67). Cependant le signal présente des fluctuations supplémentaires dues au déphasage entre les sondes. Les composantes de vitesse horizontale (\tilde{u}) et verticale (\tilde{v}) sont semblables en amplitude et présentent un caractère sinusoïdal à la fréquence correspondant au sifflement (601 Hz).



Figure 66 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom en des instants précis dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) (b) Pression minimale (t_2) (c) Pression nulle en phase montante (t_3) (d) Pression maximale (t_4) .



Figure 67 - Vitesse LSE aux positions d'extraction pour le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$.

La spécificité du cas $\{L1.b\}$ se situe dans la position de la cavité observée. Cette dernière est positionnée en aval à 170 mm de l'entrée, après la partie lisse de la veine. A ce niveau, la turbulence est développée et les signaux fils chauds sont très chahutés. La position relative du fil chaud 2 par rapport à la cavité reste la même pour les configurations $\{L1.a\}$ et $\{L1.b\}$. Nous constatons néanmoins que pour une même consigne du motoventilateur, la vitesse moyenne est bien plus forte dans le cas $\{L1.b\}$ à cause de l'épaississement de la couche limite le long de la veine.

Nous plaçons un zoom et deux positions de vitesse d'extraction $(X_{p1} = 17 \text{ mm}; Y_{p1} = 10 \text{ mm} \text{ et } X_{p2} = 13 \text{ mm}; Y_{p2} = 8 \text{ mm}$ dans le repère (O_p, X, Y)) sur le champ de vitesse PIV moyen dans le cas de vitesse $U_0 = 23.1 \text{ m/s}$ (Figure 68). Ici, la précision des résultats est meilleure sur les champs PIV puisque la caméra utilisée possédait une bien meilleure résolution.



Figure 68 - Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23, 1 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 17 mm$; $Y_{p1} = 10 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 13 mm$; $Y_{p2} = 8 mm$).

Les différentes vitesses testées dans la configuration {L1.b} sont : $U_0 = 23,1 m/s$, $U_0 = 27 m/s$, $U_0 = 38,9 m/s$ et $U_0 = 40,5 m/s$. Il est important de rappeler que le micro 1 n'était pas opérationnel et n'a donc pas pu être utilisé dans les deux premiers cas. L'identification des positions sur le cycle acoustique des signaux microphoniques était réalisable. Cependant les différents champs de vitesse en ces instants ne présentaient pas de schéma caractéristique (voir annexes). Le caractère sinusoïdal n'apparaît plus sur les signaux de vitesses reconstituées pour les différentes consignes de vitesse (Figure 69 et Figure 70). Pour les deux cas de vitesse les plus faibles, le sifflement présentait des amplitudes faibles.



Figure 69 - Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L1.b} : (a) $U_0 = 23, 1 m/s$, (b) $U_0 = 27 m/s$.

Nous observons des signaux extrêmement aléatoires, fluctuants sur de faibles échelles. Le sifflement est trop faible par rapport au comportement turbulent pour pouvoir déterminer un comportement des champs cycliques basé sur l'acoustique. Comme précisé en préambule, les observations faites lors de l'application de cette méthode sont intéressantes lorsque le sifflement est intense et les signaux des différents capteurs présentent une composante dominante à caractère sinusoïdal. Ce n'était pas le cas pour toutes les configurations de vitesse étudiées.

La différence de dynamique de l'acoustique est significative pour le cas {L1.a}, de l'ordre d'un rapport 1000 entre le maximum du pic et le niveau moyen. Pour le cas {L1.b}, le rapport passe alors à 100 étant donné que le champs d'observation se situe plus en aval avec une turbulence davantage développée. De plus, nous ne nous situons plus au niveau d'un nœud de pression du mode longitudinal correspondant, la vitesse acoustique n'est donc pas maximale en cette position (Figure 71).



Figure 70 - Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L1.b} : (a) $U_0 = 38,9 m/s$, (b) $U_0 = 40,5 m/s$.



Figure 71 - Spectres de vitesse du fil chaud 2 pour les cas d'étude {L1.a} et {L1.b}.

Nous présentons le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$. Rappelons que pour la configuration {L2}, la géométrie de la cavité est différente des configurations {L1.a} et {L1.b} puisque le rapport entre la profondeur *H* et la largeur *w* est supérieur à 1. De plus, les bords sont arrondis aussi bien en amont qu'en aval (cf. Tableau 2 dans 2.2). Ce cas de vitesse est spécifique puisque nous sommes en l'absence totale de sifflement. La cavité présente deux tourbillons en son sein comme nous pouvons le voir sur le champ PIV moyen (Figure 72). Sur la figure ci-dessous, nous définissons la position du zoom et des extractions de vitesse. N'observant pas de sifflement, la méthode de reconstitution ne semble pas utile dans ce cas (Figure 73, Figure 74 et Figure 75) étant donné que ce que nous cherchons à observer est caractérisé par une périodicité due à la résonance acoustique.



Figure 72 - Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 15 mm$; $Y_{p1} = 3 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 12, 5 mm$; $Y_{p2} = 3, 5 mm$).



Figure 73 - Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$ avec un instant isolé t_1 .



Figure 74 - Norme et vecteur vitesse sur un zoom du champ de vitesses reconstituée à un instant précis dans le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$.



Figure 75 - Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L2} avec $U_0 = 11 m/s$.

Finalement, nous présentons un cas où le sifflement est important, dans la configuration {L2} avec $U_0 = 24.8 \text{ m/s}$. Ce cas est le plus riche en enseignement pour diverses raisons. La première est que le système PIV était plus efficient dans ce cas (meilleure résolution spatiale). La deuxième est que nous nous situons au niveau de la première cavité, assurant des signaux sinusoïdaux au niveau des sondes. Cela induit des corrélations entre les champs PIV et les sondes de très bonne qualité (voisin de 0,8 au niveau des zones les plus corrélées).

La représentation du champ de vitesse PIV moyen montre qu'un seul tourbillon est présent dans la cavité (Figure 76). Une zone du champ était masquée lors de l'acquisition au niveau du microphone 1 (point vert) d'où l'aspect de l'écoulement dans cette zone. Cela était dû à une réflexion de la nappe laser au niveau du perçage dont nous n'avons pas pu nous affranchir dans cette zone. Les positions du zoom et des vitesses extraites ($X_{p1} = 15 \text{ mm}$; $Y_{p1} = 3 \text{ mm}$ et $X_{p2} = 12,5 \text{ mm}$; $Y_{p2} = 3,5 \text{ mm}$) ont été identifiées sur la Figure 76.



Figure 76 - Norme et vecteur vitesse sur le champ PIV moyen dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$. Position du zoom (rectangle gris) et des vitesses extraites aux points P_1 (+) de coordonnées ($X_{p1} = 15 mm$; $Y_{p1} = 3 mm$) et P_2 (+) de coordonnées ($X_{p2} = 12, 5 mm$; $Y_{p2} = 3, 5 mm$).

Comme précédemment, nous analysons les champs de vitesse reconstruits sur la fenêtre de zoom en nous positionnant au niveau de quatre instants caractéristiques du cycle acoustique Figure 77 : pression nulle en phase montante (Figure 78 (a)), pression maximale (Figure 78 (b)), pression nulle en phase descendante (Figure 78 (c)) et pression minimale (Figure 78 (d)). Nous repérons des groupes de vecteurs de forte intensité se déplaçant le long de l'entrée de la cavité.



Figure 77 - Signaux de pression et vitesse adimensionnées dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$ avec 4 instants isolés t_k : (a) Pression nulle en phase montante (t_1) , (b) Pression maximale (t_2) , (c) Pression nulle en phase descendante (t_3) , (d) Pression minimale (t_4) .



Figure 78 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$: (a) Pression minimale (b) Pression nulle en phase montante (c) Pression maximale (d) Pression nulle en phase descendante.

Les vitesses extraites aux positions définies plus haut sont parfaitement sinusoïdales (Figure 79). Ce signal présente une amplitude importante, témoin de la puissance du sifflement. Nous pouvons caractériser un déphasage entre les deux positions sur la vitesse verticale. Ce déphasage nous permet de calculer une vitesse de groupe pour les vecteurs de l'ordre $c_g = \frac{d(P_1,P_2)}{\Delta t} = \frac{\sqrt{20 \ 10^{-6}}}{1.5 \ 10^{-4}} = 30 \ m/s \approx U_0$. Ce résultat n'est ni banal ni anodin. Puisque nous observons un déphasage de sinusoïde lié à un comportement acoustique basé sur la vitesse de l'écoulement.



Figure 79 - Vitesse LSE adimensionnée aux positions d'extraction pour le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$.

4.6. Vitesse des structures à la fréquence du sifflement

L'application de la méthode LSE nous permettant d'accéder au champ de vitesses spatialement et temporellement résolu, nous avons poursuivi l'exploitation des résultats pour estimer la vitesse associée à la fréquence du sifflement. Nous avons identifié une vitesse associée à une sinusoïde dont la phase et l'amplitude sont liées à la fréquence de sifflement f_{wh} du signal en chaque point du champ de vitesse dans les deux directions.

Une approche usuelle pour résoudre ce problème est de prendre la transformée de Fourier discrète (DFT) des données et d'identifier l'amplitude et la phase à partir des coefficients DFT. Cela peut fonctionner si les sinusoïdes sont de puissance comparable et bien séparées en fréquence. Cela peut aussi bien fonctionner si les fréquences sont harmoniquement liées, en particulier si la durée du signal est choisie pour contenir un nombre entier de périodes de chaque sinusoïde. Dans ce cas, chaque sinusoïde n'influence qu'un seul coefficient DFT. Dans notre cas, les fréquences les plus énergétiques sur le signal sont les fréquences de résonance longitudinale de la veine corruguée. Les cas problématiques seraient ceux où les fréquences sont espacées de manière arbitraire ou bien les fréquences sont proches les unes des autres ou encore lorsque la plage dynamique est trop grande. Cela pourrait provoquer des interférences entre les coefficients DFT faussant alors l'estimation des amplitudes associées à chaque fréquence. Notons que dans les cas que nous avons étudiés, les signaux étaient bien conditionnés.

Nous appliquons cette méthode à une seule sinusoïde, dont la fréquence est celle du sifflement. Nous cherchons donc à décomposer notre signal de vitesse reconstitué par la LSE et adimensionné $\widetilde{U'} = \begin{bmatrix} \widetilde{u'} \\ \widetilde{v'} \end{bmatrix}$ comme suit :

 $\widetilde{\boldsymbol{U}'}(x_{pq}, y_{pq}, t) = \widetilde{\boldsymbol{U}}_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}}(x_{pq}, y_{pq}, t) + \widetilde{\boldsymbol{U}'_{\boldsymbol{0}}}(x_{pq}, y_{pq}, t).$

Où \tilde{U}_{wh} est la part sinusoïdale à la fréquence du sifflement du signal original et $\tilde{U}'_0(x_{pq}, y_{pq}, t)$ correspond à ce que nous qualifierons de bruit et t est échantillonné à la fréquence f_{ech} sur une durée T_{aqui} :

$$\widetilde{\boldsymbol{U}}_{\boldsymbol{wh}}(x_{pq}, y_{pq}, t) = \boldsymbol{A}_{\boldsymbol{wh}}(x_{pq}, y_{pq}) * \cos\left(2\pi f_{\boldsymbol{wh}}t - \boldsymbol{\varphi}(x_{pq}, y_{pq})\right) = \boldsymbol{B}\boldsymbol{c}_{\boldsymbol{wh}}(x_{pq}, y_{pq})\cos(2\pi f_{\boldsymbol{wh}}t) + \boldsymbol{B}\boldsymbol{s}_{\boldsymbol{wh}}(x_{pq}, y_{pq})\sin(2\pi f_{\boldsymbol{wh}}t).$$

Les deux écritures sont équivalentes puisque :

$$\begin{cases} \boldsymbol{B}\boldsymbol{c}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) = \boldsymbol{A}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) \cos(\boldsymbol{\varphi}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})) \\ \boldsymbol{B}\boldsymbol{s}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) = \boldsymbol{A}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) \sin(\boldsymbol{\varphi}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})) \end{cases} \text{ et} \\ \begin{cases} \boldsymbol{A}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) = \sqrt{\boldsymbol{B}\boldsymbol{c}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})^{*2} + \boldsymbol{B}\boldsymbol{s}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})^{*2}} \\ \boldsymbol{\varphi}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}) = \tan^{-1}\left(\frac{\boldsymbol{B}\boldsymbol{s}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})}{\boldsymbol{B}\boldsymbol{c}_{wh}(x_{pq}, y_{pq})}\right) \end{cases}$$

Pour cela nous avons besoin d'identifier l'amplitude et la phase du signal $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$. Nous appliquons la méthode que nous détaillons ci-dessous pour chaque position du champ (x_{pq}, y_{pq}) dans les deux directions de vitesse :

$$\boldsymbol{Y} = \left[\widetilde{u'}(x_{pq}, y_{pq}, t)\right] \text{ ou } \boldsymbol{Y} = \left[\widetilde{v'}(x_{pq}, y_{pq}, t)\right]$$

Nous identifions Y sur la base d'une décomposition sinusoïdale sur une famille de K pulsations connues $\{\omega_k\}_{k=1,\dots,K}$. Dans cette famille de pulsation, nous choisissons $\omega_1 = 2\pi f_{wh}$. Les $\{\omega_k\}_{k=2,\dots,K}$ restantes sont définies à partir des transformées de Fourier discrètes. Il s'agit des fréquences $\{f_k\}_{k=1,\dots,K}$ pour lesquelles la transformée de Fourier discrète présente un pic. Nous définissons un seuil à partir duquel les fréquences sont d'intérêt pour définir une base de décomposition en fonction de Fourier.

Y vérifie alors l'égalité :

$$\boldsymbol{Y} = \widetilde{\boldsymbol{U}}_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}}(x_{pq}, y_{pq}, t) + \sum_{k=2}^{K} Bc_k \boldsymbol{C}_{\boldsymbol{k}} + \sum_{k=2}^{K} Bs_k \boldsymbol{S}_{\boldsymbol{k}}$$

Avec $C_k = [\cos(\omega_k t)]$ et $S_k = [\sin(\omega_k t)]$ définis pour k = 1, ..., K.

Le vecteur Y vérifie :

$$Y = TB$$
.

Où **T** est une matrice de taille $T_{aqui} f_{ech} \times 2K$ définie par :

$$T = [C_1 \ S_1 \ C_2 \ S_2 \ \dots \ C_K \ S_K],$$

avec $T_{aqui} \approx 100 \text{ s}$, $f_{ech} = 25,6 \text{ kHz}$, et $10 \le K \le 14$ suivant les cas et **B** est une matrice de taille $2K \times 1$ définie par :

$$\boldsymbol{B} = \begin{bmatrix} Bc_1 \\ Bs_1 \\ \vdots \\ Bc_k \\ Bs_k \end{bmatrix}$$

Les pulsations sont alors définies comme suit :

$$\omega_k = f_k \times \frac{2\pi}{f_{ech}}; \ k = 1, \dots, K.$$

Or $f_k \leq \frac{f_{ech}}{2}$, d'où nous tirons :

$$\omega_k \in [0; \pi]$$
; $k = 1, ..., K$.

Ceci assure l'indépendance linéaire des colonnes de la matrice T. Dans ce cas, la matrice $T^T T$ devient inversible. En multipliant à gauche par la matrice T^T , nous obtenons :

$$T^T Y = T^T T B.$$

D'où nous tirons l'expression de **B** :

$$B = \left(T^T T\right)^{-1} T^T Y.$$

Nous isolons finalement les coefficients Bc_{wh} et Bs_{wh} dans **B** autour de la fréquence de sifflement f_{wh} afin de déterminer A_{wh} et φ_{wh} . Nous appliquons la méthode précédente, implémentée sur Matlab, aux cas expérimentaux suivants : {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$, {L1.b} avec $U_0 = 38,9 m/s$, et {L2} avec $U_0 = 24,8 m/s$.

Afin d'identifier si cette décomposition fonctionne, il est nécessaire d'observer les spectres associés aux trois vitesses $\widetilde{U'}(X_{p1}, Y_{p1}, t)$, $\widetilde{U}_{wh}(X_{p1}, Y_{p1}, t)$, et $\widetilde{U'}_0(X_{p1}, Y_{p1}, t)$ à la position d'extraction P_1 pour le cas {L2}. Nous remarquons que la décomposition semble opérante puisque le pic correspondant à la fréquence du sifflement n'apparaît plus sur le spectre du signal correspondant au bruit environnant $\widetilde{U'}_0(X_{p1}, Y_{p1}, t)$ (Figure 80).



Figure 80 - Spectres de vitesse des signaux $\widetilde{U'}(X_{p1}, Y_{p1}, t), \widetilde{U}_{wh}(X_{p1}, Y_{p1}, t), \text{ et } \widetilde{U'_0}(X_{p1}, Y_{p1}, t)$ sur le champ dans le cas {L2}

Dans un premier temps, nous nous concentrons sur le cas {L1.a}. Une représentation de l'amplitude du signal acoustique A_{wh} pour les deux directions de vitesse est donnée sur la Figure 81. A_{wh} s'avère être plus importante au niveau de l'entrée de la cavité. Ce résultat est en accord avec des travaux antérieurs ([4], [5] et [6]) quant à la localisation des sources acoustiques à proximité de cavité sous écoulement. Nous définissons la vitesse acoustique dans les deux directions de l'espace en chaque point comme suit :



$$\widetilde{\boldsymbol{U}}_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}}(x_{pq}, y_{pq}, t) = \boldsymbol{A}_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}}(x_{pq}, y_{pq}) \cos\left(2\pi f_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}} t + \varphi_{\boldsymbol{w}\boldsymbol{h}}(x_{pq}, y_{pq})\right).$$

Figure 81 - Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ sur le champ dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$: (a) Vitesse longitudinale, (b) Vitesse verticale.

La génération de tourbillon dans la zone cisaillée au niveau de la cavité est à l'origine de la production de son dans une cavité par rapport à une paroi lisse [34]. C'est ce que nous arrivons à retrouver expérimentalement ici. Nous représentons la vitesse correspondant à la fréquence du sifflement en différents instants définis dans la partie 4.5 (Figure 82). Nous n'observons pas une vitesse acoustique.

En isolant la partie associée à la fréquence du sifflement, ce que nous observons ne correspond pas au champ acoustique associé à la résonance longitudinale. En effet, cette dernière devrait être quasiment uniforme pour une section transverse donnée. Notre champ d'observation est de l'ordre de 35 *mm*. La longueur d'onde associée au mode longitudinal observé vaut :

$$\lambda = \frac{c_{eff}}{f_{wh}} \approx \frac{294}{601} \approx 0.5 \ m.$$

Ainsi, nous ne devrions donc pas être capables d'observer une variation aussi significative de la vitesse acoustique sur un champ de cette dimension. Les fluctuations de vitesse associées à cette fréquence sont donc représentatives d'un phénomène aérodynamique imposé par une rétroaction de l'acoustique.



Figure 82 - Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ à des instants précis dans le cas {L1.a} avec $U_0 = 29 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .

Nous nous attardons à présent sur les cas {L1.b} à sifflement intense à savoir pour les vitesses $U_0 = 38,9 m/s$. La particularité de cette configuration réside dans la position de la cavité étudiée. Cette dernière ne se situe pas en entrée de la veine corruguée mais à X = 170 mm (Figure 83). Aux fréquences observées, les longueurs d'ondes sont de l'ordre de 0,5 m. Les nœuds de pression pour ces cas ne sont donc pas positionnés au voisinage de la cavité. Or, comme cela a été démontré par Nakiboğlu [66], les cavités produisant de l'énergie acoustique sont situées au niveau des nœuds de pression.



Figure 83 - Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\widetilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ sur le champs dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 38, 9 m/s$: (a) Vitesse longitudinale $\widetilde{u}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$, (b) Vitesse verticale $\widetilde{v}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$.

Pour la reconstitution de la vitesse à la fréquence du sifflement dans le cas $\{L1.b\}$, nous sommes confrontés à une double difficulté. Comme nous venons de le signifier, la cavité observée n'est pas située au niveau d'un nœud de pression. De plus la méthode LSE semble, comme nous avons pu le voir dans le 4.5, plus difficile à mettre en œuvre puisque l'acoustique n'est pas prépondérante sur les sondes fils chauds.

La vitesse que nous arrivons à déceler ne présente pas de différence spatiale dans la direction longitudinale (Figure 84). Finalement, étant donné que la production sonore est très faible dans cette zone, l'observation se concentre sur l'onde du mode correspondant. Nous observons une vitesse minimale lorsque la pression est nulle en phase descendante et maximale lorsque la pression est nulle en phase montante ce qui est en accord avec la théorie (Figure 85).

Dans ce cas, la vitesse longitudinale associée à la fréquence du sifflement correspond bien à la vitesse acoustique associée au mode longitudinal. Nous observons un déphasage entre la pression et la vitesse de l'ordre de $\pi/2$ en accord avec la théorie. La longueur du mode associé au sifflement vérifie :

$$\lambda = \frac{c_{eff}}{f_{wh}} \approx \frac{294}{618} \approx 0,48 \ m.$$

Nous ne sommes plus comme pour le cas {L1.a} situé au niveau d'un nœud de pression, mais nous sommes positionnés à X = 160 mm de l'entrée de la veine. Nous ne sommes donc plus situés au niveau d'une zone de production acoustique comme cela a été montré par Nakiboğlu [66]. Dans cette zone, les fluctuations de vitesse associées au mode acoustique sont plus importantes que les fluctuations aérodynamiques.


Figure 84 - Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ longitudinale (à gauche) et verticale (à droite) à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 38, 9 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression nulle en phase descendante (t_1) , (b) Pression minimale (t_2) , (c) Pression nulle en phase montante (t_3) , (d) Pression maximale (t_4) .



Figure 85 - Pression et vitesse acoustique sur un cycle pour une position x donnée

Nous étudions finalement le cas $\{L2\}$. Pour ce dernier, la cavité se situe de nouveau au niveau de l'entrée et donc au niveau d'un nœud de pression. Son comportement devrait donc s'approcher du cas $\{L1.a\}$. L'amplitude maximale de la vitesse acoustique est de nouveau localisée au niveau de l'entrée de la cavité (Figure 86).



Figure 86 - Amplitude du signal de vitesse adimensionnée A_{wh} à la fréquence du sifflement $\widetilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ sur le champs dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$: (a) Vitesse longitudinale $\widetilde{u}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$, (b) Vitesse verticale $\widetilde{v}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$.

La représentation du champ de vitesse $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ instantané (Figure 87) permet de visualiser l'évolution de structures tourbillonnaires dès l'entrée. Ces dernières progressent le long du tuyau tout en se développant avant de rencontrer le bord aval de la cavité.

Une nouvelle fois, nous observons une vitesse associée à la fréquence du sifflement ne correspondant pas à la vitesse acoustique. Le champ devrait être quasiment uniforme. Ce résultat corrobore celui obtenu précédemment lorsque la cavité où le champ d'observation est positionné se situe au niveau de la première cavité.

Nous observons des fluctuations de vitesse aérodynamiques dont le niveau dépasse les niveaux de fluctuations acoustiques. Le champ de vitesse acoustique n'est donc pas observable dans ce cas puisque sa dynamique est surpassée par celle des tourbillons.



Figure 87 – Vitesse adimensionnée à la fréquence du sifflement $\tilde{U}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ à des instants précis dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$, vitesse longitudinale $\tilde{u}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à gauche) et vitesse verticale $\tilde{v}_{wh}(x_{pq}, y_{pq}, t)$ (à droite) : (a) Pression minimale (t_1) , (b) Pression nulle en phase montante (t_2) , (c) Pression maximale (t_3) , (d) Pression nulle en phase descendante (t_4) .

Le centre du tourbillon se déplace de la position ($X_{t_1} = 11,61 mm$; $Y_{t_1} = 2,548 mm$) à la position ($X_{t_6} = 15,44 mm$; $Y_{t_6} = 2,739 mm$) en 6 pas de temps (Figure 88). La fréquence d'échantillonnage est $f_{ech} = 25600 Hz$. La vitesse de convection du tourbillon U_c est donc :

$$U_c = \frac{\sqrt{(X_{t_6} - X_{t_1})^2 + (Y_{t_6} - Y_{t_1})^2}}{\frac{10}{f_{ech}}} \approx 9.8 \ m/s = 0.4 \ U_0.$$

Pour rappel, en chaque point du champ, la vitesse que nous observons ici est une sinusoïde de fréquence correspondant à la fréquence du sifflement f_{wh} . Nous observons donc des tourbillons caractéristiques du sifflement se propageant à la vitesse de l'écoulement dans la zone. Ce phénomène est répété au cours du temps et indépendant de t_1 , tous les tourbillons se déplaçant à des vitesses voisines de 0,4 U_0 .



Figure 88 - Norme et vecteurs vitesses reconstituées à la fréquence du sifflement à quatre instants séparés de deux pas de temps dans le cas {L2} avec $U_0 = 24, 8 m/s$: (a) t_1 , (b) $t_2 = t_1 + \frac{2}{f_{ech}}$, (c) $t_3 = t_1 + \frac{4}{f_{ech}}$, (d) $t_4 = t_1 + \frac{6}{f_{ech}}$, (e) $t_5 = t_1 + \frac{8}{f_{ech}}$, (f) $t_6 = t_1 + \frac{10}{f_{ech}}$.

En sifflement, les tourbillons s'organisent autour de la fréquence de résonance excitée. Ces derniers se propagent à la vitesse de l'écoulement, à savoir la vitesse de convection en paroi. Cela peut être apparenté à un pseudo-bruit dont les niveaux de fluctuations dépassent largement les niveaux de fluctuations associées à la fréquence de résonance acoustique. En cette position, nous observons donc une turbulence synchronisée sur la fréquence du sifflement et non pas la vitesse acoustique du mode correspondant à la fréquence de résonance. Une rétroaction de l'acoustique sur l'écoulement est mise en évidence.

Chapitre 5. Aéroacoustique d'un riser industriel

Le travail de thèse s'inscrivant dans une démarche industrielle, j'ai eu la possibilité de réaliser des expérimentations sur des tuyaux corrugués dans de grandes dimensions. Leurs caractéristiques sont données dans le paragraphe 2.4. Les expériences menées jusqu'à présent portaient sur des veines corruguées dont la longueur était relativement restreinte, puisqu'elle ne dépassait jamais deux mètres. Cela permettait d'exciter les modes longitudinaux de la veine. Cependant, sur les installations offshores, les flexibles peuvent mesurer plusieurs kilomètres. Cela ne permet pas une excitation des modes longitudinaux. Un phénomène acoustique différent doit intervenir. Néanmoins, un phénomène aéroacoustique (appelé FLIP « Flow Induced Pulsation » par les industriels) est également constaté sur certains risers pour certaines conditions d'écoulement. C'est ce type de phénomène qui a été étudié ici avec une instrumentation de laboratoire implantée sur un riser industriel.

Nous présentons une analyse temps-fréquence des signaux issus de ces essais ainsi qu'une étude de corrélation entre les divers capteurs. Nous avons observé que les signaux mesurés en condition de sifflement présentaient des fluctuations significatives tant temporelles que fréquentielles. Nous avons pu montrer que les fluctuations fréquentielles étaient liées à la géométrie du riser. En outre, ces analyses ont permis de montrer que le sifflement observé existait aux fréquences acoustiques transverses du riser. Les structures de l'écoulement se propagent à la vitesse de convection de l'écoulement mais présentent une fréquence caractéristique correspondant à la fréquence du sifflement.

Nous nous focalisons sur deux essais, présentant des signaux dont les durées d'acquisition sont d'environ 10 minutes chacun. Ces signaux présentent des niveaux de pression très importants, pouvant dépasser les 170 dB et la structure du sifflement est très complexe.

Ces tests ont été menés pour une position de la vanne fixée. Cette dernière est positionnée en aval du riser, au niveau de la sortie des tubulures. Cela imposait notamment une gamme de pression et de vitesse en entrée connue. Les grandeurs caractéristiques de ces deux tests sont consignées dans le Tableau 13 ci-dessous :

Essai	Position de la	Pression interne	Vitesses de débit U_0
	vanne (en °)	P_0	
Industriel 1 {I1}	90°	[1,3 ; 1,5] bar	[63; 74] m/s
Industriel 2 {I2}	80°	[1,2 ; 1,9] bar	[50; 68] m/s

Tableau 1	3 -	Grandeurs	caractéristique	s des	essais	industriels	réalisés.
-----------	-----	-----------	-----------------	-------	--------	-------------	-----------

Nous observons dans l'ensemble des fluctuations temporelles très fortes sur les signaux de pression et de vitesse avec des fluctuations de fréquences de sifflement très importantes. Les capteurs amont présentent des signaux extrêmement bruités contrairement aux capteurs aval qui présentent eux des signaux globalement bons. Cela nous permet notamment de déduire le filtrage par le tuyau des fréquences acoustiques transverses. D'un point de vue audible, les signaux aval et plus particulièrement l'accéléromètre, présentent un signal extrêmement clair.

Nous représentons une section transverse de la conduite flexible et des manchettes adjointes (Figure 89). Nous positionnons les systèmes de mesure utilisés comprenant des microphones (GRAS : MG_i , $i = 1 \dots 6$, E; Kulite : Ku_j , $j = 1 \dots 4$), des fils chauds (FC_k , $k = 1 \dots 2$), un accéléromètre (Acc) ainsi qu'un microphone d'extérieur MG_E . Les sondes acoustiques ont été installées en ligne sur les parois des manchettes de mesure alors que les fils chauds ont été installées à une position azimutale à 90 ° des microphones, sur l'axe de symétrie des manchettes. Puisque la pression et la vitesse sont des quantités duales pour l'acoustique mesurées respectivement par les microphones et les fils chauds, elles permettent une compréhension complète de la nature de l'onde acoustique.



Figure 89 - Représentation transverse de la conduite corruguée et positionnement des capteurs sur les expériences {I1} et {I2}.

Les distances entre les microphones sont données ci-dessous : $d(MG_1, MG_2) = 0.5 m$; $d(MG_2, MG_3) = 0.4 m$; $d(MG_3, MG_4) = 19 m$; $d(MG_4, MG_5) = 0.4 m$; $d(MG_5, MG_6) = 0.5 m$.

Une acquisition simultanée des signaux des microphones et fils chauds est réalisée. Elle permet une analyse conjointe de la vitesse et la pression acoustique. Le post-traitement des signaux acoustiques enregistrés révèle qu'un fort champ acoustique (170 dB SPL) est présent à l'intérieur du riser pendant le FLIP. Ce champ est associé à des fréquences identifiées comme la résonance acoustique transverse du tuyau (1250 Hz, 2110 Hz et 2650 Hz). La spécificité du FLIP dans les conditions étudiées est l'intermittence significative en temps et en fréquence de ce champ sonore. Par conséquent, une transformée par ondelettes de Gabor est utilisée pour étudier les caractéristiques temps-fréquence, tandis que l'analyse de transformation de Hilbert vise à décrire la structure fine du sifflement.

Les deux films chauds sont positionnés sur l'axe des manchettes, juste en amont et en aval du flexible. Les dimensions de la partie sensible de chaque film chaud (Dantec Dynamics de type 55R01) sont de 70 μ m de diamètre avec une épaisseur de 0,5 μ m et revêtement de quartz et de 1,25 mm de longueur. La surchauffe a été ajustée à aw = 0,6. L'étalonnage des films chauds est établi pour chaque essai avec des vitesses de référence in situ données par les conditions de débit fournies par le CESAME (organisme le lieu et les infrastructures de ces essais). Grâce à un système d'étanchéité à haute pression (Swagelock), les films chauds étaient opérationnels sur toute la plage de pression jusqu'à 37 bars.

5.1. Résonance acoustique

Plusieurs expériences ont été menées permettant plusieurs observations. Globalement, le tuyau siffle sur ses résonances transverses. Cependant, plusieurs fréquences peuvent apparaître en simultanée pour un couple de vitesse de débit/Pression $(U_0; P_0)$ et le sifflement présente donc un caractère multifréquentiel : certaines composantes correspondent à la géométrie du tuyau circulaire, d'autres composantes sont intrinsèques à l'écoulement mais de niveaux plus faibles.

Les fréquences de résonance transverse pour un tuyau circulaire s'écrivent :

$$\forall m, n \in \mathbb{N}, f_{mn} = \frac{\kappa_{mn}c_0}{2\pi}\sqrt{1-M^2}.$$

Où κ_{mn} vérifie $\forall m, n \in \mathbb{N}, J'_n(\kappa_{mn}R) = 0, J'_n$ étant la dérivée de la $n - i \grave{e}me$ fonction de Bessel (Tableau 14), c_0 correspond à la vitesse du son dans l'air à la condition de température T_0 , M est le nombre de Mach et R le rayon du tuyau.

$k_{mn}R$	m = 0	m = 1	m = 2	m = 3
n = 0	0	1,84118	3,05424	4,20119
n = 1	3,83171	5,33144	6,70613	8,01524
n = 2	7,01559	8,53632	9,96947	11,3459
n = 3	10,1735	11,706	13,1704	14,5858

Tableau 14 - Zéro de la dérivée de la n - ième fonction de Bessel

Entre les essais {I1} et {I2}, une légère modification de la température a eu lieu, imposant une vitesse du son légèrement modifié :

- Essai {I1} : $T_0 = 286,15 K$ et $U_0 = 70 m/s$, nous avons $c_0 = 338 m/s$ et $M \approx 0,21$, soit : $f_{mn} \approx 1272,2110,2648,2903,3674,3683,4433,4634,4848,5183,5538,5898 Hz,...$ - Essai {I2} : $T_0 = 282,15 K$ et $U_0 = 66 m/s$, nous avons $c_0 = 336 m/s$ et $M \approx 0,19$, soit :
 - $f_{mn} \approx 1270, 2106, 2643, 2898, 3668, 3677, 4425, 4625, 4839, 5174, 5528, 5888 Hz, \dots$

Etant donné que le débit imposé évoluait pendant les essais, il est important de réaliser des analyses temps-fréquence. Pour cela, nous utilisons la transformée de Gabor *G* du signal *x* définie par :

$$G_{x}(t,f) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-\pi(t-\tau)^{2}} e^{-i2\pi f\tau} x(\tau) d\tau.$$

Les post-traitements sont réalisés à l'aide de Mathematica [82]. Les signaux ont une durée d'acquisition proche de $t_{aqui} = 600 \text{ s}$. Les signaux sont filtrés par un filtre passe haut dont la fréquence de coupure est $f_c = 300 \text{ Hz}$.

L'analyse temps-fréquence des ondelettes de Gabor (Figure 90) montre que le sifflement apparaît vers $t_{wh-i} = 235 s$, soit une pour une vitesse d'écoulement $U_0 > 69 m/s$, est maximal vers $t_{wh-m} = 450 s$, diminue à partir de $t_{wh-d} = 550 s$ et cesse vers $t_{wh-s} = 580 s$. Les signaux les plus clairs sont ceux pour les micros positionnés en aval, à savoir le micro MG_4 .



Figure 90 - Transformée de Gabor du signal entre 200s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).

Le signal acoustique est composé de deux composantes fréquentielles principales autour des premiers modes transverses de la conduite (soit 1250 Hz et 2500 Hz pour un riser de rayon constant R = 76,2 mm). C'est ce qui est observé en analysant la pression acoustique aux instants du maximum de sifflement par transformée de Gabor (Figure 91). Il est également net que ce processus de sifflement présente des variations significatives en termes de temps et de fréquence avec des discontinuités temporelles de l'amplitude.



Figure 91 - Transformée de Gabor du signal entre 440 s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).

Le calcul de la transformée de Fourier des signaux de pression sur une courte durée temporelle nous permet d'analyser le comportement du tuyau sur cette période dans des conditions d'écoulement relativement stables. Nous observons notamment à l'initiation du sifflement des pics fréquentiels identifiables comme les résonances transverses du tuyau (Figure 92). Sur le signal amont, ces pics sont beaucoup plus étalés ne présentant pas des raies clairement identifiables contrairement au signal aval. Cela rejoint l'analyse faite précédemment sur les transformées de Gabor. Les fréquences des pics plus basses fréquences ($\approx 500 Hz$) varient quant à eux avec la vitesse d'écoulement et sont caractéristiques d'un bruit d'écoulement.



Figure 92 - Transformée de Fourier du signal entre 220 s et 250 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).

Lorsque l'arrêt progressif du sifflement intervient ($t_{wh-d} < t < t_{wh-s}$), les différences entre l'amont et l'aval sont conservées (Figure 93). Les pics sont toujours identifiables comme les fréquences transverses de la conduite corruguée.



Figure 93 - Transformée de Fourier du signal entre 550 s et 580 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 3 (amont) (b) Microphone GRAS 4 (aval).

Pour les conditions expérimentales, le niveau de turbulence à l'extrémité aval de la colonne montante est compris entre 2 et 3, 5%, en bon accord avec la turbulence axiale dans les écoulements de tuyauterie turbulents. Une augmentation de 40% de l'intensité de la turbulence est enregistrée entre les extrémités amont et aval de la conduite. Nous présentons l'évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) estimée à partir des signaux de vitesse des fils chauds lorsque la vitesse de référence augmente de 50 à 70 m/s (Figure 94). De nombreuses fréquences sont captées par le fil chaud en amont, probablement en raison du système d'alimentation comprenant le compresseur d'air et quelques coudes sur la tuyauterie en amont. Ces grands pics n'apparaissent pas sur le DSP du fil chaud en aval, ce qui indique que le flexible se comporte comme un filtre pour la turbulence présente en amont. Lorsque la vitesse atteint environ 60 m/s, des pics de fréquences apparaissent de manière significative sur la DSP vitesse en aval. Ces fréquences (1250, 2150, 2600 Hz) sont associées au phénomène FLIP et sont confirmées par l'analyse de pression acoustique suivante.



Figure 94 - Densité spectrale de puissance des signaux de vitesse des fils chauds amont et aval pour le test {12}.

5.2. Analyse fréquentielle par transformée de Hilbert Huang

Les signaux observés sont instationnaires en temps et en fréquence. La problématique réside alors sur la conciliation entre courtes fenêtres temporelles et résolution fréquentielle. En effet, lors d'une analyse de Fourier classique, plus la quantité de données est importante plus la résolution fréquentielle est fine. Ainsi pour un échantillon donné, la diminution de la taille de la fenêtre temporelle sur laquelle la transformée de Fourier est calculée augmente la résolution fréquentielle. Afin d'obtenir une bonne résolution fréquentielle tout en conservant l'information temporelle des signaux, les analyses de Fourier ou par ondelettes sont donc à proscrire. Ainsi, nous souhaitons faire une analyse séparant les différents phénomènes afin d'en faciliter la compréhension. Pour cela, nous cherchons à définir une base de fonctions permettant de caractériser le phénomène intervenant dans nos cas d'études. Cette dernière doit vérifier plusieurs critères. Elle doit être complète afin d'assurer la précision du développement, orthogonale pour garantir la positivité de l'énergie, locale afin d'identifier tous les événements (amplitude A(t) et fréquence f = f(t)). Une telle base est ainsi adaptative puisqu'elle ne peut pas être prédéterminée.

Pour cela, une transformée de Hilbert Huang (HHT, [83]) du signal filtré autour du premier mode est appliquée pour calculer sa fréquence instantanée [84]. La méthode de décomposition se détaille en trois étapes. La première consiste en une décomposition modale empirique (EMD) du signal. Cette dernière permet de définir les Intrinsic Mode Functions (IMF) qui constituent une suite de fonctions déterminées à partir du signal. La deuxième étape consiste en la transformée de Hilbert pour chaque IMF et la définition d'un signal analytique. Finalement, nous pouvons calculer la fréquence instantanée.

L'EMD se fait par extraction successive des composantes hautes fréquences que contient le signal pour aboutir à un résidu quasi-continu et/ou négligeable. Cette étape s'appelle le tamisage du signal. Les difficultés viennent de l'identification des extrema, de la non-linéarité du tamisage (double itération sur les enveloppes des extrema et les IMFs) et de la propagation des erreurs. La représentation ainsi bâtie est souvent parcimonieuse (entre 2 et 10 IMFs) et permet une interprétation physique des IMFs. Afin de s'assurer que les IMF calculées sont correctes, ces dernières doivent satisfaire deux propriétés : les extrema sont de signes opposés et la moyenne locale de l'enveloppe des maximas et des minimas doit être nulle.

Par définition, la transformée de Hilbert y(t) d'un signal x(t) quelconque (dans \mathcal{L}^p) est donnée par :

$$\mathcal{H}(x)=y.$$

Où $\forall t \in \mathbb{R}, y(t) = \mathcal{H}(x(t)) = \frac{1}{\pi} \text{ v. p. } \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x(t')}{t-t'} dt'.$

La notation v. p. désigne les valeurs principales de Cauchy de l'intégrale. Il est important de noter :

$$\mathcal{H}(\cos) = \sin$$

Si $x(t) = A(t)cos(\phi(t))$, nous définissons le signal analytique z par :

$$z(t) = x(t) + i y(t) = A(t)cos(\phi(t)) + i A(t) sin(\phi(t)).$$

Nous trouvons donc :

$$\forall t \in \mathbb{R}, z(t) = A(t)e^{i\phi(t)}.$$

Nous définissons alors la fréquence instantanée f par :

$$\forall t \in \mathbb{R}, f(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi(t)}{dt}.$$

Deux hypothèses sont alors nécessaires. Le signal ne doit comporter qu'une seule composante. Or, les IMFs vérifient cela puisqu'elles sont construites pour l'être. La fonction x doit satisfaire le théorème de Bedrosian afin de pouvoir séparer le signal en composantes basses fréquences (A(t)) et hautes fréquences $(\cos(\phi(t)))$. Dans ce cas :

$$\forall t \in \mathbb{R}, \ \mathcal{H}(x(t)) = \mathcal{H}(A(t)\cos(\phi(t))) = A(t)\sin(\phi(t)) = y(t).$$

Nous appliquons l'EMD dans le cas de l'expérience {I1} sur le signal du microphone GRAS 4 (aval, Figure 95). La difficulté liée à cette méthode réside dans le temps de calcul. Si N correspond au nombre d'échantillons, le nombre d'IMF est en log(N) pour un temps de calcul en N^2 , soit quelques heures pour une seconde de signal mais deux jours pour une décomposition sur deux secondes de nos signaux échantillonnés à $f_{ech} = 25600 Hz...$ Ainsi, nous appliquons cette méthode sur 1 s de signal lorsque le phénomène de sifflement était important (446 $s \le t \le 447 s$) après application d'un filtre passe bande entre 200 Hz.

Nous observons que les signaux vérifient bien les propriétés que doivent satisfaire les IMF, à savoir posséder des extrema de signes opposés et une moyenne de l'enveloppe des maxima et minima nulle. Les spectres de ces signaux sont donnés en annexe.



Figure 95 - IMF_i , i = 1 ... 5 sur 1 s de signal (446 s < t < 447 s) du microphone GRAS 4 pour l'expérience {I1} : (a) IMF_1 , (b) IMF_2 , (c) IMF_3 , (d) IMF_4 , (e) IMF_5 .

Par le biais de la transformée d'Hilbert Huang, nous identifions l'amplitude $A_i(t)$ et la phase du signal $\phi_i(t)$ en chaque instant, et ce pour chaque IMF_i . Nous identifions donc chaque IMF comme suit :

$$IMF_i = A_i(t)\cos(\phi_i(t))$$

Afin de s'assurer que la décomposition effectuée est valable dans notre cas d'étude, il est nécessaire de comparer les spectres par transformée de Fourier de $A_i(t)$ et de $\cos(\phi_i(t))$. Nous devons vérifier si les deux foncions satisfont le théorème de Bedrosian [85] à savoir une séparation des composantes respectivement basses et hautes fréquences, ce qui est le cas pour nos IMF (Figure 96).



Figure 96 - Spectre de l'amplitude et de la partie sinusoïdale pour chaque IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s pour l'expérience {I1} : (a) L_{A_1} et $L_{\cos(\phi_1)}$, (b) L_{A_2} et $L_{\cos(\phi_2)}$, (c) L_{A_3} et $L_{\cos(\phi_3)}$, (d) L_{A_4} et $L_{\cos(\phi_4)}$, (e) L_{A_5} et $L_{\cos(\phi_5)}$.

Nous sommes donc en mesure d'identifier une fréquence instantanée f_i associée à la phase de chacune des IMF :

$$f_i(t) = \frac{1}{2\pi} \frac{d\phi_i(t)}{dt}$$

Les fréquences des IMF oscillent autour d'une fréquence caractéristique (Figure 97). Cette dernière diminue lorsque le numéro de l'IMF augmente. La première IMF représente donc les plus hautes fréquences du signal initial. Pour cette IMF, les oscillations sont les moins importantes et la fréquence caractéristique correspond au mode transverse du tuyau corrugué ($f_{10} = 1270 \text{ Hz}$).



Figure 97 - Fréquences f_i pour chaque IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s pour l'expérience {I1} : (a) f_1 , (b) f_2 , (c) f_3 , (d) f_4 , (e) f_5 .

Nous pouvons conclure que cette méthode est viable et peut être appliqué de manière systématique pour les différents tests afin de permettre une identification des fréquences excitées lors de la mise sous écoulement du flexible. Cependant, cette identification fréquentielle a un coût, le temps de calcul très (trop) important pour analyser la totalité de nos signaux.

Nous effectuons la même analyse sur l'essai {I2}. Pour cela, nous nous focalisons sur le signal du microphone GRAS 4 aux instants d'un sifflement intense. Nous identifions une seule IMF pour deux signaux filtrés autour de chaque résonance identifiée précédemment sur une durée de signal de 5 s (461 s < t < 466 s). Nous calculons alors l'amplitude et la fréquence associée à cette IMF. Le filtre appliqué possède une bande passante respectivement entre 800 Hz et 1600 Hz et entre 1600 Hz et 3200 Hz.

L'amplitude est normalisée au maximum enregistré pendant cet intervalle et la courbe est tracée avec une intensité variable de nuances de gris correspondant à son amplitude (Figure 98) pour le premier filtre. Il est important d'accorder une importance majeure aux fréquences correspondant aux amplitudes les plus fortes. D'importantes variations sur l'amplitude et la fréquence sont mises en évidence, signe d'un phénomène intermittent. Les fluctuations de fréquence importantes correspondent aux amplitudes les plus faibles. Le sifflement est en revanche plus stable en fréquence lorsque l'amplitude est importante. Pour les amplitudes normalisées de signal les plus fortes (voisines de 1), nous appliquons un analyse plus fine décrite ci-après.



Figure 98 - Amplitude et fréquence de l' IMF_1 sur 5 s du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 Hz < f < 1600 Hz) pour l'expérience {I2} : (a) A_1 , (b) f_1 .

Nous isolons l'amplitude autour de trois temps ($t_i = 461,75 \, s, 462,57 \, s, 465,06 \, s$ sur des durées respectives $\Delta t_i = 0,06 \, s$, $\Delta t_i = 0,07 \, s$ et $\Delta t_i = 0,09 \, s$) pour lesquels les valeurs d'amplitude normalisée dépassent 0,5 (Figure 99). A ces amplitudes, nous associons la fréquence correspondante aux mêmes instants.

Dans les trois cas, ce qui est remarquable est que la fréquence fluctue autour de celle du premier mode transverse (1-0) ($f_{10} = 1270 Hz$ et 1190 Hz < f < 1290 Hz) avec une fluctuation correspondant à la variation du rayon interne R_i le long du tuyau due à la présence des corrugations ($R = 74 mm < R_i < 81 mm = R + H$, où H correspond à la profondeur des cavités). De plus, les fluctuations importantes en fréquence sont associées à des amplitudes de signal faibles. En revanche, la fréquence se stabilise lorsque l'amplitude du sifflement devient voisine de 1.



Figure 99 - Amplitude (à gauche) et Fréquence associée (à droite) de l'*IMF*₁ du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 Hz < f < 1600 Hz) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 461,75 s$, (b) $t_i = 462,57 s$, (c) $t_i = 465,06 s$.

Nous calculons une moyenne mobile de la fréquence sur 64 points :

$$\widehat{f_1}\left(\frac{64k}{f_{ech}} + t_i\right) = \frac{1}{64} \sum_{j=1}^{64} f\left(\frac{64k}{f_{ech}} + t_i + \frac{j}{f_{ech}}\right), k = 0 \dots \Delta t_i \frac{f_{ech}}{64}.$$

Cette fréquence mobile permet une atténuation des variations en fréquence et donne donc la tendance de l'évolution de la fréquence au cours du temps autour des plus fortes amplitudes (Figure 100). La moyenne mobile est d'autant plus stable lorsque le signal présente des amplitudes de sifflement fortes.



Figure 100 - Fréquence avec application d'une moyenne mobile de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (800 Hz < f < 1600 Hz) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 461,75 s$, (b) $t_i = 462,57 s$, (c) $t_i = 465,06 s$.

Pour le filtre passe bande entre 1600 Hz et 3200 Hz, nous effectuons la même analyse. Nous isolons l'amplitude autour de trois temps ($t_i = 462,38 s, 463,31 s, 465,63 s$ sur des durées respectives $\Delta t_i = 0,02 s, \Delta t_i = 0,04 s$ et $\Delta t_i = 0,03 s$) pour lesquels les valeurs dépassent 0,3.

Dans les trois cas (Figure 101), la fréquence semble osciller entre les fréquences de deux modes transverse (2-0 et 0-1) ($f_{20} = 2108 Hz$, $f_{11} = 2645 Hz$). Les importantes oscillations de la fréquence en fonction du temps ne permettent plus une identification de la variation du rayon interne R_i le long du tuyau due à la présence des corrugations ($R = 74 mm < R_i < 81 mm = R + H$, où H correspond à la profondeur des cavités) comme responsable des changements de fréquence. Nous remarquons également que cette fréquence de sifflement instable est associée à une amplitude plus faible que précédemment.



Figure 101 - Amplitude (à gauche) et Fréquence associée (à droite) de l'*IMF*₁ du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (1600 Hz < f < 3200 Hz) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 462, 38 s$, (b) $t_i = 463, 31 s$, (c) $t_i = 465, 63 s$.

La moyenne mobile de la fréquence n'est pas exploitable ici puisqu'elle ne laissera plus apparaître les oscillations entre les deux fréquences des modes excités mais une moyenne de ces deux fréquences (voir annexes).

5.3. Vitesse des structures à la fréquence du sifflement

Dans ce qui suit, une analyse de corrélation de Pearson est effectuée entre deux des six microphones. Une identification des maximums sur ces corrélations nous donne un temps de propagation des structures observées entre deux des capteurs. Ce temps définit alors une longueur puisque nous considérons deux vitesses possibles pour la propagation des évènements, la vitesse de l'écoulement en paroi (U_0) et la vitesse du son (c_0) .

Afin d'identifier ce temps, nous calculons la corrélation entre les signaux enregistrés par deux des microphones décalés de n échantillon, avec $n \in [1, 25600]$, correspondant à une estimation de corrélation associée à un décalage temporel maximal de 1 s. La corrélation s'avère dans l'ensemble plutôt correcte entre les signaux des capteurs positionnés sur une même manchette de mesure, y compris entre les capteurs de natures différentes (par exemple entre les Kulite et les GRAS). Cependant la corrélation est très faible, voire absente, entre les signaux des capteurs amont et aval (Figure 102).



Figure 102 - Corrélation de Pearson *r* entre les microphones GRAS 3 (amont) et GRAS 4 (aval) avec filtrage passe bande (200 *Hz* < *f* < 2000 *Hz*) entre 350 *s* et 550 *s* pour l'expérience {I1}.

Plaçons nous à présent dans le cas de deux microphones positionnés sur la manchette aval (MG_i , $i \ge 4$). Nous représentons la corrélation entre les microphones GRAS 4 et 5 et entre les microphones GRAS 4 et 6 (Figure 103), calculée entre les temps 400 et 450 s, correspondant au maximum du sifflement pour l'expérience {I1}.

La corrélation oscille à une période correspondant à la fréquence du sifflement. Nous observons que la durée pour observer une corrélation maximale correspond à une distance parcourue d'environ 0,5 m (respectivement 1,1 m) si nous considérons une vitesse de propagation basée sur la vitesse d'écoulement de convection en paroi basée sur un modèle de Corcos ($U_Q = 0,7 U_0$, U_0 basée sur la vitesse en aval estimée à partir du film chaud 1 $U_0 = 1,2 U_{FC1}$). L'espacement entre les microphones est de 0,4 m (respectivement 0,9 m). Cela prouve que le signal mesuré par les microphones se propage à la vitesse d'écoulement et non à la vitesse de l'onde pour ce calcul de corrélation. Si nous répétons ces opérations de manière systématique lorsque le sifflement est présent, nous obtenons le même genre de résultat. La conduite siffle à une fréquence acoustique correspondant à ses modes transverses lorsqu'elle est mise sous écoulement et le sifflement se propage à la vitesse du fluide (7 fois plus faible que la vitesse du son).



Figure 103 - Corrélation de Pearson r avec filtrage passe bande (800 Hz < f < 2000 Hz) entre 400 s et 450 s pour l'expérience {I1}. : (a) entre les microphones GRAS 4 et 5 , (b) entre les microphones GRAS 4 et 6.

De plus, il est important de remarquer que 10 oscillations (respectivement 21) sont nécessaires pour atteindre le maximum de corrélation. Bien que les microphones soient positionnés sur la manchette lisse, ce nombre d'oscillations correspond exactement au nombre de pas de corrugation séparant les deux microphones.

Nous effectuons à présent cette analyse systématique pour l'expérience {I2}. Nous calculons la corrélation entre deux microphones GRAS pour un temps $t \in [30; 580] s$. Le sifflement commence autour de t = 340 s et se termine près de t = 550 s. Pour chaque corrélation, deux maxima sont intéressants, le premier r_1 et le plus important en valeur absolue r_{max} . Nous identifions le temps correspondant à ces deux extrema ($t_{r_1} et t_{rmax}$).

Une vitesse est identifiée à partir de l'espacement entre les microphones et le temps lié aux extrema :

$$U_{r1} = \frac{d(MG_i, MG_j)}{t_{r1}}; U_{rmax} = \frac{d(MG_i, MG_j)}{t_{rmax}}$$

Sur les figures (b), la courbe en pointillés rouges correspond à la vitesse de l'onde et les deux autres courbes en rouge à la vitesse de l'onde corrigée par plus ou moins la vitesse d'écoulement U_Q , tracée elle en courbe pointillée noire. Cette dernière a pu être identifiée par l'utilisation des films chauds et l'application du modèle défini plus haut.

Deux longueurs ont été comparées aux longueurs obtenues : le pas de la corrugation (Pt = 0,022 m comparée à $L_{r1}^{U_Q}$ et $L_{r1}^{c_0}$) et la distance entre les microphones ($d(MG_i, MG_j) = 0,4 m$ ou 0,9 m comparée à $L_{rmax}^{U_Q}$ et $L_{rmax}^{c_0}$). Le temps t_{r1} (respectivement t_{rmax}) est utilisé pour déduire une longueur caractéristique $L_{r1}^{U_Q}$ et $L_{r1}^{c_0}$ (respectivement $L_{rmax}^{U_Q}$ et $L_{rmax}^{c_0}$) basée sur les deux vitesses caractéristiques du système U_Q et c_0 :

$$L_{r1}^{U_Q} = U_Q t_{r1}$$
; $L_{r1}^{c_0} = c_0 t_{r1}$; $L_{rmax}^{U_Q} = U_Q t_{rmax}$; $L_{rmax}^{c_0} = c_0 t_{rmax}$

Sur les figures (c) et (d), la longueur Pt (respectivement $d(MG_i, MG_j)$) est représentée dans les cas d'étude de r_1 (respectivement r_{max}).

Dans la partie amont, nous avons testé les microphones GRAS 2 et 3. La vitesse caractéristique au premier maximum est pilotée par la taille de la corrugation $(L_{c1} = 0,022 m)$ tout au long de la durée de l'expérience (Figure 104). Nous rappelons que les microphones sont positionnés sur une partie lisse en amont de la partie corruguée. Nous observons donc une trace du pas des corrugations sur la partie lisse. La vitesse associée à ce premier maximum pour les deux microphones espacés de 0,4 m correspond à la vitesse de l'écoulement.



Figure 104 - Analyse entre les microphones GRAS 2 et 3 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_2 et MG_3 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r1} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{c_0}$.

La vitesse caractéristique identifiée à la corrélation maximale est celle des ondes moins la vitesse de l'écoulement (Figure 105). Cela indique que les sources sont situées à l'intérieur du riser. La propagation en amont est donc celle attendue pour un sifflement acoustique au signe près de la vitesse de l'écoulement. Cependant, il est important de remarquer que la corrélation maximale ne dépasse jamais 0,6 et semble très peu dépendre du sifflement ou non à l'intérieur du tuyau. Les signaux amont présentent des caractéristiques différentes de ceux de l'aval avec un bruit de fond présent en permanence. Le sifflement sur les résonances acoustiques du tuyau n'émerge pas aussi clairement que sur les signaux des capteurs positionnés en aval.



Figure 105 - Analyse entre les microphones GRAS 2 et 3 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_2 et MG_3 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{rmax} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.

Plaçons-nous à présent en aval en réalisant les corrélations entre les microphones GRAS 4 et 5. Les analyses concernant les microphones GRAS 4 et 6 sont données en annexes.

Dans le cas des microphones GRAS 4 et 5, le premier maximum de corrélation présente un saut net lorsque le sifflement apparaît à l'intérieur du tuyau (Figure 106). Le sifflement favorise donc la corrélation entre les capteurs. La vitesse caractéristique au premier minimum est de nouveau pilotée par la taille de la corrugation ($L_{c1} = 0,022 m$). L'intermittence du sifflement que nous observions sur les transformées de Gabor se retrouve ici sur les oscillations de la corrélation à partir de t = 350 s. La vitesse de propagation entre les deux microphones correspond à celle de l'écoulement en paroi que l'amplification soit importante ou non. Une nouvelle fois, nous retrouvons une trace du pas de corrugation sur les signaux des microphones puisque la longueur caractéristique associée au temps mis pour atteindre le premier maximum de corrélation correspond à cette géométrie des corrugations.



Figure 106 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 5 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_4 et MG_5 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r1} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{c_0}$.

Le même saut que celui observé précédemment est relevé sur le maximum de corrélation (Figure 107). Il correspond au phénomène de « singing riser ». La vitesse caractéristique hors amplification importante semble être celle des ondes moins la vitesse de l'écoulement. La vitesse caractéristique lorsque le maximum de corrélation présente un niveau important (voisin de 0,8) est en revanche celle de l'écoulement. La longueur caractéristique associée à l'espacement entre les microphones confirme ce résultat. Ces observations peuvent également être menées pour des microphones (MG_4 et MG_6) espacés de 0,9 m (voir annexes).



Figure 107 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 5 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_4 et MG_5 (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{rmax} (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{U_Q}$ (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.

En sifflement, les structures tourbillonnaires dominent la part acoustique et présentent une fréquence caractéristique associée à la fréquence de résonance. Nous observons un pseudo-bruit qui domine le champ acoustique local. Ce phénomène intermittent témoigne d'une rétroaction de l'acoustique sur l'écoulement, acoustique initialement produite par la mise sous écoulement du tuyau corrugué. Ce phénomène avait déjà été mis en évidence dans le chapitre 4 (4.6).

Conclusion et perspectives

La problématique des résonances acoustiques dans un tube corrugué sous écoulement a été étudiée conjointement sur le plan expérimental et numérique. Les conclusions majeures retenues ont été faites par l'exploitation des résultats expérimentaux.

La répartition de cavités le long des tuyaux corrugués est à l'origine d'une production sonore lorsqu'un écoulement le traverse. Cette production sonore vient ensuite se synchroniser avec la géométrie locale du tuyau. Généralement, ce sont des résonances acoustiques qui sont produites lorsqu'un sifflement est détecté. Ces résonances peuvent être longitudinales dans le cas de tuyau à dimensions finies comme relevées en laboratoire ou transverses lorsque les dimensions sont très grandes, en apparence infinies, comme observées sur l'expérience industrielle réalisée. La nature de ce couplage aéroacoustique est très complexe. Dans les deux configurations, les structures au sein de l'écoulement, dont la fréquence caractéristique est celle du sifflement, se déplacent à la vitesse de l'écoulement. En sifflement, une rétroaction de l'acoustique sur l'écoulement semble se produire. Les tourbillons s'organisent autour de la fréquence de résonance excitée. Ce phénomène correspond à un pseudo-bruit dont les niveaux dépassent ceux des fluctuations acoustiques. Nous détectons donc une turbulence synchronisée sur la fréquence du sifflement et non pas la vitesse ou la pression acoustique du mode correspondant à la fréquence de résonance.

La plus grande partie des expériences a été menée en laboratoire sur des tubes corrugués de petites longueurs (1 a 2 m) sous écoulement d'air pour des vitesses comprises entre 10 et 25 m/s et une pression voisine de la pression atmosphérique. Trois géométries différentes de veine ont été expérimentées, présentant des caractéristiques de longueur et de dimensions des corrugations différentes. Dans ces conditions, les fréquences des résonances acoustiques sont associées aux modes longitudinaux. Ces derniers sont excités par une synchronisation entre les fréquences caractéristiques d'émission de vortex au-dessus des cavités qui constituent les corrugations et les fluctuations de pression. Des résultats sur le sifflement et la résonance acoustique obtenus ont été comparés aux travaux antérieurs avec une bonne concordance. Par ailleurs, l'effet de la veina contracta sur la partie amont de notre installation a été qualifiée et quantifiée.

De plus, la mise en œuvre de mesures couplées de champs de vitesse par diagnostic optique laser (PIV : Particle Image Velocimetry) de faible résolution temporelle ($f_{PIV} = 10 Hz$) et de mesures par capteurs ponctuels (microphones ou fils chauds) de forte résolution temporelle ($f_{ech} = 25600 Hz$) a permis d'étudier la dynamique de ce phénomène aéroacoustique. Une méthode d'analyse spatiotemporelle basée sur la LSE (Linear Stochastic Estimation) a été développée pour post-traiter ces mesures. Cette méthode a été qualifiée et calibrée par le biais d'une simulation numérique. Les champs de vitesse obtenus à haute fréquence grâce à l'application de la technique LSE ont été exploités afin d'établir une caractérisation aéroacoustique de l'écoulement dans le tuyau corrugué. Elle a mis en évidence la présence de structures tourbillonnaires se déplaçant à une vitesse de convection en accord avec la théorie dans l'écoulement dont les fréquences caractéristiques s'accordent avec les résonances acoustiques.

Les simulations numériques de type Lattice Boltzmann (2D, code POWERFLOW, EXA) ont permis de prédire ce phénomène aéroacoustique avec une bonne détermination des modes préférentiels selon les conditions d'écoulement représentant la configuration expérimentale. Des simulations ont été effectuées par le biais de deux modèles. Le premier modèle était basé sur une simulation de la veine corruguée seule sous écoulement. Une résonance acoustique s'est produite. Cependant, il ne permettait pas une description fine du phénomène. Le second modèle état une amélioration du premier avec l'ajout de chambres amont et aval. Cette extension du domaine de simulation permettait une meilleure représentation des conditions aux limites et une meilleure dissipation des ondes acoustiques rayonnées à l'extérieur de la veine.

Toutefois, des limites à cette approche numérique menées en 2D sont apparues. Elles ont principalement concerné la prédiction du niveau sonore due à une estimation du rayonnement bidimensionnel en amont et en aval de la veine corruguée non représentatif des résultats expérimentaux sur la veine corruguée. Cependant, malgré des calculs en parallèle sur un cluster de 160 cœurs, une approche tridimensionnelle n'était pas envisageable devant la finesse du maillage nécessaire pour parvenir à modéliser le phénomène et donc la durée des calculs pour accomplir de telles simulations.

Dans un même temps, des essais à haute pression ($P < 40 \ bars$) conduits sur un riser industriel de 18 *m* ont complété cette étude. Dans cette configuration, nous avons montré que ce sont les modes transverses du tuyau qui sont associés au phénomène de « singing riser ». L'intermittence en fréquence et en niveau sonore du phénomène mis en évidence a nécessité la mise en œuvre de traitements du signal élaborés tels que la transformation de Hilbert Huang ou par ondelettes de Gabor. Ces derniers ont montré l'influence de la géométrie des corrugations sur les caractéristiques du sifflement (temps, fréquence et amplitude). De plus, des structures dans l'écoulement dont la fréquence caractéristique était celle du sifflement se propageaient à l'intérieur du tuyau dans la direction longitudinale à la vitesse de l'écoulement. Ce fait remarquable vient confirmer les résultats obtenus sur la veine d'essai par le biais de la méthode LSE.

La capacité d'une simulation en 2D à prédire l'aéroacoustique dans un tuyau corrugué long (18m, diamètre D = 6'') a été testée sans être développée dans ce manuscrit. Les essais sur riser correspondent de fait à une configuration de condition aux limites semi-infinie sur le plan acoustique, car le riser ne présente pas de discontinuité acoustique marquée à chacune de ses extrémités. Ils ont montré la prédominance de modes transverses, alors que le calcul, effectué sur un riser de longueur finie mettait en évidence les résonances longitudinales. Ce résultat nous a incité à développer une simulation basée sur un bouclage à partir d'une cellule de référence (longueur de 3 m, correspondant à 20 D et contenant 136 corrugations) afin de décrire le comportement acoustique d'un riser de longueur infinie. Cette dernière méthode n'a pas été probante puisque que la dissipation numérique et/ou la difficulté à imposer des conditions aux limites compatibles avec la physique de l'écoulement a induit une décroissance rapide de la vitesse à chaque bouclage empêchant l'émergence du phénomène acoustique. Nous en avons conclu que les options disponibles sur ce code n'étaient pas adaptées pour simuler l'écoulement dans un tuyau corrugué de grande longueur.

Néanmoins, la finesse de résolution de l'écoulement obtenue par ce type de simulation numérique, dans une géométrie bornée « acoustiquement », nous permet d'envisager une autre voie, comme décrite ci-dessous dans les perspectives.

La mise en œuvre d'un modèle simplifié de prédiction du phénomène de « singing riser » à partir de la base de données établie ici reste un objectif à atteindre. Une solution envisageable serait d'intégrer dans une simulation de type Lattice Boltzmann un modèle de cavité unique pour y observer la production sonore par une géométrie de cavité donnée. Nous pourrions envisager ensuite d'intégrer cette production sonore dans un modèle d'ensemble du tuyau corrugué. Cependant, prédire la complexité du phénomène de FLIP dans un riser long tant sur son intermittence en terme de fréquence et d'amplitude que sur son lien avec la géométrie du riser (diamètre, longueur, courbure, caractéristiques des 120 corrugations) et les propriétés de l'écoulement et du fluide nécessitera vraisemblablement quelques ajustements de l'approche proposée ici ; par exemple combien de cavités faudrait-il considérer pour rendre compte des interactions possibles entre les cavités ?

L'exploitation de la totalité de la base de données acquise lors des expérimentations au sur le riser en configuration industrielle. De plus, afin de confirmer ou d'infirmer les premières observations réalisées sur le riser 6'', de nouveaux essais sur un riser industriel à très haute pression (200 bars) sont à l'étude. Sera également testé l'effet de l'application d'un rayon de courbure sur le riser comme cela peut être le cas dans les exploitations offshores. Ils seraient de nouveau réalisés en collaboration entre le LMA, l'IRPHÉ, Total et TechnipFMC.

Références bibliographiques

- [1] Burstyn, W., 1922, "Eine Neue Pfeife (A New Pipe)", Z. Tech. Phys. (Leipzig), 3, pp. 179–180.
- [2] Cermak, P., 1922, "Uber die Tonbildung bei Metallschläuchen mit Eingedrücktem Spiralgang (On the Sound Generation in Flexible Metal Hoses With Spiraling Grooves)", Phys. Z., 23, pp. 394–397.
- [3] Blake, W.K., and Powell, A., 1986, "The development of contemporary views of flow-tone generation", in *Recent advances in aeroacoustics*, Springer-Verlag, p. 247–345.
- [4] Powell, A., 1990, "Some aspects of aeroacoustics: From Rayleigh's until today", *ASME Journal* of Vibration and Acoustics, 112, p. 145–159.
- [5] Powell, A., 1995, "Lord Rayleigh's foundations of aeroacoustics", J. Acoust. Soc. Am., 98(4), p. 1839–1844.
- [6] Powell, A., 1961, "On the edgetone", J. Acoust. Soc. Am., 33(4), p. 395-409.
- [7] Brown, G.B., 1937, "The vortex motion causing edge tones", *Proceedings of the Physical Society*, London, 49, p. 493.
- [8] Curle, N., 1953, "The mechanics of edge tones", *Proceedings of the Physical Society, Series A*, London, 216, p. 245.
- [9] Tam, C.K.W. and Norum, T.D., 1992, "Impingement tones of large aspect ratio supersonic rectangular jets", *AIAA Journal*, 30(2), p. 304–311.
- [10] Rossiter, J.E., 1964, "Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds", *Aeronautical Research Council Reports and Memoranda*, Technical Report 3438.
- [11] Plumblee, H.E., Gibson, J.S. and Lassiter, L.W., 1962, "A theoretical and experimental investigation of the acoustic response of cavities in an aerodynamic flow", *U.S. Air Force*, Rep. WADD-TR-61-75.
- [12] Sarohia, V., 1977, "Experimental oscillations in flows over shallow cavities", *AIAA Journal*, 15(7), p. 984–991.
- [13] Block, P.J.W., 1976, "Noise response of cavities of varying dimensions at subsonic speeds", NASA, Tech. Note D-8351.
- [14] Tam, C.K.W. and Block, P.J.W., 1978, "On the tones and pressure oscillations induced by flow over rectangular cavities", J. Fluid Mech., 89(2), p. 373–399.
- [15] Gharib, M. and Roshko, A., 1987, "The effect of flow oscillations on cavity drag", J. Fluid Mech., 177, p. 501–530.
- [16] Binnie, A. M., 1961, "Self Induced Waves in a Conduit With Corrugated Walls II. Experiments With Air in Corrugated and Finned Tubes", *Proc. R. Soc. London*, Ser. A, 262, pp. 179–197.
- [17] Petrie, A. M. and Huntley, I. D., 1980, "The Acoustic Output Produced by a Steady Airflow Through a Corrugated Duct", *J. Sound Vib.*, 70, pp. 1–9.
- [18] Nakamura, Y. and Fukamachi, N., 1984, "Sound Generation in Magic Pipes", J. Jpn. Soc. Fluid Mech., 3, pp. 199–203.
- [19] Nakamura, Y. and Fukamachi, N., 1991, "Sound Generation in Corrugated Tubes", *Fluid Dyn. Res.*, 7, pp. 255–261.
- [20] Powell, A., 1964, "A Theory of Vortex Sound," J. Acoust. Soc. Am., 36, pp. 177–195.
- [21] Howe, M. S., 1975, "Contributions to the Theory of Aerodynamic Sound, With Application to Excess Jet Noise and the Theory of the Flute", *J. Fluid Mech.*, 71, pp. 625–673.
- [22] Hammache, M., Rohr, J. and Gharib, M., 1993, "Active Control of Flow Induced Resonance in Continuous Corrugated Tubes", *Technical Report No. AD-A* 265782, University of California, San Diego, CA.
- [23] Golliard, J., and Tonon, D., 2010, "Whistling of Short Corrugated Pipes: Experimental Investigation of the Source Location", *Proceedings of the 6th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Lahaina, HI.

- [24] Tonon, D., Landry, B. J. T., Belfroid, S. P. C., Willems, J. F. H., Hofmans, G. C. J., and Hirschberg, A., 2010, "Whistling of a Pipe System With Multiple Side Branches: Comparison With Corrugated Pipes", J. Sound Vib., 329, pp. 1007–1024.
- [25] Nakiboğlu, G., Belfroid, S. P. C., Willems, J. F. H. and Hirschberg, A., 2010, "Whistling Behavior of Periodic Systems: Corrugated Pipes and Multiple Side Branch System", *Int. J. Mech. Sci.*, 1, pp. 1458–1470.
- [26] Kop'ev, V. F., Mironov, M. A. and Solntseva, V. S., 2005, "Sound Generation, Amplification and Absorption by Air Flow Through Waveguide With Periodically Corrugated Boundary", *Proceedings of the Forum Acusticum*, Budapest, Hungary.
- [27] Kristiansen, U. R., Reinen, T. A. and Wiik, G. A., 2005, "Sound Generation in Corrugated Pipes", *Proceedings of the Inter-Noise Conference*, Rio de Janeiro, Brazil.
- [28] Crawford, F. S., 1974, "Singing Corrugated Pipes", Am. J. Phys., 42, pp. 278–288.
- [29] Taylor, L. R., 1994, "Experimental Study of the Acoustical Characteristics of Corrugated Tubing", *M.S. thesis*, Stevens Institute of Technology, Hoboken, NJ.
- [30] Hardin, J. C. and Pope, D. S., 1995, "Sound Generation by Flow Over a Two Dimensional Cavity", *AIAA Journal*, 33, pp. 407–412.
- [31] Popescu, M. and Johansen, S. T., 2008, "Acoustic Wave Propagation in Low Mach Flow Pipe", *Proceedings of the 46th AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, Reno, NV.
- [32] Rajavel, B. and Prasad, M., 2012, "Acoustics of Corrugated Pipes using CFDLarge Eddy Simulation", *Proceedings of the Inter-Noise/Noise-Con (INCE) Conference*, New York.
- [33] Brac, J., Berthe, L. M. and Prade, F., 2012, "Numerical Investigation of Hydrodynamic Instabilities in Singing Risers", *Oil Gas Sci. Technol.*, 67(4), pp. 671–692.
- [34] Elliott, J. W., 2005, "Corrugated Pipe Flow: Lecture Notes on the Mathematics of Acoustics", Imperial College Press, London.
- [35] Kristiansen, U. R. and Wiik, G. A., 2007, "Experiments on Sound Generation in Corrugated Pipes With Flow", J. Acoust. Soc. Am., 121(3), pp. 1337–1344.
- [36] Blackburn, H. M., Ooi, A., and Chong, M. S., 2007, "The Effect of Corrugation Height on Flow in a Wavy Walled Pipe", *Proceedings of the 16th Australasian Fluid Mechanics Conference, Gold Coast*, Queensland, Australia.
- [37] Loh, S. A. and Blackburn, H. M., 2010, "Stability of Steady Flow Through Corrugated Pipe", *Proceedings of the 17th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Auckland, New Zealand.
- [38] Schmidt, S., McIver, D. M., Blackburn, H. M. and Nathan, G. J., 2001, "Spectral Element Based Simulation of Turbulent Pipe", *Proceedings of the 14th Australasian Fluid Mechanics Conference*, Adelaide, Australia.
- [39] Nakiboğlu, G. and Hirschberg, A., 2010, "A Numerical Study on the Effect of Confinement Ratio in Whistling Corrugated Pipes", *Proceedings of the 17th International Congress on Sound and Vibration (ICSV)*, Cairo, Egypt.
- [40] Nakiboğlu, G. and Hirschberg, A., 2010, "A Numerical Study of the Aeroacoustic Interaction of a Cavity With a Confined Flow: Effect of Edge Geometry in Corrugated Pipes", *Proceedings* of the ASME 7th International Symposium on Fluid-Structure Interactions, Flow-Sound Interactions, and Flow-Induced Vibration and Noise Conference, Montreal, Canada.
- [41] Nakiboğlu, G., Belfroid, S. P. C., Golliard, J. and Hirschberg, A., 2011, "On The Whistling of Corrugated Pipes: Effect of Pipe Length and Flow Profile", *J. Fluid Mech.*, 672, pp. 78–108.
- [42] Golliard, J., Nakiboğlu, G., Diez, N. G., Belfroid, S. and Hirschberg, A., 2013, "U-RANS Model for the Prediction of the Acoustic Sound Power Generation in a Whistling Corrugated Pipe", *Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Division Conference*, Paris, France.
- [43] Golliard, J., Bendiksen, E., Frimodt, C., Belfroid, S. and Diez, N. G., 2013, "On the Whistling of Corrugated Pipes With Narrow Cavities", *Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Paris, France.

- [44] Krogvig, A. B., 2012, "Aeroacoustics in a Flow Pipe With a Small, Variable Length Cavity", M.S. thesis, Department of Electronics and Telecommunications, Norwegian University of Science and Technology, Trondheim, Norway.
- [45] Popescu, M., Johansen, S. T. and Shyy, W., 2009, "A Model for Flow-Induced Acoustics in Corrugated Pipes", Proceedings of the 47th AIAA Aerospace Sciences Meeting Including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition, Orlando, FL.
- [46] Silverman, M. P. and Cushman, G. M., 1989, "Voice of the Dragon: The Rotating Corrugated Resonator", *Eur. J. Phys.*, 10, pp. 298–304.
- [47] Cadwell, L. H., 1994, "Singing Corrugated Pipes Revisited", Am. J. Phys., 62, pp. 224–227.
- [48] Serafin, S. and Kojs, J., 2003, "The Voice of the Dragon: A Physical Model of a Rotating Corrugated Tube", *Proceedings of the Sixth International Conference on Digital Audio Effects, DAFx-03*, London.
- [49] Rudenko, O., Meertens, D. J. P., Nakiboğlu, G., Belfroid, S. P. C. and Hirschberg, A., 2013, "A Linear Model for the Onset of Whistling in Corrugated Pipe Segments: Influence of Geometry", *Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Paris, France.
- [50] Nakiboğlu, G., Rudenko, O. and Hirschberg, A., 2012, "Aeroacoustics of the Swinging Corrugated Tube: Voice of the Dragon", J. Acoust. Soc. Am., 131(1), pp. 749–765.
- [51] Nakiboğlu, G. and Hirschberg, A., 2012, "Aeroacoustic Power Generated by Multiple Compact Axisymmetric Cavities: Effect of Hydrodynamic Interference on The Sound Production", *Phys. Fluids*, 24(6), pp. 1–13.
- [52] Golliard, J., Belfroid, S. and Vijlbrief, O., 2013, "Acoustic Damping in Smooth and Corrugated Pipes With and Without Liquid Injection", *Proceedings of the ASME Pressure Vessels and Piping Conference*, Paris, France.
- [53] Mattei, P.O., Mazzoni, D., Pinhède, C., Amielh, M., Anselment, F., Jiang, Y., et Kristiansen, U., 2014, "Contrôle des résonances acoustiques d'un tuyau corrugué sous écoulement", *12ème Congrès Français d'Acoustique (CFA 2014)*, Poitiers, France.
- [54] Nakiboğlu, G., Rudenko, O., Hirschberg, A., Golliard, J. and Belfroid, S. P. C., 2012, "On the Effect of Swirl on the Self-Sustained Oscillations in Compact Axisymmetric Cavities", *Proceedings of the 10th International Conference on Flow Induced Vibration and Flow Induced Noise*, Dublin, Ireland.
- [55] Amielh, M., Jiang Y., Anselmet, F., Kristiansen, U., Mattei, P.O., Mazzoni, D. et Pinhède, C., 2014, "Aeroacoustic source analysis in a corrugated flow pipe using low-frequency mitigation", *Journal of Turbulence*, Vol. 15, Iss. 10, pp. 650-676.
- [56] Kop'ev, V. F., Mironov, M. A. and Solnetseva, V. S., 2008, "Aeroacoustic Interaction in a Corrugated Duct", *Phys. Acoust.*, 54(2), pp. 197–203.
- [57] Nietto Elias, J.V., "Mitigation des résonances acoustiques dans un tube corrugué sous écoulement", 2014, *Rapport de stage de deuxième année Ecole Centrale Marseille*, France.
- [58] Every, M.J., Goyder, H.G.D., Jee, T., Swindell, R. and Billingham, L., 2006, "Full-Scale testing of Flexible Riser System Subjected to Internal Flow-Induced", *OTC 2006, nb* 17787.
- [59] Belfroid, S.P.C., Swindell, R.J., and Kitney, N., 2009, "Flow Induced Pulsations due to Flexible Risers, OTC 19904.
- [60] Legeay, S., Decuupere and M., Charliac, D., 2017, "Flow Induced Pulsation (FLIP) in rough bore gas flexible pipes, tests and model", *Proceedings of the ASME 2017 36rd International Conference on Ocean, Offshore and Arctic Engineering, OMAE2017*, Trondheim, Norway.
- [61] Bhatnagar, P.L., Gross, E.P. and Krook, M., 1954, "A Model for Collision Processes in Gases.
 I. Small Amplitude Processes in Charged and Neutral One-Component Systems", *Physical Review*, vol. 94, no 3, 1954.
- [62] Chapman, S. and Cowling, T.G., 1991, "The Mathematical Theory of Non-uniform Gases", *Cambridge University Press*.
- [63] Buick, J.M., Greated, C.M. and Campbell, D.M., 1998, "Lattice BGK simulation of sound waves", *Europhys. Lett.*, 43(3), 235-240.

- [64] Xu, H. and Sagaut, P., 2011, "Optimal low-dispersion low-dissipation LBM schemes for computational aeroacoustics", *Journal of Comp. Phys.* 230, 5353-5382.
- [65] Galeron, G., Mazzoni, D., Amielh, M., Mattei, P.O. and Anselmet, F., 2015, "Experimental and numerical investigations of the aeroacoustic in a corrugated pipe flow", *4th International Conference on Turbulence and Interactions,* Cargèse, France.
- [66] Nakiboğlu, G., 2012, "Aeroacoustics of Corrugated Pipes", *Ph.D. thesis*, Department of Applied Physics, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands.
- [67] Kristiansen, U., Mazzoni, D. and Krogvig., A.B., 2012, "Aeroacoustic investigation of a flow pipe with a small cavity using the lattice Boltzmann method", *Proceedings of the 35th Scandinavian Symposium on Physical Acoustics*, Geilo, Norway.
- [68] Gutin, L., 1948, "On the sound field of a rotating propeller", *NACA TM No.1195*, Original in Russian:Zhurnal Tekhnicheskoi Fiziki 1936; 12:76–83.
- [69] Curle, N., 1955, "The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound", *Proc. R. Soc. Lond. A*, 231, 505–514.
- [70] Boij, S., 2009, "Flow effects on the acoustic end correction of a sudden in-duct area expansion", *J. Acoust. Soc. Am.*, 126(3), pp. 995-1004.
- [71] Duan, W. and Kirby, R., 2012, "A hybrid finite element approach to modeling sound radiation from circular and rectangular ducts", *J. Acoust. Soc. Am.*, 131(5), pp. 3638-3649.
- [72] Tabeling, P., 2002, "Two-dimensional turbulence: a physicist approach", Phys. Rep. 362, 1-62.
- [73] Strouhal, V., 1878, "Ueber eine besondere art der tonerregung", Annu. Phys. Chem. (Wied. Annu. Phys.), **5**, 216–251.
- [74] Rayleigh, J. W. S., 1896, "The Theory of Sound" Volume I & II. Macmillan, London, UK.
- [75] Bruggeman, J. C., 1987, "Flow Induced Pulsations in Pipe Systems", *Ph.D. thesis*, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, The Netherlands.
- [76] Bruggeman, J. C., Hirschberg, A., vanDongen, M. E. H., Wijnands, A. P. and Gorter, J., 1991, "Self-sustained aero-acoustic pulsations in gas transport systems: experimental study of the influence of closed side branches", J. Sound Vib., 150, 371–393.
- [77] Hofmans, G. C., 1998, "Vortex sound in confined flows", *Ph.D. thesis*, Eindhoven University of Technology, Eindhoven, the Netherlands.
- [78] Dequand, S., Hulshoff, S. J. and Hirschberg, A., 2003, "Self-Sustained Oscillations in a Closed Side Branch System", *J. Sound Vib.*, 265, pp. 359–386.
- [79] Pey, Y. Y., Chua L. P. and Siauw, W. S., 2012, "Stochastic Estimation of Cavity Flowfield", *World Academy of Science, Engineering and Technology*, 6: 11-26.
- [80] Piponniau, S., Collin, E., Dupont, P. et Debiève, J.F., 2014, "Estimation stochastique linéaire d'une interaction onde de choc-couche limite turbulente", *14ème Congrès Francophone de Techniques Laser (CFTL 2014)*, Marseille, France.
- [81] Graziani, A., Fadla, F., Lippert, M., Kerhervé, F., Mathis, R., Uystepruyst, D., Keirsbulck, L., "Estimation stochastique d'un écoulement décollé en aval d'une bosse par méthode électrochimique", 22ème Congrès Français de Mécanique, Lyon.
- [82] Wolfram S., 2014, Mathematica 10, Wolfram Research Inc., Champaign, IL, USA.
- [83] Huang N. E., Shen Z., Long S. R., Wu M. C., Shih H. H., Zheng Q., Yen N. C., Tung C. C. and Liu H. H., 1971. "The Empirical Mode Decomposition and the Hilbert Spectrum for Nonlinear and Nonstationary Time Series Analysis", *Proceedings of the Royal Society of London*, A. : 454: 903–995.
- [84] Boashash, B., 1992, "Estimating and interpreting the instantaneous frequency of a signal", *Parts 1 and 2, Proc. IEEE 80(4)*, pp. 520-568.
- [85] Bedrosian E., 1963, Bedrosian Theorem, "A product theorem for Hilbert transforms", *Proc. IEEE 51* (868–869).

Annexes

Annexe 1 – Chapitre 2 : Spectre croisé de pression-vitesse



Figure 108 - Spectre croisé de pression vitesse pour le déplacement du microphone dans la veine corruguée.



Annexe 2 – Chapitre 4 : Visualisation de champs reconstitués

Figure 109 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23, 1 m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante.



Figure 110 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23$, 1 m/s: (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.


Figure 111 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 23, 1 m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.



Figure 112 - Position du zoom et des vitesses extraites sur le champs PIV pour le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$.



Figure 113 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$: (a) Pression nulle en phase montante, (b) Pression maximale.



Figure 114 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante, (b) Pression minimale.



Figure 115 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 27 \ m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.



Figure 116 - Position du zoom et des vitesses extraites sur le champs PIV le cas {L1.b} avec $U_0 = 40, 5 m/s$.



Figure 117 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40, 5 m/s$: (a) Pression nulle en phase montante, (b) Pression maximale.



Figure 118 - Champs de vitesses reconstitués à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40, 5 m/s$: (a) Pression nulle en phase descendante, (b) Pression minimale.



Figure 119 - Champs de vitesses reconstituées au niveau du zoom à des instants précis dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40, 5 m/s$: (a) Pression minimale, (b) Pression nulle en phase montante, (c) Pression maximale, (d) Pression nulle en phase descendante.



Figure 120 - Amplitude du signal de vitesse acoustique sur le champs dans le cas {L1.b} avec $U_0 = 40, 5 m/s$: (a) Vitesse longitudinale, (b) Vitesse verticale.



Annexe 3 – Chapitre 5 : Annalyse temps-fréquence des signaux de pression

Figure 121 - Spectre des IMF_i , $i = 1 \dots 5$ sur 1 s de signal (446 s < t < 447 s) du microphone GRAS 4 pour l'expérience {I1} : (a) L_{IMF_1} , (b) L_{IMF_2} , (c) L_{IMF_3} , (d) L_{IMF_4} , (e) L_{IMF_5} .



Figure 122 - Fréquence avec application d'une moyenne mobile de l' IMF_1 du microphone GRAS 4 avec filtrage passe bande (1600 Hz < f < 3200 Hz) pour l'expérience {I2} : (a) $t_i = 462, 38 s$, (b) $t_i = 463, 31 s$, (c) $t_i = 465, 63 s$.



Figure 123 - Transformée de Gabor du signal entre 242,5 s et 243 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 4, (b) Microphone GRAS 5, (c) Microphone GRAS 6.



Figure 124 - Transformée de Gabor du signal entre 449 s et 450 s pour l'expérience {I1} : (a) Microphone GRAS 4, (b) Microphone GRAS 5, (c) Microphone GRAS 6.



Figure 125 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 6 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation au premier maximum r_1 pour MG_4 et MG_6 , (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{r1} , (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{U_Q}$, (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{r1}^{c_0}$.



Figure 126 - Analyse entre les microphones GRAS 4 et 6 avec filtrage entre 800 Hz et 2000 Hz pour l'expérience {I2} : (a) Corrélation maximale r_{max} pour MG_4 et MG_6 , (b) Vitesse caractéristique identifiée U_{rmax} , (c) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{U_Q}$, (d) Longueur de corrélation caractéristique $L_{rmax}^{c_0}$.