



HAL
open science

Caractérisation aéroacoustique d'éléments et associations d'éléments de systèmes de ventilation d'air pour l'automobile

Saâd Bennouna

► **To cite this version:**

Saâd Bennouna. Caractérisation aéroacoustique d'éléments et associations d'éléments de systèmes de ventilation d'air pour l'automobile. Génie mécanique [physics.class-ph]. Université de Technologie de Compiègne, 2016. Français. NNT : 2016COMP2303 . tel-01466735

HAL Id: tel-01466735

<https://theses.hal.science/tel-01466735>

Submitted on 13 Feb 2017

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.

Par **Saâd BENNOUNA**

Caractérisation aéroacoustique d'éléments et associations d'éléments de systèmes de ventilation d'air pour l'automobile

Thèse présentée
pour l'obtention du grade
de Docteur de l'UTC



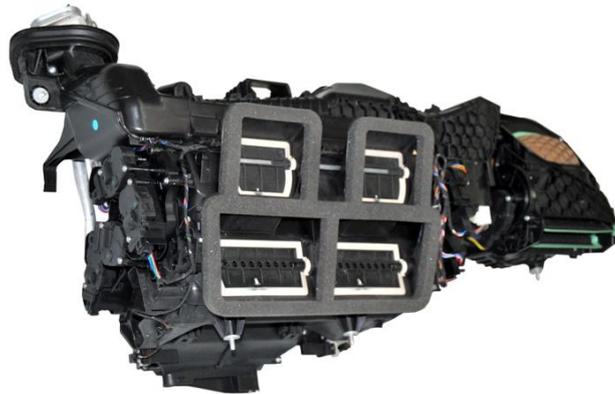
Soutenue le 29 septembre 2016
Spécialité : Mécanique Avancée

D2303

Par Saâd BENNOUNA

**Caractérisation aéroacoustique d'éléments et associations
d'éléments de systèmes de ventilation d'air pour l'automobile**

Thèse présentée pour l'obtention du grade de docteur de l'UTC.
Unité de Recherche en Mécanique – UMR 7337 Roberval
Mécanique Avancée



Thèse soutenue le 29 Septembre 2016 devant le jury composé de :

M. Michel ROGER	Professeur des Universités, ECL	Rapporteur
M. Vincent VALEAU	Maître de Conférences HDR, Institut PPrime	Rapporteur
M. Jean Michel VILLE	Professeur des Universités, UTC	Directeur
Mme Solène MOREAU	Maître de Conférences, UTC	Directeur
M. Emmanuel PERREY DEBAIN	Professeur des Universités, UTC	Examineur
M. Mohamed Ali HAMDJ	Professeur, UTC	Examineur
M. Yvon GOTH	Ingénieur – docteur, CETIM	Examineur
M. Charles ZHANG	Expert acoustique et vibrations, RENAULT	Examineur

« Je vis, chez la plupart des esprits, toutes les énergies de la pensée et de la passion appliquées aux formes et aux institutions de la société, de l'Etat, de la science, des arts, des méthodes pédagogiques mais un tout petit nombre me semblaient éprouver le besoin de se former eux-mêmes sans avoir de but extérieur à eux et de projeter de la lumière sur leurs rapports personnels avec le temps et l'éternité. »

Hermann Hesse

Remerciements

Avant d'entamer le présent rapport, je souhaite témoigner ma gratitude à mes directeurs de thèse Jean Michel Ville, Solène Moreau et Olivier Cheriaux. Je vous remercie pour votre soutien, la confiance que vous m'avez accordé durant cette période de thèse et votre accompagnement crucial durant la laborieuse rédaction de ce mémoire.

Je remercie Mohamed Ali Hamdi pour m'avoir honoré de présider le jury de soutenance ainsi que Michel Roger et Vincent Valeau d'avoir accepté la lourde tâche d'être rapporteurs de ce mémoire.

J'adresse mes remerciements à Said Naji ainsi qu'à Anne Sanon pour leurs observations pertinentes ainsi que leurs remarques constructives.

Je souhaite témoigner ma sincère reconnaissance envers les personnes ayant contribué au succès de ces travaux. Je remercie chaleureusement Maxime Legros, doctorant impliqué dans ce même projet collaboratif, pour nos échanges inspirants tout au long de cette thèse. Je remercie également Nicolas Zerbib et Marie Escouflaire, de la société ESI-group partenaire du projet collaboratif, pour leur performance et leur professionnalisme. Je remercie Romain Marechal dont la participation altruiste a été décisive pour l'étude et la compréhension des phénomènes observés.

Aux membres du laboratoire Roberval ainsi qu'à ceux de l'équipe acoustique (Valeo La Verrière), trouvez ici l'expression de ma profonde considération à l'égard de chacun d'entre vous.

Enfin, à ma famille, mes parents et mon frère, malgré la distance vous avez été présents. Pour votre écoute, votre dévotion et votre amour, merci.

Table des matières

Nomenclature.....	12
Introduction générale.....	15
Chapitre I. Banc d'essai et procédures pour la caractérisation aéraulique et acoustique de composants en conduit en présence d'un écoulement uniforme à faible nombre de Mach.....	17
I.1 Introduction.....	17
I.2 Propagation acoustique en conduit de section rectangulaire en présence d'écoulement ..	17
I.2.1 Champ de pression acoustique en conduit rectangulaire en présence d'écoulement.....	18
I.2.1.1 Equations fondamentales de l'acoustique	18
I.2.1.2 Equation de propagation.....	19
I.2.2 Modèle 2N-ports	21
I.3 Procédures de mesure des caractéristiques acoustiques	22
I.3.1 Caractéristique acoustique passive : matrice de diffusion $[D]_{2N \times 2N}$	23
I.3.2 Mesure des matrices de réflexion des terminaisons	24
I.3.3 Caractéristique acoustique active : vecteur source $\{P^S\}_{2N}$	25
I.3.4 Calcul de la puissance acoustique	28
I.4 Présentation du banc d'essai	28
I.4.1 Mise en écoulement du banc	29
I.4.1.1 Ventilateur.....	29
I.4.1.2 Caisson de tranquillisation	29
I.4.1.3 Régime de l'écoulement.....	29
I.4.2 Instrumentation pour la caractérisation de l'écoulement	30
I.4.2.1 Mesure du débit	30
I.4.2.2 Mesure de la perte de charge	30
I.4.2.3 Caractérisation aéraulique par PIV.....	30
I.4.3 Instrumentation pour la caractérisation acoustique.....	30
I.4.3.1 Terminaisons	31
I.4.3.2 Tronçon test	31
I.4.3.3 Tronçons supports des microphones	31
I.4.3.3.1 Microphones	31
I.4.3.3.2 Positionnement des microphones pour la mesure de la matrice de diffusion	32
I.4.3.3.3 Positionnement des microphones pour la mesure du vecteur source	33
I.4.3.4 Tronçons sources acoustiques	34
I.4.3.4.1 Caractéristiques de la source et choix du signal d'excitation	34

I.4.3.4.2	Positionnement des sources sur les tronçons.....	35
I.5	Qualification des terminaisons.....	35
I.5.1	Tronçon droit sans obstacle	35
I.5.1.1	En absence d'écoulement	35
I.5.1.2	En présence d'écoulement.....	36
I.5.2	Tronçon en plexiglas muni d'un obstacle en présence d'écoulement.....	36
I.5.3	Conclusion	37
I.6	Validation des procédures de mesure.....	38
I.6.1	Caractérisation acoustique passive	38
I.6.1.1	Matrice de diffusion en absence d'écoulement.....	38
I.6.1.1.1	Coefficient de diffusion en transmission.....	38
I.6.1.1.2	Coefficient de diffusion en réflexion	39
I.6.1.1.3	Coefficient de diffusion en conversion.....	39
I.6.1.2	Matrice de diffusion en présence d'écoulement	40
I.6.1.2.1	Coefficient de diffusion en transmission.....	40
I.6.1.2.2	Coefficient de diffusion en réflexion	41
I.6.1.2.3	Coefficient de diffusion en conversion.....	41
I.6.1.3	Conclusion	41
I.6.2	Caractérisation acoustique active	41
I.6.2.1	En absence d'écoulement	42
I.6.2.2	En présence d'écoulements de 3.46 m/s et 6.95 m/s.....	43
I.6.2.3	Conclusion	44
I.7	Conclusion	44
Chapitre II.	Procédures complémentaires pour la caractérisation acoustique des sources.....	46
II.1	Introduction.....	46
II.2	Théorie de Nelson et Morfey	46
II.2.1	Etat de l'art.....	46
II.2.2	Représentation retenue	47
II.2.2.1	Cas d'une propagation en onde plane	47
II.2.2.2	Cas d'une propagation multimodale	48
II.2.2.3	Nombre de Strouhal	48
II.2.3	Conclusion	48
II.3	Evaluation du bilan de puissance acoustique d'un composant	48
II.3.1	Approche théorique	49
II.3.1.1	Méthode directe.....	49
II.3.1.2	Méthode indirecte.....	50
II.3.2	Confrontation des procédures	52

II.3.2.1	Méthode directe.....	52
II.3.2.1.1	En absence d'écoulement	52
II.3.2.1.2	En présence d'écoulement pour $U = 6.95 \text{ m/s}$	52
II.3.2.2	Méthode indirecte.....	52
II.3.2.2.1	En absence d'écoulement	53
II.3.2.2.2	En présence d'écoulement pour $U = 6.95 \text{ m/s}$	53
II.3.3	Conclusion	54
II.4	Perte par transmission	54
II.5	Conclusion	55
Chapitre III.	Caractérisation d'un diaphragme en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach	56
III.1	Introduction.....	56
III.2	Etat de l'art.....	56
III.2.1	Comportement aéraulique du diaphragme en conduit	56
III.2.2	Matrice de diffusion	57
III.2.3	Vecteur source.....	57
III.2.4	Bilan de puissance acoustique.....	58
III.3	Configurations étudiées	58
III.4	Matrice de diffusion	59
III.4.1	En absence d'écoulement	59
III.4.1.1	Coefficients de transmission et de réflexion	59
III.4.1.2	Conversion modale.....	60
III.4.1.3	Symétrie.....	60
III.4.2	En présence d'écoulement.....	61
III.4.2.1	Bande fréquentielle d'étude	61
III.4.2.2	Coefficients de transmission et de réflexion	61
III.4.2.3	Conversion modale.....	62
III.4.2.4	Symétrie.....	62
III.4.3	Conclusion	62
III.5	Vecteur source	63
III.5.1	Bande fréquentielle d'étude	63
III.5.2	Pressions modales pour $U=6.95 \text{ m/s}$	63
III.5.3	Confrontation essai-calcul sur le SWL	64
III.5.4	Théorie de Nelson et Morfey	64
III.5.4.1	Evolution du SWL en fonction de la fréquence	64
III.5.4.2	Définition du nombre de Strouhal.....	65
III.5.4.3	Evolution du SWL en fonction de St	65

III.5.4.4	Coefficients K	66
III.5.5	Conclusion	67
III.6	Bilan de puissance acoustique	67
III.6.1	Méthode directe.....	68
III.6.2	Méthode indirecte.....	68
III.6.3	Conclusion	69
III.7	Conclusion	69
Chapitre IV.	Caractérisation de volets en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach.....	70
IV.1	Introduction.....	70
IV.2	Etat de l'art.....	70
IV.2.1	Comportement aéraulique du volet en conduit.....	70
IV.2.2	Vecteur source.....	71
IV.3	Etude du volet académique.....	73
IV.3.1	Configurations d'étude.....	73
IV.3.2	Matrice de diffusion	74
IV.3.2.1	En absence d'écoulement	74
IV.3.2.1.1	Coefficients de transmission	74
IV.3.2.1.2	Modes de Parker	75
IV.3.2.1.3	Conversion modale	77
IV.3.2.1.4	Symétrie en transmission.....	77
IV.3.2.2	En présence d'écoulement	78
IV.3.2.2.1	Bande fréquentielle étudiée	78
IV.3.2.2.2	Coefficients de transmission	78
IV.3.2.2.3	Conversion modale	79
IV.3.2.2.4	Symétrie en transmission.....	79
IV.3.2.3	Conclusion	80
IV.3.3	Vecteur source.....	80
IV.3.3.1	Puissances acoustiques totales	80
IV.3.3.1.1	Corrélation essai-calcul	80
IV.3.3.1.2	Influence de α pour $U = 1.18 \text{ m/s}$	81
IV.3.3.1.3	Influence de U pour $\alpha = 45^\circ$	81
IV.3.3.1.4	Définition du nombre de Strouhal	82
IV.3.3.1.5	Analyse physique des spectres de SWL	83
IV.3.3.2	Théorie de Nelson et Morfey	84
IV.3.3.2.1	Evolution du SWL en fonction de St	84
IV.3.3.2.2	Coefficients K en fonction de α	85
IV.3.3.3	Conclusion	86

IV.3.4	Bilan de puissance acoustique.....	86
IV.3.4.1	En absence d'écoulement	86
IV.3.4.2	En présence d'écoulement	87
IV.3.4.3	Conclusion	88
IV.4	Etude du volet industriel	88
IV.4.1	Configurations d'étude.....	88
IV.4.2	Comportement aéraulique du volet en conduit.....	90
IV.4.3	Matrice de diffusion	90
IV.4.3.1	En absence d'écoulement	90
IV.4.3.1.1	Coefficients de transmission	90
IV.4.3.1.2	Conversion modale	91
IV.4.3.1.3	Symétrie en transmission.....	92
IV.4.3.2	En présence d'écoulement	92
IV.4.3.2.1	Coefficients de transmission	92
IV.4.3.2.2	Conversion modale	92
IV.4.3.2.3	Symétrie en transmission.....	93
IV.4.3.3	Conclusion	93
IV.4.4	Vecteur source.....	93
IV.4.4.1	Puissances acoustiques totales	93
IV.4.4.2	Théorie de Nelson et Morfey	95
IV.4.4.2.1	Evolution du SWL en fonction de St	95
IV.4.4.2.2	Coefficients K en fonction de α	95
IV.4.4.3	Conclusion	96
IV.4.5	Bilan de puissance acoustique.....	97
IV.4.5.1	En absence d'écoulement	97
IV.4.5.2	En présence d'écoulement	97
IV.4.5.3	Conclusion	98
IV.5	Conclusion	98
Chapitre V. Caractérisation d'associations de deux éléments en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach.....		
		101
V.1	Introduction.....	101
V.2	Association de deux diaphragmes en conduit.....	101
V.2.1	Etat de l'art	101
V.2.1.1	Comportement aéraulique	101
V.2.1.2	Matrice de diffusion	102
V.2.1.3	Vecteur source.....	102
V.2.2	Configurations d'étude.....	104

V.2.3	Matrice de diffusion	105
V.2.3.1	En absence d'écoulement	105
V.2.3.1.1	Coefficients de transmission	105
V.2.3.1.2	Conversion modale	105
V.2.3.1.3	Symétrie en transmission.....	106
V.2.3.2	En présence d'écoulement	106
V.2.3.2.1	Bande fréquentielle d'étude	106
V.2.3.2.2	Coefficients de transmission	106
V.2.3.2.3	Conversion modale	107
V.2.3.2.4	Symétrie en transmission.....	107
V.2.3.3	Conclusion	107
V.2.4	Vecteur source.....	108
V.2.4.1	Puissances acoustiques totales	108
V.2.4.1.1	Corrélation essai-calcul	108
V.2.4.1.2	Influence de L à U fixée	108
V.2.4.1.3	Influence de U à L fixée	108
V.2.4.1.4	Symétrie	109
V.2.4.1.5	Evolution du SWL en fonction de la fréquence.....	109
V.2.4.2	Analyse du phénomène physique à l'origine des fréquences discrètes contenues dans le spectre des SWL	110
V.2.4.2.1	Représentation des SWL en fonction des nombres de Strouhal et de Reynolds	110
V.2.4.3	Théorie de Nelson et Morfey	112
V.2.4.3.1	Evolution du SWL en fonction de St	112
V.2.4.3.2	Coefficients K en fonction de L	113
V.2.4.4	Conclusion	114
V.2.5	Bilan de puissance acoustique.....	114
V.2.5.1	En absence d'écoulement	115
V.2.5.2	En présence d'écoulement.....	115
V.2.5.2.1	Influence de L pour $U = 6.95 \text{ m/s}$	115
V.2.5.2.2	Influence de U pour $L = 130 \text{ mm}$	116
V.2.5.3	Conclusion	116
V.3	Association d'un volet industriel et d'un mur en conduit.....	117
V.3.1	Etat de l'art.....	117
V.3.2	Comportement aéraulique.....	117
V.3.3	Configurations d'étude.....	118
V.3.4	Matrice de diffusion	118

V.3.4.1	En absence d'écoulement	118
V.3.4.1.1	Coefficients de transmission	118
V.3.4.1.2	Conversion modale	119
V.3.4.1.3	Symétrie en transmission.....	119
V.3.4.2	En présence d'écoulement.....	120
V.3.4.2.1	Coefficients de transmission	120
V.3.4.2.2	Conversion modale	120
V.3.4.2.3	Symétrie en transmission.....	121
V.3.4.3	Conclusion	121
V.3.5	Vecteur source.....	121
V.3.5.1	Puissances acoustiques totales	121
V.3.5.1.1	Pour $\alpha = 15^\circ$	121
V.3.5.1.2	Pour $\alpha = 30^\circ$	122
V.3.5.2	Symétrie.....	123
V.3.5.2.1	Pour $\alpha = 15^\circ$	123
V.3.5.2.2	Pour $\alpha = 30^\circ$	124
V.3.5.3	Conclusion	124
V.3.6	Conclusion	124
V.4	Conclusion	126
Conclusions générales et perspectives.....		128
Références bibliographiques.....		131
Annexe 1 : Caractérisation aéraulique par PIV.....		137
Annexe 2 : Formulation de Nelson et Morfey et incertitudes		139
Annexe 3 : Bilan de puissance acoustique		142
Annexe 4 : Détermination des lois d'évolution $SWL \sim \log(U^n)$		147

Nomenclature

Symbole	Définition	Unité
L_x	Largeur du conduit de mesure	m
L_y	Hauteur du conduit de mesure	m
S	Section du conduit de mesure	m^2
U	Vitesse moyenne de l'écoulement	m/s
P	Pression acoustique	Pa
ρ_0	Masse volumique de l'air	kg/m^3
ν	Vitesse acoustique	m/s
ρ	Fluctuation de la masse volumique	kg/m^3
c_0	Célérité du son	m/s
T	Température	$^{\circ}C$
ω	Pulsation acoustique	rad/s
f	Fréquence	Hz
M	Nombre de Mach	
N	Nombre de modes propagatifs	
k_0	Nombre d'onde en champ libre	rad/m
k_x	Nombre d'onde suivant \vec{x}	rad/m
k_y	Nombre d'onde suivant \vec{y}	rad/m
k_z	Nombre d'onde suivant \vec{z}	rad/m
P_{mn}	Pression acoustique modale	Pa
A_{mn}	Amplitudes des modes	
Ψ_{mn}	Fonctions propres des modes transversaux	
k_{mn}	Nombre d'onde axial du mode (m, n)	rad/m
N_{mn}	Coefficient de normalisation du mode (m, n)	m^2
δ_{mp}, δ_{nq}	Symboles de Kronecker	
f_{mn}^c	Fréquence de coupure du mode (m, n)	Hz
Z_{am}	Position de la section d'entrée du tronçon de mesure	
Z_{av}	Position de la section de sortie du tronçon de mesure	
$\{P^{so}\}_{2N}$	Vecteur des pressions sortantes	Pa
$\{P^{en}\}_{2N}$	Vecteur des pressions entrantes	Pa
$\{P^s\}_{2N}$	Vecteur source	Pa^2
$[D]_{2N \times 2N}$	Matrice de diffusion multimodale	
P_{mn}^{I+}	Pression acoustique incidente du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{I-}	Pression acoustique réfléchie du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{II+}	Pression acoustique transmise du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{II-}	Pression acoustique rétrograde du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{III-}	Pression acoustique rétrograde du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{IV-}	Pression acoustique rétrograde du mode (m, n)	Pa
P_{mn}^{S-}	Vecteur source du mode (m, n) sortant vers l'amont	Pa^2

P_{mn}^{S+}	Vecteur source du mode (m, n) sortant vers l'aval	Pa^2
$D_{mn,rs}^{11}$	Coefficient de réflexion amont du mode (r, s) sur (m, n)	
$D_{mn,rs}^{22}$	Coefficient de réflexion aval du mode (r, s) sur (m, n)	
$D_{mn,rs}^{21}$	Coefficient de transmission de l'amont vers l'aval du mode (r, s) sur (m, n)	
$D_{mn,rs}^{12}$	Coefficient de transmission de l'aval vers l'amont du mode (r, s) sur (m, n)	
$[R^{ter}]_{2N \times 2N}$	Matrice de réflexion des terminaisons	
$[R_{amont}^{ter}]_{N \times N}$	Matrice de réflexion de la terminaison amont	
$[R_{aval}^{ter}]_{N \times N}$	Matrice de réflexion de la terminaison aval	
Γ	Nombre de positions de la source acoustique	
Z_{ai}	Positions des sections de microphone amonts	
Z_{bi}	Positions des sections de microphone avals	
$[P^{inc}]_{N \times \Gamma}$	Matrice des pressions incidentes sur la terminaison	
$[P^{ref}]_{N \times \Gamma}$	Matrice des pressions réfléchies sur la terminaison	
N_{mic}	Nombre de microphones utilisés	
$[G]_{2N_{mic} \times 2N_{mic}}$	Matrice interspectrale	Pa^2
$[G^S]_{2N \times 2N}$	Matrice intermodale	Pa^2
$[I]_{2N \times 2N}$	Matrice identité	
$[T^-]_{2N \times 2N}$	Matrice de transfert des quantités mesurées en Z_{a1} et Z_{b3} vers celles situées en Z_{a4} et Z_{b6}	
$[D']_{2N \times 2N}$	Matrice de diffusion calculée entre Z_{a4} et Z_{b6}	
$[R'^{ter}]_{2N \times 2N}$	Matrice de réflexion des terminaisons calculée Z_{a4} et Z_{b6}	
$[\Pi']_{2N \times 2N_{mic}}$	Matrice de passage des pressions totales à partir des pressions modales	
$[\Psi]$	Matrice des fonctions propres normalisées	
$[G_{a1a1}^S]_{N \times N}$	Pressions modales en amont	Pa^2
$[G_{a1b3}^S]_{N \times N}$	Degrés de cohérence entre les modes propagatifs amont et aval	Pa^2
$[G_{b3b3}^S]_{N \times N}$	Pressions modales en aval	Pa^2
$[G_{b3a1}^S]_{N \times N}$	Degrés de cohérence entre les modes amont et aval	Pa^2
I_z	Intensité acoustique axiale	W/m^2
U_z	Vitesse acoustique axiale	m/s
$I_{z,mn}$	Intensité acoustique axiale	W/m^2
W	Puissance acoustique	W
ΔP	Perte de charge statique	Pa
P_{atm}	Pression atmosphérique	Pa
$P_{caisson}$	Pression dans le caisson de tranquillisation	Pa
ΔP_{banc}	Perte de charge statique du banc sans obstacle	Pa
$\Delta P_{banc+obstacle}$	Perte de charge statique du banc muni d'un obstacle	Pa
$\Delta P_{obstacle}$	Perte de charge statique de l'obstacle	Pa
Re	Nombre de Reynolds	
D_H	Diamètre hydraulique	m
ν	Viscosité cinématique de l'air	m^2/s
H_M	Fonction de transfert détalonnage du microphone	

$H_{ref,M}$	Fonction de transfert entre le microphone M et le microphone de référence	
H_{ref}	Sensibilité du microphone de référence	mV/Pa
$G_{ref,M}$	Interspectre des signaux du microphone étalonné et du microphone de référence	Pa^2
$G_{ref,ref}$	Autospectre du signal du microphone de référence	Pa^2
f_e	Fréquence d'échantillonnage	Hz
Δ_f	Résolution fréquentielle	Hz
L_Z	Distance entre les sections Z_{a1} et Z_{b3}	mm
St	Nombre de Strouhal	
d	Dimension caractéristique	m
K	Coefficient de Nelson et Morfey	dB
f_c	Fréquence centrale de la bande de tiers d'octave	Hz
SWL	Niveau de puissance acoustique	dB
C_D	Coefficient de traînée	
SPL	Niveau de pression acoustique	dB
Q	Débit massique	kg/h
ΔW	Bilan de puissance acoustique	dB
W^{en}	Puissance acoustique entrante	W
W^{so}	Puissance acoustique sortante	W
W_{dis}	Puissance acoustique dissipée	W
TL	Perte par transmission	dB
W^{I+}	Puissance acoustique incidente	W
W^{II+}	Puissance acoustique transmise	W
$U_{constriction}$	Vitesse d'écoulement dans une zone de constriction	m/s
σ	Rapport de constriction	
α	Angle d'ouverture du volet	$^\circ$
l	Longueur du volet	m
l_0	Longueur réduite du volet	m
f_{th}	Fréquences de résonance théoriques du mode de Parker	Hz
U_{jet}	Vitesse du jet	m/s
SWL_{max}	Niveau de puissance acoustique d'une émergence	dB
f_{max}	Fréquence associée à un niveau de puissance acoustique d'une émergence	Hz
L	Distance de séparation entre deux diaphragmes	m
f_n	Fréquences théoriques de Rossiter	Hz
ε	Décalage entre l'impact d'un tourbillon et le départ de l'onde acoustique	
$U_{convection}$	Vitesse de convection des tourbillons	m/s
D_{eq}	Diamètre équivalent du conduit	m
κ	Rapport entre les vitesses de constriction et de convection	

Introduction générale

Le confort acoustique des passagers à l'intérieur d'un véhicule est une priorité pour les constructeurs automobiles et figure dans le cahier des charges soumis aux équipementiers. De nombreuses études ont été consacrées à la réduction des niveaux de bruit émergent dans l'habitacle et produits par les sources de bruit telles que : le groupe motopropulseur, le système de refroidissement moteur, le contact pneu-chaussée, le bruit aérodynamique... Avec la réduction du bruit des moteurs thermiques, ainsi que le développement des moteurs hybrides et électriques, le bruit produit par les équipements embarqués, notamment le système de ventilation d'air, communément appelé HVAC, est devenu prépondérant dans l'habitacle. La réduction et la maîtrise de la qualité sonore du bruit généré par ces équipements devient donc un facteur stratégique pour les constructeurs ainsi que les équipementiers automobiles désireux d'augmenter leurs parts de marché [1].

Un HVAC est un système complexe et compact, composé d'un pulseur, échangeurs thermiques, volets et grilles d'aération intégrés dans un volume présentant des variations de forme et de section. Les principales sources acoustiques générées sont liées au pulseur ainsi qu'aux interactions entre l'écoulement d'air et les composants de l'HVAC. La maîtrise du bruit de l'HVAC complet durant son fonctionnement passe par la connaissance et le contrôle des propriétés aéroacoustiques de chacun de ses composants.

Le projet CEVAS (Conception d'Eléments de Ventilation d'Air Silencieux), piloté par l'équipementier Valeo, a pour ambition de développer un outil numérique d'aide à la conception de l'HVAC. Cet outil permettra d'améliorer les prestations acoustiques ainsi que de réduire les coûts et délais de développement durant les phases de projet. Cet outil est basé sur la représentation d'un HVAC par une méthode de synthèse acoustique pour prédire les niveaux de bruit et par une méthode de synthèse sonore pour prédire la qualité sonore. La synthèse acoustique divise l'HVAC en sous-structures qui correspondent aux composants mobile (pulseur) et fixes (volet, échangeurs thermiques) de l'HVAC. Cette synthèse a besoin des caractéristiques aéroacoustiques de chaque composant de l'HVAC.

Le consortium, mis en place sur le projet CEVAS, regroupe des acteurs académiques et industriels :

- L'Université de Technologie de Compiègne (UTC) travaille à la caractérisation aéroacoustique des composants de l'HVAC par :
 - o L'expérience [Thèse présentée dans ce document],
 - o La simulation numérique [2].
- Le Centre Technique de l'Industrie Mécanique (CETIM) développe l'outil de synthèse acoustique [3],
- GENESIS apporte ses compétences sur les aspects psychoacoustique et synthèse sonore pour la réécoute,
- ESI-Group intègre sur une plateforme dédiée, les logiciels de simulation développés.

Les travaux de cette thèse utilisent le banc d'essai réalisé par et à l'UTC [4] en coopération avec Valeo dans le cadre du projet CESAM (2008-2011) antérieur à CEVAS. Les propriétés aéroacoustiques des composants en conduit sont déduites d'un modèle 2 N-ports pour N modes de propagation avec un écoulement à faible nombre de Mach. A partir de la mesure sur ce banc, les objectifs de la thèse qui fait l'objet de ce rapport sont :

- La validation de la modélisation numérique développée pour le projet par l'UTC [2] (modélisation de la turbulence par simulation incompressible et résolution de l'équation de Lighthill par méthode intégrale) et par ESI-Group,
- L'analyse et la compréhension des phénomènes physiques à l'origine des sources de bruit afin d'édicter des règles de conception,
- La constitution d'une base de données expérimentale pour l'outil de conception.

Dans le premier chapitre, les travaux ont consisté d'une part en l'amélioration des performances du banc et d'autre part en l'ajout de moyens de mesure des caractéristiques aérauliques : PIV (Particle Image Velocimetry), perte de charge, débitmètre. Le banc d'essai, les procédures de mesure et de post-traitement sont validés sur un tronçon droit.

Dans le second chapitre, deux procédures de post-traitement des résultats de mesure issus du banc d'essai sont développées et détaillées :

- Détermination d'un coefficient K , fonction du nombre de Strouhal, supposé caractériser le bruit d'origine aéroacoustique d'un composant sur la base de la théorie de Nelson et Morfey. K est déduit des puissances acoustiques et paramètres aérauliques mesurés. De ces coefficients, les niveaux de puissances acoustiques rayonnées par l'interaction entre un écoulement d'air et un composant en conduit sont prédits connaissant la perte de charge et la vitesse de l'écoulement incident.
- Détermination du comportement potentiellement atténuateur ou amplificateur d'un élément en conduit basée sur la mesure de la matrice de diffusion. La théorie formulée par Aurégan et Starobinsky a été étendue au cas multimodal.

Dans le troisième chapitre, les procédures de mesure des caractéristiques acoustiques et les post-traitements développés dans les chapitres I et II sont appliqués à un diaphragme à bords droits, composant académique simple étudié en détail dans la littérature. Les résultats des mesures sont confrontés à ceux issus de la simulation numérique.

Dans le quatrième chapitre, les procédures de mesure et de post-traitement sont appliquées à un élément d'HVAC : le volet. Pour satisfaire le cahier des charges aéraulique et thermique, ce composant présente un angle d'ouverture variable et une géométrie spécifique. Les investigations seront menées sur deux géométries du volet. La première, simple, est une plaque plane à bords droits et la seconde est similaire à celle d'un volet implanté dans un HVAC. Ces études permettent de mettre en évidence des phénomènes physiques spécifiques qui devront être pris en compte dans la conception du volet et de son implantation dans l'HVAC. Les résultats sont confrontés à ceux de la simulation numérique.

Les composants étant proches dans un HVAC, les procédures de mesure et de post-traitement sont appliquées à une association de deux éléments dans le cinquième chapitre. Ces études permettent de déterminer les phénomènes physiques, en particulier les effets de rétroaction présents lorsque l'écoulement traverse deux éléments proches, et de définir des règles de conception dans la procédure d'assemblage des composants. Un exemple représentatif d'un cas industriel, consistant en l'association d'un volet et d'un obstacle modélisé par un mur, est étudié.

Chapitre I. Banc d'essai et procédures pour la caractérisation aéraulique et acoustique de composants en conduit en présence d'un écoulement uniforme à faible nombre de Mach

I.1 Introduction

Chacun des composants fixe et mobile d'un HVAC est qualifié, en plus de ses caractéristiques aérauliques, par ses caractéristiques acoustiques. Celles-ci correspondent d'une part, à la caractéristique acoustique passive représentée par la matrice de diffusion multimodale $[D]$ contenant les coefficients de réflexion et de transmission modaux. D'autre part, la caractéristique acoustique active représente le bruit généré par l'interaction entre l'écoulement d'air et le dit composant.

Ces caractéristiques sont mesurées sur un banc d'essai conçu sur la base du cahier des charges défini par Valeo Systèmes Thermiques et construit au laboratoire Roberval de l'UTC dans le cadre des travaux de recherche de M. TRABELSI Hassen [4] lors du projet CESAM. Ce banc est de section rectangulaire $0.2 \times 0.1 \text{ m}^2$ qui est assimilable à la section droite du conduit principal d'un HVAC. Ce banc suppose que chacun des composants d'un HVAC sur le plan acoustique est invariant dans le temps et est modélisé par un système linéaire 2N-ports. Durant le projet CEVAS, cet équipement a été complété sur le plan aéraulique par l'implémentation d'une instrumentation de mesure de la perte de charge, du débit et de la vitesse d'écoulement par Vélocimétrie par Image de Particules (PIV). De plus les procédures de mesure développées durant le projet CESAM ont été améliorées suivant les recommandations indiquées dans ses conclusions [4].

Les études acoustiques menées sur l'HVAC [5] ont montré que le pulseur est généralement la source de bruit prépondérante pour les fréquences inférieures à 3000 Hz , sauf pour quelques modes de fonctionnement. Au delà de cette fréquence, le bruit généré par l'interaction entre l'écoulement d'air et les composants fixes devient dominant. Le banc a été conçu pour réaliser des études jusqu'à une fréquence maximale de 3400 Hz ce qui suppose une description multimodale de la propagation acoustique dans le conduit.

Dans ce chapitre, les bases théoriques pour la description de la propagation d'une onde acoustique en conduit de section rectangulaire en présence d'écoulement sont rappelées. Ensuite, la formulation associée à la représentation d'un composant situé dans un tronçon par un modèle 2N-ports est détaillée. Par la suite, le banc d'essai est décrit en mettant en évidence les améliorations apportées durant le projet CEVAS. Enfin, la qualification du banc d'essai et la validation des procédures pour les caractérisations acoustiques passives et actives sont effectuées sur un tronçon droit contenant une source électroacoustique.

I.2 Propagation acoustique en conduit de section rectangulaire en présence d'écoulement

Compte tenu de la géométrie du conduit et du domaine fréquentiel étudié $[0, 3400 \text{ Hz}]$, la propagation acoustique dans un HVAC s'écrit sur la base de N modes se propageant dans un conduit de section rectangulaire à parois rigides en présence d'un écoulement uniforme.

Chaque composant situé à l'intérieur d'un tronçon en présence d'un écoulement est soumis à des champs acoustiques incidents externes sur chacun de ses cotés et est une source de nature aéroulque. Le modèle 2N-ports permet de représenter ce tronçon de manière intrinsèque respectivement par sa matrice de diffusion, contenant ses propriétés acoustiques passives, et son vecteur source représentatif des propriétés acoustiques actives.

Dans cette partie, après avoir rappelé le calcul du champ de pression acoustique en conduit de section rectangulaire et parois rigides en présence d'écoulement, le modèle 2N-ports est présenté en détail.

1.2.1 Champ de pression acoustique en conduit rectangulaire en présence d'écoulement

1.2.1.1 Equations fondamentales de l'acoustique

Le repère spatial de l'étude et la géométrie du conduit de section droite $L_x \times L_y$ sont représentés Figure I.1. Dans le cadre de cette étude, pour des niveaux de pressions acoustiques inférieurs à 150 dB [6], la propagation acoustique est supposé linéaire, dans un milieu adiabatique, sans viscosité ni conductivité thermique. Les paramètres de température, célérité du son, géométrie et conditions aux limites sont supposés invariants dans le temps. L'écoulement, de vitesse moyenne U , est considéré uniforme suivant l'axe z du conduit.

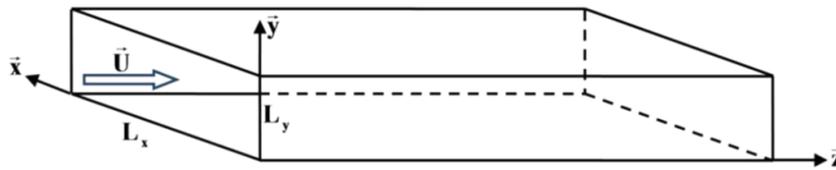


Figure I.1 : Repère spatial de l'étude.

L'équation de propagation de la pression acoustique $P(x, y, z, t)$ dans le conduit est obtenue à partir de :

- La conservation de la masse :

$$\rho_0 \nabla \vec{v} + \frac{D\rho}{Dt} = 0 \quad (1)$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'air ($1,225 \text{ kg/m}^3$ à 20°C), \vec{v} la vitesse acoustique et ρ la fluctuation de la masse volumique du fluide. En présence d'écoulement, la dérivée convective est exprimée par $\frac{D}{Dt} = \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right)$.

- La conservation de la quantité de mouvement :

$$\rho_0 \frac{D\vec{U}}{Dt} + \nabla P = 0. \quad (2)$$

- L'équation d'état du milieu :

$$\nabla \rho = \frac{1}{c_0^2} \nabla P \quad (3)$$

avec c_0 la célérité du son approximée par la relation $c_0 = 20\sqrt{273 + T}$ où T est la température ambiante exprimée en $^\circ\text{C}$.

Ces trois équations d'état permettent d'obtenir l'équation d'onde convectée qui traduit la propagation de l'onde de pression acoustique en présence d'écoulement

$$\nabla^2 P - \frac{1}{c_0^2} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \right)^2 P = 0. \quad (4)$$

1.2.1.2 Equation de propagation

L'équation d'onde convectée exprimée en coordonnées cartésiennes pour une onde monochromatique de dépendance temporelle $e^{-i\omega t}$ est résolue par la méthode de séparation des variables. La pression acoustique est exprimée par

$$P(x, y, z, t) = P(x, y, z) e^{-i\omega t} \quad (5)$$

avec ω la pulsation. La vitesse d'écoulement \vec{U} , orientée vers z positif et supposée uniforme, est exprimée par $\vec{U} = c_0 M \vec{z}$ où M est le nombre de Mach. L'équation (4) devient

$$\frac{\partial^2 P}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 P}{\partial y^2} + (1 - M^2) \frac{\partial^2 P}{\partial z^2} - 2ik_0 M \frac{\partial P}{\partial z} + k_0^2 P = 0 \quad (6)$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c_0}$ le nombre d'onde en champ libre. La solution de l'équation (6) est de la forme :

$$P(x, y, z, t) = \Phi(x, y) e^{i(k_z z - \omega t)}. \quad (7)$$

En utilisant l'expression du champ de pression acoustique dans l'équation (6), l'expression suivante est déduite

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + [k_0^2 - (1 - M^2)k_z^2 + 2k_0 M k_z] \Phi = 0. \quad (8)$$

En utilisant la séparation des variables

$$\Phi(x, y) = X(x)Y(y). \quad (9)$$

L'équation (8) devient

$$\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2} + \frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2} + [k_0^2 - (1 - M^2)k_z^2 + 2k_0 M k_z] = 0. \quad (10)$$

En supposant les fonctions X et Y de forme harmonique, l'équation d'onde devient

$$k_x^2 + k_y^2 = [k_0^2 - (1 - M^2)k_z^2 + 2k_0 M k_z] \quad (11)$$

avec $k_x^2 = -\frac{1}{X} \frac{\partial^2 X}{\partial x^2}$ et $k_y^2 = -\frac{1}{Y} \frac{\partial^2 Y}{\partial y^2}$.

Sur les parois du conduit, supposées rigides, les vitesses normales sont nulles. Ces conditions aux limites s'expriment par

$$\left. \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial x} \right|_{x=0 \text{ et } x=L_x} = \left. \frac{\partial X(x)}{\partial x} \right|_{x=0 \text{ et } x=L_x} \cdot Y(y) e^{ik_z z} = 0$$

$$\left. \frac{\partial P(x, y, z)}{\partial y} \right|_{y=0 \text{ et } y=L_y} = \left. \frac{\partial Y(y)}{\partial y} \right|_{y=0 \text{ et } y=L_y} \cdot X(x) e^{ik_z z} = 0. \quad (12)$$

L'application de ces conditions aux limites permet d'obtenir les expressions des fonctions X et Y

$$X(x) = A_x \cos(k_x x) \quad (13)$$

$$Y(y) = A_y \cos(k_y y)$$

avec $k_x = \frac{n\pi}{L_x}$ et $k_y = \frac{m\pi}{L_y}$ les nombres d'onde suivant \vec{x} et \vec{y} avec n et m l'ordre du mode respectivement suivant les axes \vec{x} et \vec{y} . La pression acoustique dans le conduit peut alors s'écrire sous la forme

$$\begin{aligned} P(x, y, z, t) &= \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} P_{mn}(x, y, z, t) \\ \Leftrightarrow P(x, y, z, t) &= \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} [P_{mn}^+(x, y, z, t) + P_{mn}^-(x, y, z, t)] \quad (14) \\ \Leftrightarrow P(x, y, z, t) &= \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} [A_{mn}^+ \Psi_{mn}(x, y) e^{i(-\omega t + K_{mn}^+ z)} + A_{mn}^- \Psi_{mn}(x, y) e^{i(-\omega t + K_{mn}^- z)}] \end{aligned}$$

avec A_{mn} l'amplitude des modes, $\Psi_{mn}(x, y)$ les fonctions propres associées aux modes transversaux et les nombres d'onde axiaux

$$\begin{aligned} K_{mn}^+ &= \left(M k_0 - \sqrt{k_0^2 - (1 - M^2)(k_x^2 + k_y^2)} \right) / (1 - M^2) \\ K_{mn}^- &= \left(M k_0 + \sqrt{k_0^2 - (1 - M^2)(k_x^2 + k_y^2)} \right) / (1 - M^2). \end{aligned} \quad (15)$$

Le signe \pm indique le sens de propagation de l'onde acoustique par rapport à l'écoulement soit dans le sens de l'écoulement pour K_{mn}^+ et dans le sens contraire pour K_{mn}^- .

Les fonctions propres normalisées associées aux modes transversaux s'écrivent

$$\psi_{mn}(x, y) = \frac{\cos\left(\frac{n\pi}{L_x} x\right) \cos\left(\frac{m\pi}{L_y} y\right)}{\sqrt{N_{mn}}} \quad (16)$$

avec N_{mn} le coefficient de normalisation associé au mode (m, n)

$$N_{mn} = L_x L_y \Lambda_m \Lambda_n \quad \text{où} \quad \begin{cases} \Lambda_m = 1 & \text{si } m = 0 \\ \Lambda_n = 1 & \text{si } n = 0 \\ \Lambda_m = \frac{1}{2} & \text{si } m > 0 \\ \Lambda_n = \frac{1}{2} & \text{si } n > 0. \end{cases} \quad (17)$$

La propriété d'orthogonalité des modes propres transversaux dans un conduit de section rectangulaire à parois rigides s'écrit

$$\iint_S \psi_{mn}(x, y) \psi_{pq}(x, y) dS = \delta_{mp} \delta_{nq} \quad (18)$$

avec δ_{mp} et δ_{nq} les symboles de Kronecker définis par

$$\delta_{mp} = \begin{cases} 1 & \text{si } m = p \\ 0 & \text{si } m \neq p \end{cases} \quad \text{et} \quad \delta_{nq} = \begin{cases} 1 & \text{si } n = q \\ 0 & \text{si } n \neq q \end{cases} \quad (19)$$

Le mode plan (0,0) se propage pour toutes les fréquences et les autres modes (m, n) se propagent pour des fréquences supérieures à leur fréquence de coupure (pour un écoulement uniforme) définie par

$$f_{mn}^c = \frac{c_0}{2\pi} \sqrt{(1 - M^2)(k_x^2 + k_y^2)} . \quad (20)$$

Les fréquences de coupure des premiers modes propagatifs dans le conduit rectangulaire sont données jusqu'à 3.4 kHz dans le Tableau I.1. L'écoulement a très peu d'influence sur les fréquences de coupure au nombre de Mach maximum étudié. Dans le cadre de cette thèse, $N = 8$ modes de propagation sont considérés.

		$M = 0$	$M = 0.02$
Mode (m, n)	(0,0)	0	0
	(0,1)	858	849
	(0,2)	1717	1699
	(0,3)	2575	2549
	(1,0)	1717	1699
	(1,1)	1920	1900
	(1,2)	2428	2407
	(1,3)	3095	3064

Tableau I.1 : Fréquences de coupure (Hz) des modes dans le conduit de mesure.

1.2.2 Modèle 2N-ports

La modélisation d'un tronçon contenant un composant d'HVAC par un système linéaire 2N-ports est détaillée dans ce paragraphe.

Le formalisme du système 2N-ports qui conduit à une représentation intrinsèque du tronçon (hypothèse d'absence de réflexion en amont et aval du tronçon) a été proposé par Lavrentjev et Abom [7] et mis en œuvre par Trabelsi [4] pour la configuration étudiée dans cette thèse.

Soit un tronçon contenant un élément parcouru par un écoulement uniforme de vitesse moyenne \vec{U} colinéaire à l'axe du conduit comme représenté Figure I.2. Le tronçon est délimité par ses sections d'entrée et de sortie respectivement nommées Z_{am} et Z_{av} . Il peut transmettre et réfléchir des ondes incidentes provenant de sources extérieures situées de chaque côté et peut contenir une source définie par un vecteur représentant les pressions acoustiques par mode rayonnées vers l'amont et l'aval.

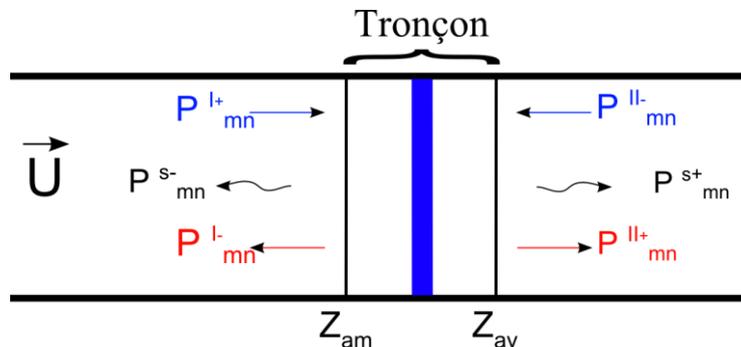


Figure I.2 : Schématisation des ondes acoustiques dans le conduit contenant une source.

La représentation par le modèle 2N-ports est donnée par

$$\{P^{so}\}_{2N} = [D]_{2N \times 2N} \times \{P^{en}\}_{2N} + \{P^s\}_{2N} \quad (21)$$

avec N le nombre de modes propagatifs (m, n) à la fréquence f , $\{P^{SO}\}_{2N}$ le vecteur des pressions sortantes, $\{P^{en}\}_{2N}$ le vecteur des pressions entrantes, $\{P^S\}_{2N}$ le vecteur source et $[D]_{2N \times 2N}$ la matrice de diffusion multimodale en présence d'écoulement. Cette formulation s'écrit également

$$\begin{Bmatrix} P_{mn}^{I-} \\ P_{mn}^{II+} \end{Bmatrix}_{2N} = [D]_{2N \times 2N} \times \begin{Bmatrix} P_{mn}^{I+} \\ P_{mn}^{II-} \end{Bmatrix}_{2N} + \begin{Bmatrix} P_{mn}^{S-} \\ P_{mn}^{S+} \end{Bmatrix}_{2N} \quad (22)$$

avec P_{mn}^{I+} , P_{mn}^{I-} , P_{mn}^{II+} , P_{mn}^{II-} respectivement les pressions incidente, réfléchie, transmise et rétrograde associées au mode (m, n) . P_{mn}^{S-} et P_{mn}^{S+} représentent les composantes du vecteur source sortant du tronçon vers l'amont et l'aval.

La matrice de diffusion peut s'écrire

$$[D]_{2N \times 2N} = \begin{bmatrix} [D_{mn,rs}^{11}]_{N \times N} & [D_{mn,rs}^{12}]_{N \times N} \\ [D_{mn,rs}^{21}]_{N \times N} & [D_{mn,rs}^{22}]_{N \times N} \end{bmatrix}_{2N \times 2N} = \begin{bmatrix} [R_{mn,rs}^{am}]_{N \times N} & [T_{mn,rs}^{av \rightarrow am}]_{N \times N} \\ [T_{mn,rs}^{am \rightarrow av}]_{N \times N} & [R_{mn,rs}^{av}]_{N \times N} \end{bmatrix}_{2N \times 2N} \quad (23)$$

avec

- $[D_{mn,rs}^{11}]_{N \times N}$ contient les coefficients définissant la réflexion des modes incidents du coté amont du tronçon $P_{rs}^{I+}(Z_{am})$ sur les modes sortants $P_{mn}^{I-}(Z_{am})$ du même coté.
 - Si $(r, s) = (m, n)$ alors $D_{mn,mn}^{11}$ traduit la réflexion du mode (m, n) sur lui-même.
 - Si $(r, s) \neq (m, n)$ alors le coefficient $D_{mn,rs}^{11}$ traduit la conversion en réflexion du mode (r, s) entrant du coté amont du tronçon sur le mode (m, n) sortant du même côté.
- $[D_{mn,rs}^{21}]_{N \times N}$ contient les coefficients définissant la transmission des modes arrivant du côté amont du tronçon $P_{rs}^{I+}(Z_{am})$ sur les modes sortants $P_{mn}^{II+}(Z_{av})$ du coté aval du tronçon.
 - Si $(r, s) = (m, n)$ alors $D_{mn,mn}^{21}$ traduit la transmission de l'amont vers l'aval du mode (m, n) sur lui-même.
 - Si $(r, s) \neq (m, n)$ alors le coefficient $D_{mn,rs}^{21}$ traduit la conversion en transmission du mode (r, s) entrant du coté amont du tronçon sur le mode (m, n) sortant du côté aval du tronçon.
- $[D_{mn,rs}^{22}]_{N \times N}$ contient les coefficients définissant la réflexion des modes arrivant du côté aval du tronçon $P_{rs}^{II-}(Z_{av})$ sur les modes sortants $P_{mn}^{II+}(Z_{av})$ du même coté du tronçon.
 - Si $(r, s) = (m, n)$ alors $D_{mn,mn}^{22}$ traduit la réflexion du mode (m, n) sur lui-même.
 - Si $(r, s) \neq (m, n)$ alors le coefficient $D_{mn,rs}^{22}$ traduit la conversion en réflexion du mode (r, s) entrant du coté aval du tronçon sur le mode (m, n) sortant du même côté.
- $[D_{mn,rs}^{12}]_{N \times N}$ contient les coefficients définissant la transmission des modes arrivant du côté aval du tronçon $P_{rs}^{II-}(Z_{av})$ sur les modes sortants $P_{mn}^{I-}(Z_{am})$ du coté amont du tronçon.
 - Si $(r, s) = (m, n)$ alors $D_{mn,mn}^{12}$ traduit la conversion en transmission de l'aval vers l'amont du mode (m, n) sur lui-même.
 - Si $(r, s) \neq (m, n)$ alors le coefficient $D_{mn,rs}^{12}$ traduit la conversion en transmission du mode (r, s) entrant du coté aval du tronçon sur le mode (m, n) sortant du côté amont du tronçon.

I.3 Procédures de mesure des caractéristiques acoustiques

Le banc d'essai a pour objectif de mesurer la matrice de diffusion multimodale $[D]_{2N \times 2N}$ et le vecteur source $\{P^S\}_{2N}$ du tronçon. La procédure se décompose en deux phases successives :

- Mesure de la matrice de diffusion multimodale $[D]_{2N \times 2N}$ du tronçon et des matrices de réflexion $[R^{ter}]_{2N \times 2N}$ des terminaisons du banc par la méthode 2N-sources. Cette méthode se base sur la génération d'ondes produites par des configurations de sources électroacoustiques [8].

- Mesure du vecteur source $\{P^s\}_{2N}$ du tronçon basée sur les résultats issus de la première phase et sur la mesure de la matrice des interspectres entre les microphones situés sur quatre sections réparties de chaque coté du tronçon.

Dans cette partie, les détails de la procédure et les améliorations apportées durant le projet CEVAS sont présentées.

1.3.1 Caractéristique acoustique passive : matrice de diffusion $[D]_{2N \times 2N}$

La procédure de mesure de la matrice de diffusion multimodale est basée sur la méthode 2Γ sources [9] avec $\Gamma > N$ ce qui conduit à un système surdéterminé [8]. Cette méthode consiste à placer une source électroacoustique en Γ positions de chaque coté du tronçon test, afin de générer 2Γ configurations linéairement indépendantes du champ de pression. Pour un niveau de source électroacoustique prédominant, l'équation (23) devient

$$\{P^{so}\}_{2N} = [D]_{2N \times 2N} \times \{P^{en}\}_{2N}. \quad (24)$$

Pour 2Γ positions de la source électroacoustique, la matrice de diffusion est déduite pour N modes de propagation de la résolution du système

$$[D]_{2N \times 2N} = [P^{so}]_{2N \times 2\Gamma} \times [[P^{en}]_{2N \times 2\Gamma}]^{-1} \quad (25)$$

avec $[P^{so}]_{2N \times 2\Gamma}$ la matrice des pressions modales sortantes contenant les pressions réfléchies P_{mn}^{I-} et transmises P_{mn}^{I+} et $[P^{en}]_{2N \times 2\Gamma}$ la matrice des pressions modales entrantes contenant les pressions incidentes P_{mn}^{I+} et rétrogrades P_{mn}^{I-} (voir Figure I.2).

Pour chaque position de source, les pressions acoustiques totales sont mesurées sur trois sections droites de part et d'autre du tronçon test comme représenté Figure I.3.

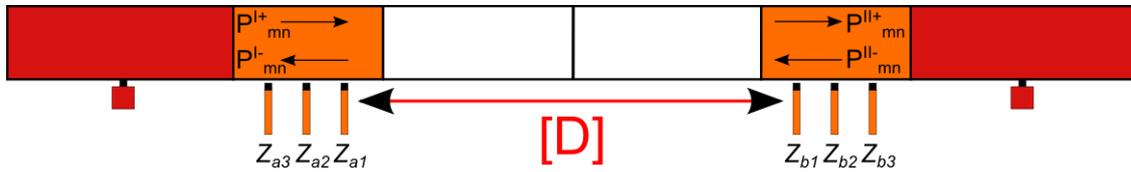


Figure I.3 : Positions des sections de mesure pour l'estimation de la matrice de diffusion.

Les pressions acoustiques complexes sont déduites en chaque position de microphone par les fonctions de transfert entre les signaux issus des microphones et le signal d'excitation fourni par le générateur au Haut Parleur (HP).

Après avoir réalisé la décomposition modale du champ de pression totale au niveau de chaque section de mesure. Les pressions modales incidentes et réfléchies sont séparées pour chaque configuration de source et les matrices $[P^{so}]_{2N \times 2\Gamma}$ et $[P^{en}]_{2N \times 2\Gamma}$ en z_{a_1} et z_{b_3} sont remplies.

La méthode de mesure de la matrice de diffusion, développée durant le projet CESAM [4] et améliorée durant CEVAS est schématisée sur l'organigramme Figure I.4.

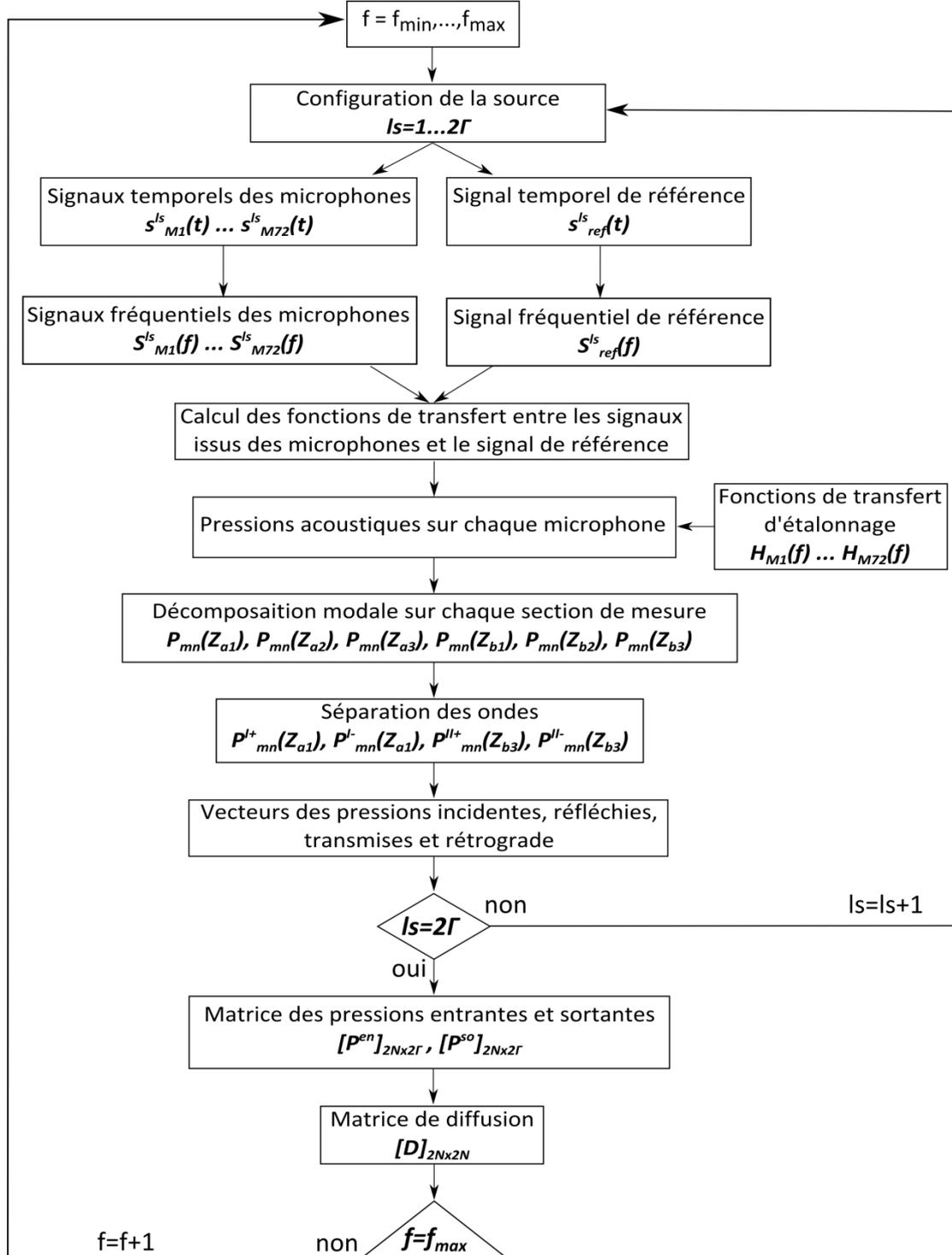


Figure I.4 : Organigramme de la procédure de mesure de la matrice de diffusion multimodale d'un système.

1.3.2 Mesure des matrices de réflexion des terminaisons

Afin d'extraire le vecteur source, il est nécessaire de connaître les matrices de réflexion des terminaisons amont $[R_{amont}^{ter}]_{N \times N}$ et aval $[R_{aval}^{ter}]_{N \times N}$ comme décrit §1.3.3. Pour cela, les pressions acoustiques générées par une source électroacoustique sont mesurées comme représenté Figure I.5 pour la terminaison aval.

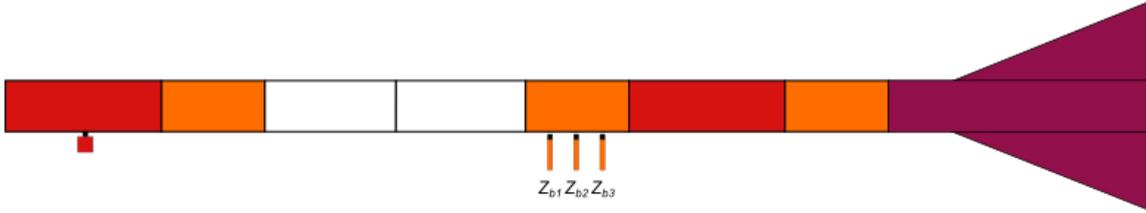


Figure I.5 : Positions de la source et des microphones pour la mesure de la matrice de réflexion de la terminaison aval.

La séparation des ondes fourni les matrices des pressions indentes et réfléchies permettant de déterminer les matrices de réflexion des terminaisons par

$$\begin{aligned} [R_{amont}^{ter}]_{N \times N} &= [P_{z_{a_1}}^{ref}]_{N \times \Gamma} \times \left[[P_{z_{a_1}}^{inc}]_{N \times \Gamma} \right]^{-1} \\ [R_{aval}^{ter}]_{N \times N} &= [P_{z_{b_3}}^{ref}]_{N \times \Gamma} \times \left[[P_{z_{b_3}}^{inc}]_{N \times \Gamma} \right]^{-1} \end{aligned} \quad (26)$$

avec $[P^{inc}]_{N \times \Gamma}$ et $[P^{ref}]_{N \times \Gamma}$ respectivement les matrices des pressions incidentes et réfléchies sur la terminaison mesurées en z_{a_1} et z_{b_3} .

1.3.3 Caractéristique acoustique active : vecteur source $\{Ps\}_{2N}$

Le vecteur source contient les pressions acoustiques modales progressives (en absence de réflexion) rayonnées par la source en amont et en aval. Afin d'obtenir ce vecteur intrinsèque il est nécessaire de prendre en considération les réflexions et transmissions sur les terminaisons et sur l'obstacle lui-même. La procédure de détermination des pressions modales contenues dans le vecteur associé à une source large bande est présentée Figure I.6. Cette procédure a été développée par Trabelsi [4] sur la base de travaux réalisés par Abom [9]. Elle permet d'obtenir le vecteur source à partir de la mesure des interspectres entre les pressions obtenues dans quatre sections droites comme représentée Figure I.7.

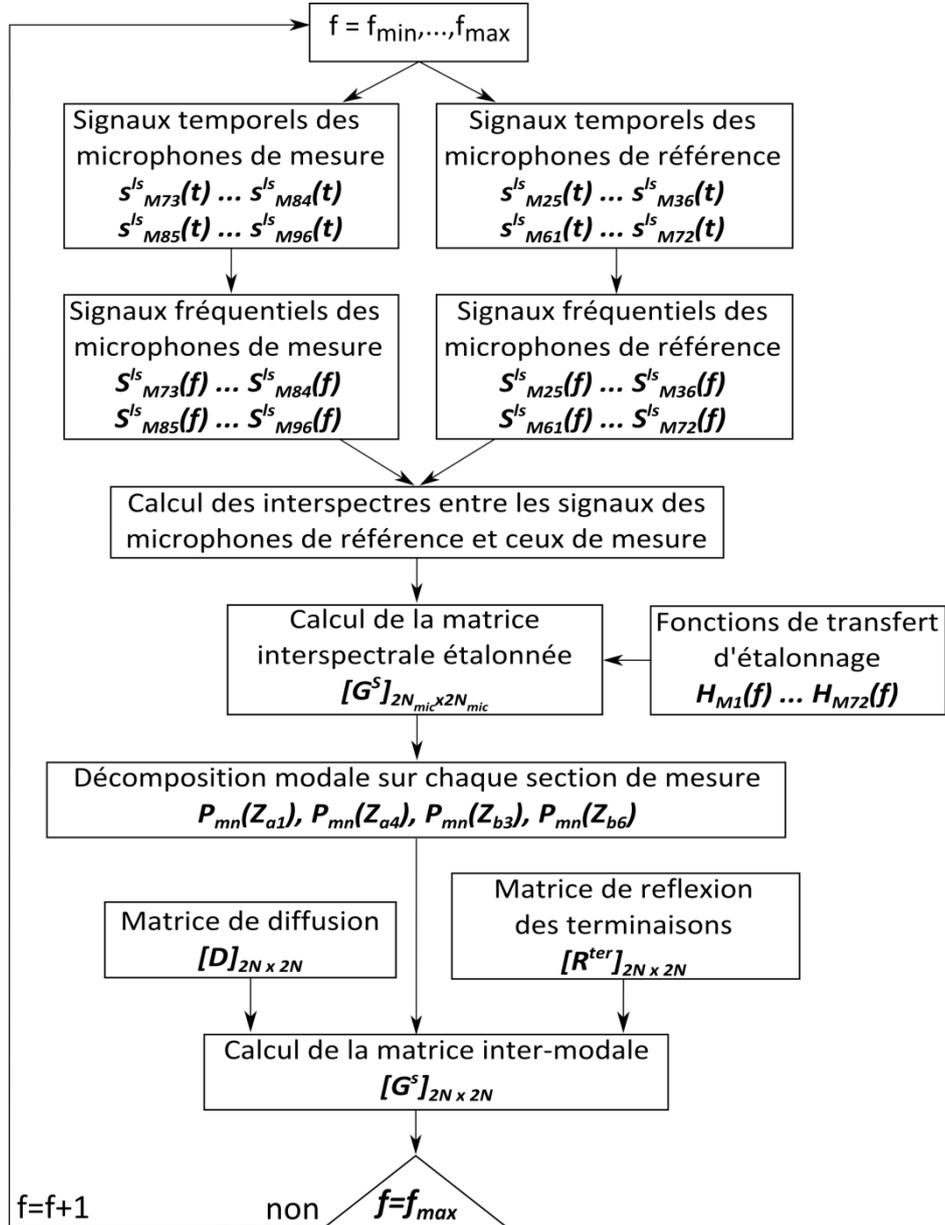


Figure I.6 : Organigramme de la procédure de calcul de la matrice inter-modale d'un système.

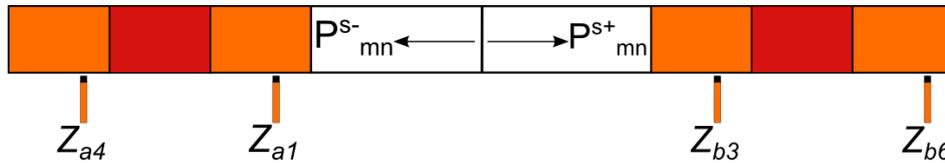


Figure I.7 : Positions des sections de mesure pour l'estimation du vecteur source.

La matrice interspectrale contenant les interspectres entre les microphones des quatre sections de mesure est définie par

$$[G]_{2N_{mic} \times 2N_{mic}} = \begin{bmatrix} [G_{a1a4}] & [G_{a1b6}] \\ [G_{b3a4}] & [G_{b3b6}] \end{bmatrix}_{2N_{mic} \times 2N_{mic}} \quad (27)$$

avec N_{mic} le nombre de microphones utilisés. La matrice inter-modale est déduite de la matrice interspectrale et des données issues de la première phase par

$$[G^S]_{2N \times 2N} = [T^-]_{2N \times 2N} \cdot [C']_{2N \times 2N_{mic}} \cdot [G]_{2N_{mic} \times 2N_{mic}} \cdot [C']^c_{2N_{mic} \times 2N} \quad (28)$$

avec

$$[C']_{2N \times 2N_{mic}} = [[I] - [D'] \cdot [R'^{ter}]]_{2N \times 2N} \cdot [\Pi']_{2N \times 2N_{mic}} \quad (29)$$

$[I]$ la matrice identité,

$[T^-]_{2N \times 2N}$ la matrice de transfert des quantités mesurées en Z_{a1}, Z_{b3} vers Z_{a4}, Z_{b6} ,

$[D']_{2N \times 2N}$ la matrice de diffusion de l'élément calculée entre les sections Z_{a4} et Z_{b6} ,

$[R'^{ter}]_{2N \times 2N}$ la matrice de réflexion des terminaisons amont et aval calculées en Z_{a4} et Z_{b6} ,

$[I']_{2N \times 2N_{mic}}$ donnant les pressions totales en Z_{a4} et Z_{b6} à partir des pressions modales définie par

$$[I']_{2N \times 2N_{mic}} = \begin{bmatrix} \left[[\psi] \cdot [R'^{ter}_{amont}] + [I] \right]_{N_{mic} \times N}^{-1} & [0]_{N \times N_{mic}} \\ [0]_{N \times N_{mic}} & \left[[\psi] \cdot [R'^{ter}_{aval}] + [I] \right]_{N_{mic} \times N}^{-1} \end{bmatrix}_{2N \times 2N_{mic}} \quad (30)$$

avec $[\psi]$ la matrice des fonctions propres normalisées décrites par l'équation (16)

$$[\psi]_{N_{mic} \times N} = [\psi_{mn}(x_i, y_i)]_{N_{mic} \times N}. \quad (31)$$

La matrice inter-modale contenant les pressions modales rayonnées vers l'amont en Z_{a1} et vers l'aval en Z_{b3} s'écrit

$$[G^S]_{2N \times 2N} = \begin{Bmatrix} P_{mn}^{S-}(Z_{a1}) \\ P_{mn}^{S+}(Z_{b3}) \end{Bmatrix}_{2N} \cdot \begin{Bmatrix} P_{mn}^{S-}(Z_{a1}) \\ P_{mn}^{S+}(Z_{b3}) \end{Bmatrix}_{2N}^c \quad (32)$$

avec c représentant la transposée du complexe conjugué. Elle est exprimée par

$$[G^S]_{2N \times 2N} = \begin{bmatrix} [G^S_{a1a1}]_{N \times N} & [G^S_{a1b3}]_{N \times N} \\ [G^S_{b3a1}]_{N \times N} & [G^S_{b3b3}]_{N \times N} \end{bmatrix}_{2N \times 2N} \quad (33)$$

avec

$[G^S_{a1a1}]_{N \times N} = \{P^{S-}(Z_{a1})\}_N \cdot \{P^{S-}(Z_{a1})\}_N^c$; les termes de la diagonale indiquent les modules au carré des pressions modales en amont générées par l'interaction entre l'écoulement et l'élément à tester au niveau de la section située en Z_{a1} ,

$[G^S_{a1b3}]_{N \times N} = \{P^{S-}(Z_{a1})\}_N \cdot \{P^{S+}(Z_{b3})\}_N^c$ décrit le degré de cohérence entre les différents modes propagatifs amont et aval au niveau des sections situées en Z_{a1} et Z_{b3} en prenant Z_{b3} comme section de référence,

$[G^S_{b3a1}]_{N \times N} = \{P^{S+}(Z_{b3})\}_N \cdot \{P^{S-}(Z_{a1})\}_N^c$ décrit le degré de cohérence entre les différents modes propagatifs amont et aval au niveau des sections situées en Z_{a1} et Z_{b3} en prenant Z_{a1} comme section de référence,

$[G^S_{b3b3}]_{N \times N} = \{P^{S+}(Z_{b3})\}_N \cdot \{P^{S+}(Z_{b3})\}_N^c$; les termes de la diagonale indiquent les modules au carré des pressions modales en aval générées par l'interaction entre l'écoulement et l'élément à tester au niveau de la section située en Z_{b3} .

Il est à noter que le format des pressions modales dépend des paramètres de mesure. Dans le cadre de ces travaux, les pressions mesurées sont efficaces et le vecteur source comporte les pressions modales efficaces.

1.3.4 Calcul de la puissance acoustique

La puissance acoustique par mode rayonnée vers l'amont et l'aval est déterminée à partir de la mesure du vecteur source qui est composé des pressions acoustiques modales. L'intensité acoustique axiale locale I_z en présence d'écoulement est donnée par [10]

$$I_z(x, y, z) = \left(\frac{1 + M^2}{2} \right) Re(P \cdot U_z^*) + \frac{M}{2\rho c_0} (P \cdot P^*) + \frac{M\rho c_0}{2} (U_z \cdot U_z^*). \quad (34)$$

avec U_z la vitesse acoustique axiale. L'intensité acoustique axiale vers l'amont (-) et l'aval (+) par mode s'exprime en fonction des modules des pressions acoustiques modales P_{mn} par

$$I_{z,mn}^\pm = \left[\left(\frac{1 + M^2}{2} \right) \beta_{mn}^\pm + \frac{M}{2\rho c_0} + \frac{M\rho c_0}{2} (\beta_{mn}^\pm)^2 \right] |P_{mn}^\pm|^2 \quad (35)$$

avec $\beta_{mn}^\pm = \frac{-K_{mn}^\pm}{\rho c_0 (k_0 + MK_{mn}^\pm)}$ où K_{mn}^\pm les nombres d'onde axiaux définis par l'équation (15). La puissance acoustique totale en z est alors déduite de l'intensité acoustique axiale par mode

$$W_z^\pm(z) = \sum_m \sum_n I_{z,mn}^\pm(z) \cdot N_{mn} \quad (36)$$

avec N_{mn} est le coefficient de normalisation associé au mode (m, n) défini par l'équation (19).

1.4 Présentation du banc d'essai

Le banc d'essai a été conçu, développé et réalisé durant le projet CESAM. Dans le cadre de cette thèse, des compléments et améliorations ont été apportés. Le banc est schématisé Figure I.8.

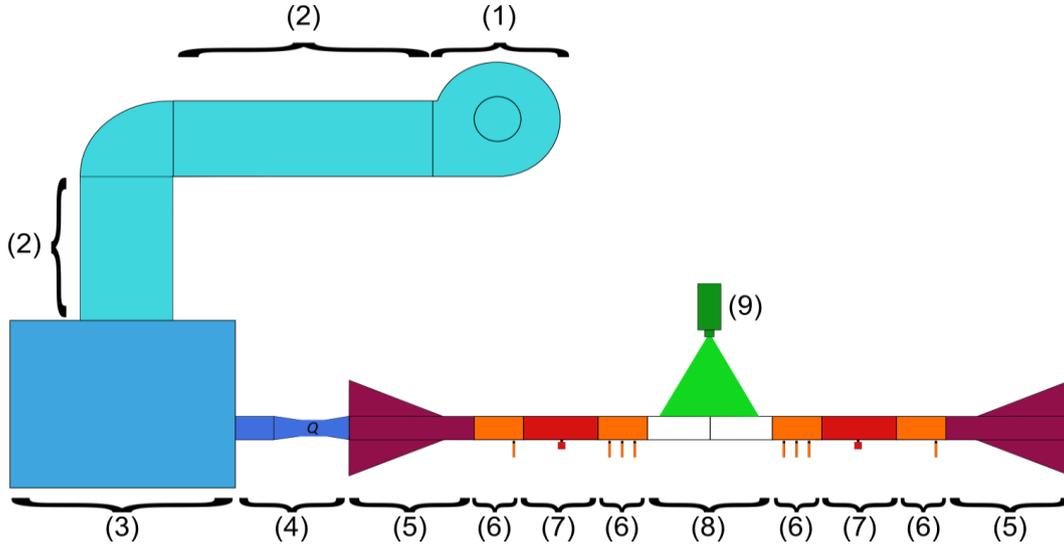


Figure I.8 : Schématisation du banc d'essai. (1) : ventilateur centrifuge ; (2) : silencieux ; (3) : caisson de tranquillisation ; (4) : débitmètre ; (5) : terminaison ; (6) : tronçon de mesure acoustique par microphone ; (7) : tronçon source ; (8) : tronçon support de l'élément à tester ; (9) : instrumentation PIV.

Une partie du banc permet de générer un écoulement d'air silencieux dans la section test. Elle est composée d'un ventilateur centrifuge à vitesse variable (1), de deux silencieux droits à coulisses (2), d'un caisson de tranquillisation de l'écoulement (3) et d'un débitmètre (4).

L'autre partie du banc est constituée d'un conduit rectangulaire de section $0.2 \times 0.1 \text{ m}^2$ considéré comme rigide. Ce conduit est divisé en plusieurs tronçons pour l'implémentation des éléments de mesures acoustiques : deux terminaisons (5), quatre tronçons de mesure supports des microphones (6), deux tronçons supports des sources acoustiques (7) et le tronçon test qui recevra le

composant à étudier (8). Les différents tronçons sont reliés par des brides avec des joints d'étanchéité.

1.4.1 Mise en écoulement du banc

Le ventilateur et les silencieux sont installés dans un local annexe à celui où sont réalisées les mesures afin d'y réduire le bruit de fond.

1.4.1.1 Ventilateur

L'écoulement est créé dans le conduit par un ventilateur de type centrifuge. Ce ventilateur est équipé d'un variateur de puissance électrique. Un manchon souple est installé entre le ventilateur et le silencieux afin d'éviter la transmission des vibrations générées aux autres composants du banc.

Le ventilateur fourni un débit d'air allant jusqu'à 6500 kg/h pour une pression de 1189 Pa, ce qui correspond, en l'absence d'obstacle dans le conduit, à une vitesse moyenne d'écoulement de 50 m/s dans la section de mesure et donc un nombre de Mach $M = 0.147$. Le bruit généré par le ventilateur est atténué par un ensemble de deux silencieux droits à coulisses permettant d'assurer un bruit de fond de l'ordre de 35 dBA dans la section de mesure. Les caractéristiques de ces équipements sont :

- Atténuation moyenne de 45 dB pour les deux silencieux,
- Perte de charge aéroulque de 25 Pa par silencieux.

1.4.1.2 Caisson de tranquillisation

En aval du deuxième silencieux, un caisson de tranquillisation de l'écoulement réduit le bruit propre de l'écoulement. Ce caisson est en acier d'au moins 0.002 m d'épaisseur. Les parois sont non parallèles et rigidifiées avec des renforts comme représenté Figure I.9.

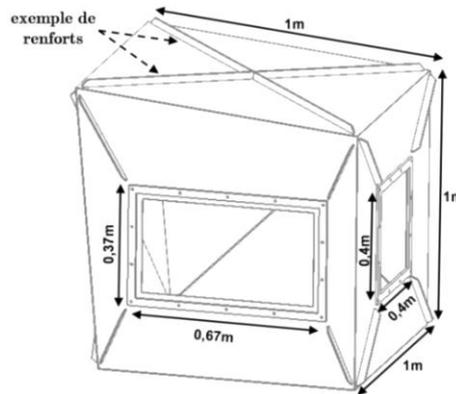


Figure I.9 : Caisson de tranquillisation [4].

1.4.1.3 Régime de l'écoulement

Le régime de l'écoulement dans le conduit est déterminé par le nombre de Reynolds Re calculé par la relation

$$Re = \frac{U \cdot D_H}{\nu} \quad (37)$$

où D_H est le diamètre hydraulique déterminé pour un conduit à section rectangulaire par la relation $D_H = \frac{2 \cdot L_x \cdot L_y}{L_x + L_y}$ et ν la viscosité cinématique de l'air à 20°C. Dans le cadre de cette thèse, la vitesse

d'écoulement minimale est de 0.59 m/s . Le nombre de Reynolds obtenu est de 5240 et correspond à un régime d'écoulement turbulent.

1.4.2 Instrumentation pour la caractérisation de l'écoulement

1.4.2.1 Mesure du débit

Au cours du projet CEVAS, un débitmètre anémométrique à fil chaud, de type Eurotherm 6100E/Pt100, est intégré au banc et placé entre le caisson de tranquillisation et la terminaison. Ce moyen permet de mesurer le débit d'air, la pression atmosphérique ainsi que la température. La gamme de débit de fonctionnement correspond à la gamme d'étude d'un HVAC et s'étend de 0 à 800 kg/h avec une incertitude relative d'étalonnage de 0.5 % à un coefficient de sécurité de 2.

La vitesse moyenne de l'écoulement dans la section $0.2 \times 0.1 \text{ m}^2$ est déterminée connaissant le débit, la température, la pression atmosphérique ainsi que le pourcentage d'humidité.

1.4.2.2 Mesure de la perte de charge

La perte de charge est déterminée dans le caisson de tranquillisation. La mesure est réalisée à l'aide d'un capteur de pression différentielle Testo 435-4 avec une incertitude relative de 1 %.

Trois prises de pressions sont installées dans le caisson et sont reliées entre elles à l'aide de raccords pneumatiques. Le premier point de mesure, représenté par la moyenne issue de ces trois prises, donne $P_{caisson}$ la pression à l'intérieur du caisson. Le second point de mesure de pression est placé à l'extérieur du banc et permet de mesurer P_{atm} la pression atmosphérique. L'écart entre les deux pressions mesurées fournit la perte de charge entre le caisson et l'extrémité du conduit.

$$\Delta P = P_{atm} - P_{caisson} \quad (38)$$

Afin d'obtenir la perte de charge générée par un obstacle, $P_{caisson}$ et P_{atm} sont d'abord mesurées en absence d'obstacle dans le tronçon test, puis en présence de l'obstacle. Il est à noter que les pertes de charge du banc sans obstacle ΔP_{banc} et avec obstacle $\Delta P_{banc+obstacle}$ doivent être réalisées au même débit. La perte de charge générée par l'obstacle seul correspond à

$$\Delta P_{obstacle} = \Delta P_{banc+obstacle} - \Delta P_{banc} \quad (39)$$

1.4.2.3 Caractérisation aéroulique par PIV

Au cours du projet CEVAS, la PIV a été intégrée au banc. Cette méthode optique permet la mesure du champ de vitesse par visualisation de particules-traceurs. Les données issues de ces mesures ne sont pas utiles pour la détermination de la vitesse de l'écoulement en raison de l'utilisation du débitmètre. Cependant le champ de la vitesse moyenne de l'écoulement est utile pour les aspects numériques, notamment la validation du calcul de turbulence et l'utilisation du profil d'écoulement en entrée du calcul CFD. L'instrumentation PIV et son implantation sont détaillés en Annexe 1.

1.4.3 Instrumentation pour la caractérisation acoustique

Les caractéristiques acoustiques d'un composant situé dans le tronçon test sont déduites des mesures de pression acoustique relevées dans les tronçons de mesure situés en amont et en aval.

1.4.3.1 Terminaisons

Afin de s'affranchir des ondes stationnaires dans le tronçon test produisant en particulier des nœuds de pression, deux terminaisons supposées anéchoïques sont positionnées aux extrémités du conduit. La conception de ces terminaisons est basée sur la norme ISO 5136 de mesure de la puissance acoustique rayonnée par un ventilateur dans un conduit et d'autres systèmes de ventilation [11]. Ces terminaisons sont composées de cases remplies de laine de roche de différentes densités afin de réduire l'amplitude de l'onde acoustique qui les traverse.

1.4.3.2 Tronçon test

Le tronçon dans lequel sont positionnés les éléments d'un HVAC est de section rectangulaire interne $0.2 \times 0.1 \text{ m}^2$ et réalisé à l'aide de plaques en plexiglas de 8 mm d'épaisseur permettant de un accès optique nécessaire aux mesures PIV. L'assemblage des plaques de plexiglas est réalisé à l'aide de brides en plastique comme représenté Figure I.10.

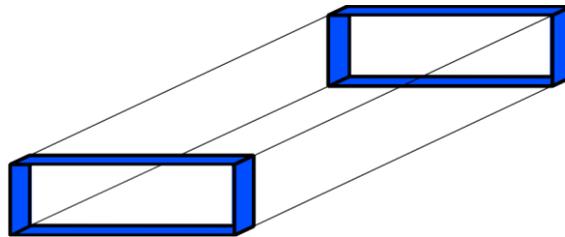


Figure I.10 : Représentation du tronçon test.

L'étanchéité et la rigidité du tronçon ont été améliorées par l'utilisation de colle à l'interface entre les plaques de plexiglas et les brides ainsi qu'aux jonctions entre les plaques de plexiglas.

1.4.3.3 Tronçons supports des microphones

1.4.3.3.1 Microphones

1.4.3.3.1.1 Caractéristiques

La pression acoustique est mesurée en ras de paroi par deux types de microphones de diamètres ½ pouce à préamplificateur intégré dont les caractéristiques sont les suivantes :

Type : Brüel&Kjær 4947

- Bande fréquentielle : 8 Hz à 10 KHz
- Sensibilité : 12.5 mV/Pa

Type : GRAS 40AD

- Bande fréquentielle : 3.15 Hz à 10 KHz
- Sensibilité : 50 mV/Pa

Il est à noter que seuls les microphones de la section Z_{b6} sont de type GRAS 40AD.

1.4.3.3.1.2 Acquisition

L'acquisition et le traitement des données sont réalisés par une chaîne de conversion analogique-numérique 96 voies connectée à un ordinateur équipé d'un système LMS. Les signaux sont numérisés suivant les paramètres décrits dans le Tableau I.2 et I.3.

Mode d'acquisition	Périodique
Fréquence d'échantillonnage	$f_e = 6400 \text{ Hz}$
Nombre de lignes spectrales	4096
Nombre de moyennes	20
Fenêtre de pondération	Uniform (rectangulaire)
Résolution fréquentielle	$\Delta f = 1.56 \text{ Hz}$

Tableau I.2 : Paramètres d'acquisition pour la matrice de diffusion.

Mode d'acquisition	Free Run
Fréquence d'échantillonnage	$f_e = 6400 \text{ Hz}$
Nombre de lignes spectrales	4096
Nombre de moyennes	300
Fenêtre de pondération	Hanning
Résolution fréquentielle	$\Delta f = 1.56 \text{ Hz}$

Tableau I.3 : Paramètres d'acquisition pour le vecteur source.

1.4.3.3.1.3 Etalonnage

L'étalonnage des microphones permet, d'une part la conversion en Pascal des signaux captés par les microphones lors d'une acquisition et d'autre part la correction en module et en phase des signaux issus de chaque microphone. Les fonctions de transfert d'étalonnage sont déterminées en étalonnant chaque microphone par rapport à un microphone de référence. La fonction de transfert d'étalonnage du microphone est

$$H_M = H_{ref,M} \cdot H_{ref} \quad (40)$$

avec H_{ref} la sensibilité du microphone de référence mesurée par un pistonphone (B&K 4231) et

$$H_{ref,M} = \frac{G_{ref,M}}{G_{ref,ref}} \quad (41)$$

la fonction de transfert mesurée entre chaque microphone et le microphone de référence avec $G_{ref,M}$ l'interspectre des signaux du microphone étalonné et du microphone de référence et $G_{ref,ref}$ l'autospectre du signal du microphone de référence.

1.4.3.3.2 Positionnement des microphones pour la mesure de la matrice de diffusion

De part et d'autre du tronçon test, deux tronçons de mesure supportent les microphones qui permettront de réaliser la décomposition modale et la séparation des pressions incidentes et réfléchies. Chaque tronçon est composé de trois sections droites recevant chacune 12 microphones [4] comme représenté Figure I.11.

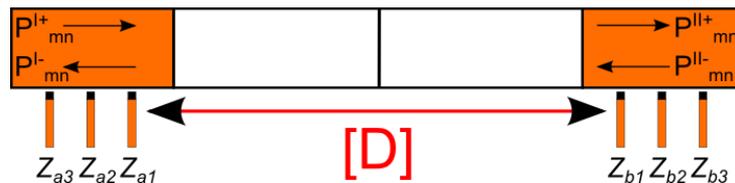


Figure I.11 : Positions des sections de mesure pour l'estimation de la matrice de diffusion.

La disposition spatiale et le nombre de microphones sont choisis pour permettre les opérations de décomposition modale et de séparation des ondes incidentes et réfléchies conduisant à la mesure des vecteurs des pressions modales. Le nombre de microphones pour chaque section

droite est fixé à partir du nombre N de modes propagatifs dans le conduit. D'après le Tableau I.1, l'indice horizontal le plus élevé est $N_x = 4$ pour le mode $(0, 4)$ et l'indice vertical le plus élevé est $N_y = 2$ pour le mode $(2, 0)$. Dans le respect du critère de Shannon, quatre microphones par longueur d'onde sont choisis afin de mieux extraire le mode. Ainsi, 8 microphones sont fixés sur les parois horizontales du tronçon de mesure pour décrire les modes horizontaux du conduit et 4 microphones sur les parois verticales pour les modes verticaux. Les positions des microphones sont calculées afin d'éviter les nœuds de pression des modes. Le Tableau I.4 présente les coordonnées horizontales x et verticales y des microphones fixés sur une section de mesure soit à z fixé.

Coordonnées (m) / n° de position	x	y
1	0.04075	0.1
2	0.08815	0.1
3	0.13555	0.1
4	0.18295	0.1
5	0.15925	0
6	0.11185	0
7	0.06445	0
8	0.1705	0
9	0	0.1595
10	0	0.03865
11	0	0.06135
12	0	0.08405

Tableau I.4 : Coordonnées des positions des microphones sur une section de mesure.

La procédure de séparation des ondes incidentes et réfléchies est basée sur la résolution d'un système nécessitant une mesure en au moins deux positions axiales. Ceci peut entraîner un problème d'inversion du système lorsque la distance entre deux sections droites est égale à une demi-longueur d'onde. Pour cela le nombre de sections utiles à la séparation des ondes est surdimensionné par l'utilisation de trois sections.

I.4.3.3 Positionnement des microphones pour la mesure du vecteur source

Le vecteur source est déduit de la mesure de la matrice interspectrale contenant les interspectres entre des microphones de sections droites situés de part et d'autre du tronçon test. La pression mesurée en chacun des microphones comprend une composante acoustique d'origine aéroulque et une composante de turbulence produite par l'écoulement et son interaction avec un obstacle. Afin d'extraire seulement la pression acoustique rayonnée par la source en amont et aval, Trabelsi [4] a proposé la mesure de la matrice interspectrale entre 48 microphones situés dans quatre sections droites comme représenté Figure I.12. Cette technique dite Cross Spectrum based Frequency Domain Averaging (CSFDA) [12] s'applique en cas de référence bruitée. Elle est basée sur l'hypothèse que les longueurs de cohérence sont faibles pour les fluctuations de pression issues de la turbulence [13] et grandes pour des fluctuations de pression acoustique. La distance entre les couples de sections est importante car les longueurs de cohérence de la turbulence décroissent avec la fréquence [13]. Les distances de séparation entre les sections Z_{a1} et Z_{a4} et entre les sections Z_{b3} et Z_{b6} sont respectivement de 0.5 m et 0.7 m . La distance entre les sections Z_{b3} et Z_{b6} est plus grande qu'entre les sections Z_{a1} et Z_{a4} car le taux de turbulence est plus élevé en aval de l'élément étudié.

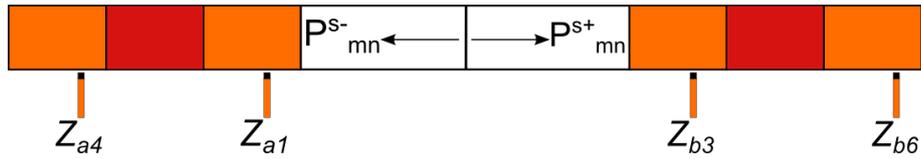


Figure I.12 : Positions des sections de mesure acoustique pour l'estimation du vecteur source.

I.4.3.4 Tronçons sources acoustiques

Afin de mesurer la matrice de diffusion, il est nécessaire de créer 2N configurations modales linéairement indépendantes du champ de pression acoustique. Ceci est réalisé en déplaçant une source électroacoustique, un HP, en $N = 10$ positions différentes de part et d'autre du tronçon test. Afin de réduire la durée de la procédure et de s'affranchir des erreurs observées au cours du projet CESAM inhérentes à l'utilisation d'un seul tronçon source, un second tronçon a été réalisé, implanté et la procédure adaptée.

I.4.3.4.1 Caractéristiques de la source et choix du signal d'excitation

Le champ de pression acoustique dans le conduit est produit par un HP de type chambre de compression (BMS 4591) dont les caractéristiques sont :

- La bande passante est de 200 Hz à 9 KHz
- La puissance est de 150 W efficaces au-dessus de 400 Hz et 1000 W crête au-dessus de 500 Hz.
- Le niveau de pression acoustique est au maximum de 136 dB à 150 W.

Le HP est assemblé à son tronçon support par l'intermédiaire de deux raccords cylindriques l'un fixé sur le HP et l'autre sur le tronçon. Le raccord est creux et terminé par une tôle perforée (voir Figure I.13).

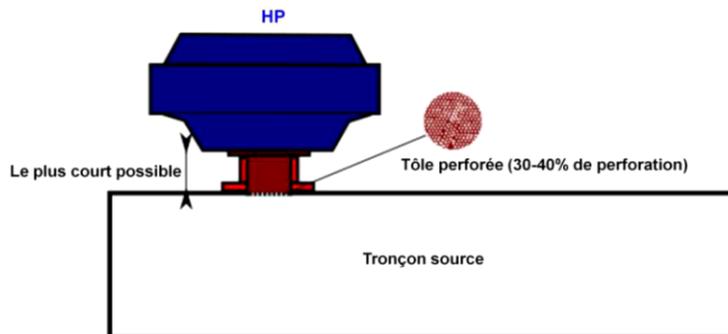


Figure I.13 : Dispositif d'assemblage HP-tronçon source.

Le HP est excité par le générateur de signal de l'analyseur via un amplificateur de puissance. Lors du projet CESAM, le signal d'excitation retenu consistait en un sinus balayé à amplitude constante. Afin de réduire le temps de mesure et d'améliorer le rapport signal sur bruit en basses fréquences, le signal d'excitation retenu dans le cadre de cette thèse est de type pseudo-aléatoire compris entre 70 et 3700 Hz comme le montre la Figure I.14. Ce signal discret de résolution 1.56 Hz est à amplitude fixée, élevée en basses fréquences et à phase aléatoire.

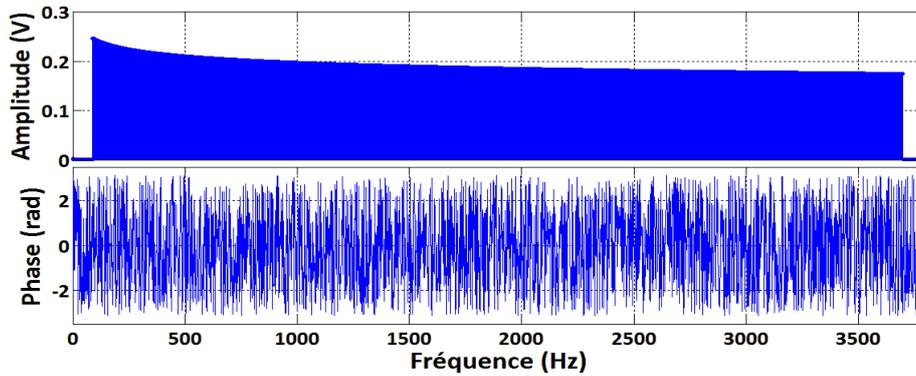


Figure I.14 : Signal d'excitation pseudo aléatoire.

I.4.3.4.2 Positionnement des sources sur les tronçons

Les Tableaux I.5 et I.6 présentent les coordonnées des différentes positions du HP sur les parois du tronçon sources en amont et en aval du système.

n° de position / Coordonnées (m)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
x	0	0	0	0.06	0.05	0.16	0.14	0.17	0.2	0.2
y	0.068	0.065	0.062	0	0	0.1	0.1	0.1	0.06	0.068
z	0.075	0.155	0.225	0.055	0.135	0.045	0.125	0.205	0.155	0.235

Tableau I.5 : Coordonnées des positions du HP sur les parois du tronçon sources amont.

n° de position / Coordonnées (m)	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20
x	0	0	0	0.06	0.05	0.16	0.14	0.17	0.2	0.2
y	0.068	0.065	0.062	0	0	0.1	0.1	0.1	0.032	0.04
z	0.075	0.155	0.225	0.055	0.135	0.045	0.125	0.205	0.155	0.235

Tableau I.6 : Coordonnées des positions du HP sur les parois du tronçon sources aval.

I.5 Qualification des terminaisons

Les coefficients de réflexion modaux des terminaisons amont et aval sont nécessaires à la détermination du vecteur source. Dans ce paragraphe, l'impact de la présence d'un écoulement et d'un obstacle dans le tronçon test sur la mesure des terminaisons est illustré et la procédure de mesure adaptée.

Les résultats sont représentés sous la forme de modules des coefficients de réflexion en fonction de la fréquence entre 100 Hz et 3400 Hz. Les fréquences de coupures associées au conduit, résumées Tab I.1, sont représentées par des lignes verticales en tirets rouges.

I.5.1 Tronçon droit sans obstacle

La procédure de mesure des caractéristiques des terminaisons est appliquée en présence d'un tronçon test droit en acier. Le tronçon est réalisé par pliage et soudure d'une plaque en acier et des renforts y ont été ajoutés pour réduire les vibrations. Les investigations sont menées en absence puis en présence d'écoulement.

I.5.1.1 En absence d'écoulement

La Figure I.15 représente les modules des coefficients de réflexions des terminaisons amont R_{amont}^{ter} et aval R_{aval}^{ter} pour le mode plan.

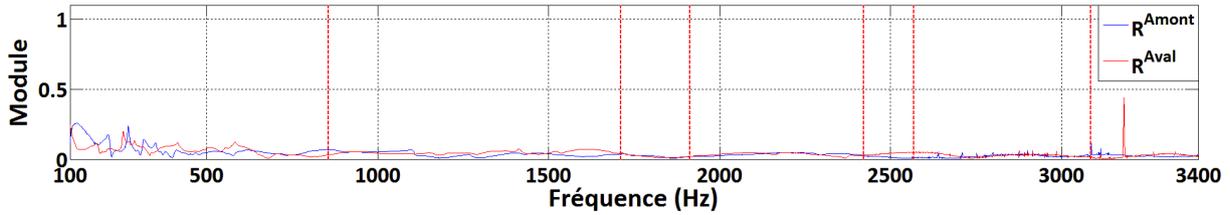


Figure I.15 : Modules des coefficients R_{amont}^{ter} et R_{aval}^{ter} pour le mode plan en absence d'écoulement.

Les modules sont inférieurs à 0.1 pour les fréquences supérieures à 500 Hz et atteignent 0.04 à 3400 Hz. Ce résultat met en évidence la propriété d'anéchoïcité des terminaisons sauf comme attendu en basses fréquences.

Pour les modes supérieurs les modules sont de l'ordre de 0.2 et plus élevés autour des fréquences de coupe du conduit comme représenté Figure I.16 pour la terminaison amont. Ce résultat est aussi valable pour la terminaison aval.

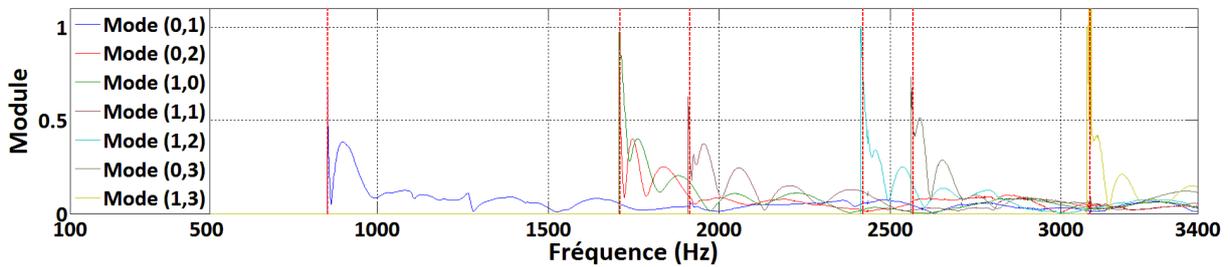


Figure I.16 : Modules des coefficients R_{amont}^{ter} pour les modes d'ordres élevés.

1.5.1.2 En présence d'écoulement

La Figure I.17 représente le module du coefficient de réflexion de la terminaison amont R_{amont}^{ter} pour le mode plan mesuré pour des écoulements de vitesses moyennes de 0, 3.46 et 6.95 m/s. La vitesse d'écoulement étant faible, son incidence est négligeable sur les modules des coefficients de réflexion ainsi que pour les modes d'ordres élevés.

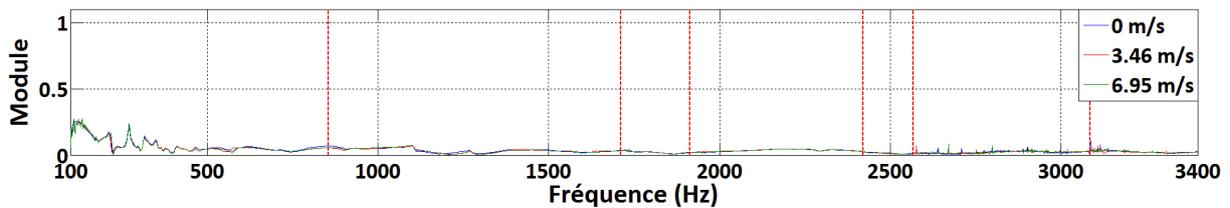


Figure I.17 : Module du coefficient R_{amont}^{ter} pour le mode plan suivant la vitesse.

1.5.2 Tronçon en plexiglas muni d'un obstacle en présence d'écoulement

La procédure de mesure des caractéristiques des terminaisons est appliquée au tronçon test décrit §1.4.3.2. A l'intérieur du conduit est positionné un diaphragme réalisé à l'aide des mêmes plaques de plexiglas que celles utilisées pour le tronçon.

La caractérisation des terminaisons est effectuée en présence d'un écoulement de 6.95 m/s et les résultats sont comparés à ceux obtenus pour un tronçon droit en acier en absence d'obstacle. Les modules des coefficients $R_{00,00}^{amont}$ et $R_{00,00}^{aval}$ obtenus pour ces deux configurations de mesures sont représentés respectivement Figures I.18 et I.19.

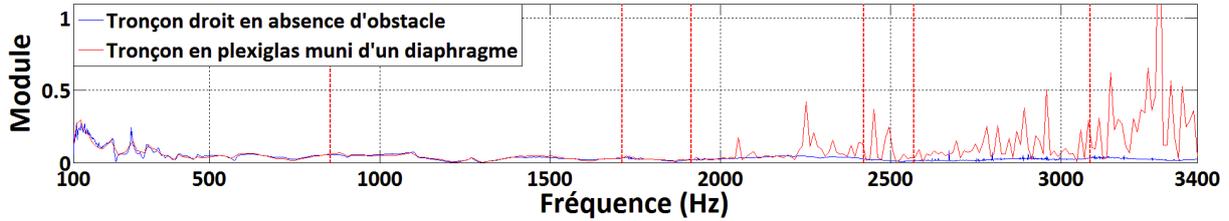


Figure I.18 : Module du coefficient $R_{00,00}^{amont}$ suivant la configuration de mesure.

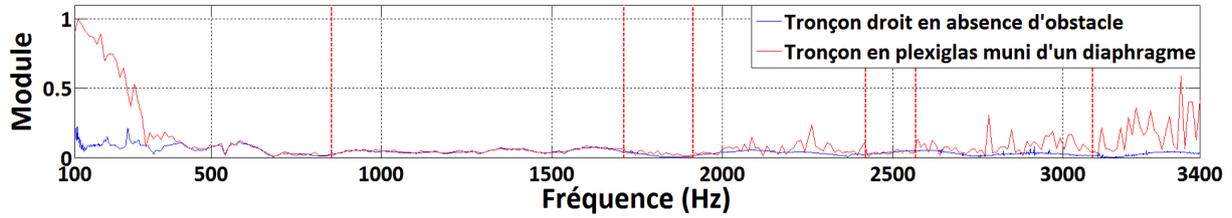


Figure I.19 : Module du coefficient $R_{00,00}^{aval}$ suivant la configuration de mesure.

En basses fréquences, seule la mesure du coefficient $R_{00,00}^{aval}$ avec un diaphragme est dégradée par rapport à la mesure sans diaphragme. Ceci provient de la présence de turbulences générées par l'interaction entre l'écoulement d'air et l'obstacle sur les microphones situés en son aval. Ce phénomène est illustré Figure I.20 où sont représentées les cohérences mesurées, pour le microphone n°72 (microphone n°12 de la section Z_{b3}) et le HP à la position n°1, respectivement pour un tronçon en acier en absence d'obstacle et un tronçon en plexiglas muni d'un obstacle.

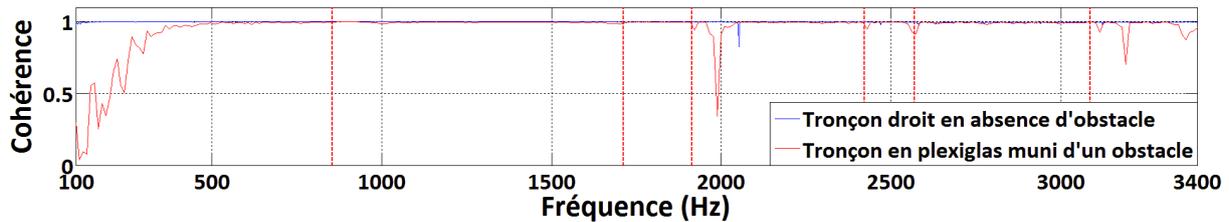


Figure I.20 : Cohérence entre le microphone n°72 et le HP n°1.

Une relation existe entre la chute de cohérence provenant des turbulences générées par la présence de l'obstacle et la dégradation de la caractérisation des terminaisons. Dans la gamme de vitesse étudiée, cet impact se limite uniquement à la bande fréquentielle associée au mode plan.

En hautes fréquences, à partir de 1700 Hz, la mesure des coefficients $R_{00,00}^{amont}$ et $R_{00,00}^{aval}$ est dégradée par la présence d'un obstacle qui génère des conversions modales.

1.5.3 Conclusion

Les investigations menées sur les conditions requises pour la caractérisation des terminaisons ont montré, qu'en absence d'obstacle dans le conduit, la présence d'un écoulement à faible nombre de Mach n'a pas d'impact sur les modules des coefficients R_{amont}^{ter} et R_{aval}^{ter} . La présence simultanée d'un obstacle et d'un écoulement biaise la mesure.

En conséquence, la mesure du vecteur source fera appel aux caractéristiques des terminaisons mesurées en présence d'un écoulement à la vitesse moyenne souhaitée et en absence d'obstacle.

I.6 Validation des procédures de mesure

Cette partie porte sur la validation des procédures de mesure des caractérisations acoustiques passive et active d'un composant d'HVAC. Les procédures sont mises en œuvre dans les cas suivants :

- Caractérisation acoustique passive : l'élément étudié est un tronçon droit rigide dont la matrice de diffusion théorique est connue.
- Caractérisation acoustique active : l'élément étudié est une source électroacoustique positionnée dans le tronçon test.

I.6.1 Caractérisation acoustique passive

La procédure présentée §I.3.1 est appliquée au cas d'un tronçon droit rigide de longueur 0.5 m sans obstacle. Les investigations sont d'abord menées en absence d'écoulement et les résultats sont comparés en module et en phase aux caractéristiques théoriques pour un tronçon droit parfaitement rigide. Puis la procédure de mesure est appliquée en présence d'écoulement et les mesures sont comparées au cas sans écoulement.

I.6.1.1 Matrice de diffusion en absence d'écoulement

I.6.1.1.1 Coefficient de diffusion en transmission

Pour un tronçon droit à parois parfaitement rigides, les modules théoriques des coefficients de la matrice de diffusion en transmission sont égaux à 1. La phase du coefficient de transmission pour le mode plan évolue en $k_0 L_z$ avec $k_0 = \frac{2\pi f}{c}$ le nombre d'onde et $L_z = 700\text{ mm}$ la distance entre les sections Z_{a1} et Z_{b3} respectivement les sections d'entrée et de sortie du tronçon test. Les résultats théoriques et expérimentaux pour le module et la phase du coefficient de transmission $D_{00,00}^{21}$ sont comparés Figure I.21.

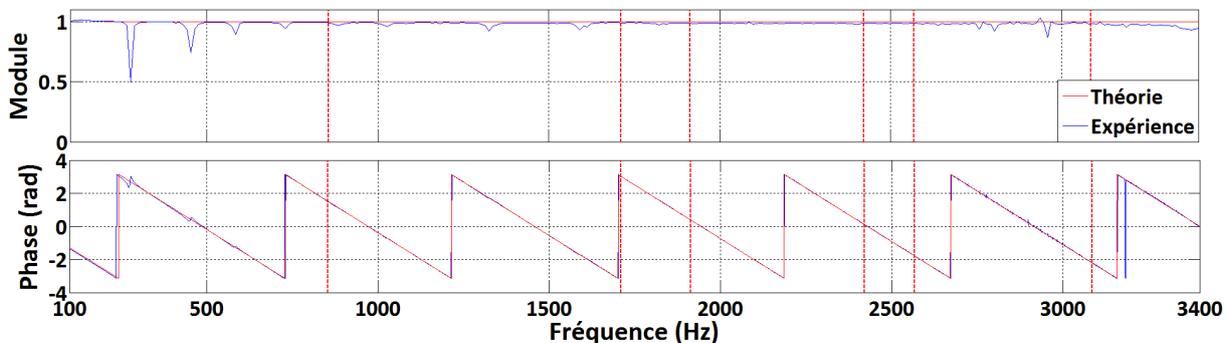


Figure I.21 : Modules et phases théoriques et expérimentaux du coefficient $D_{00,00}^{21}$.

Les résultats obtenus montrent un bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales pour le module et la phase. Les chutes de transmission observées notamment en dessous de la première fréquence de coupure proviennent de fréquences de vibrations du tronçon test excité par la source acoustique [4]. Dans le cas des modes d'ordres élevés, les coefficients de transmission ont un module qui tend vers 1 sauf autour des fréquences de coupure comme représenté Figure I.22.

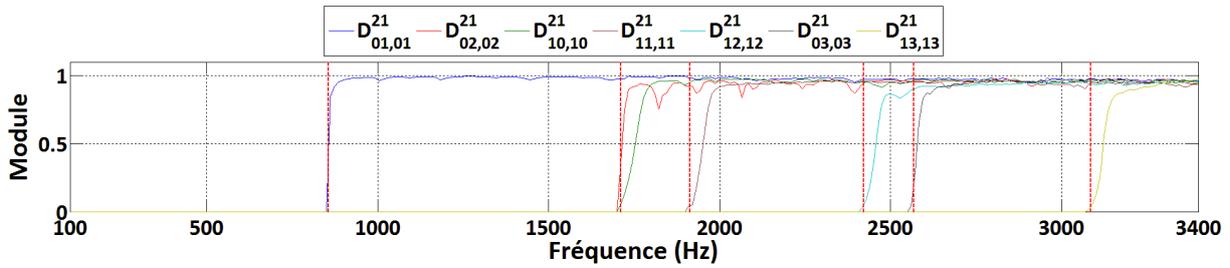


Figure I.22 : Modules des coefficients D^{21} pour les modes d'ordres élevés.

L'accord entre les résultats théoriques et expérimentaux est aussi valable pour les modules et phases des coefficients D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont et représentés pour le mode plan Figure I.23.

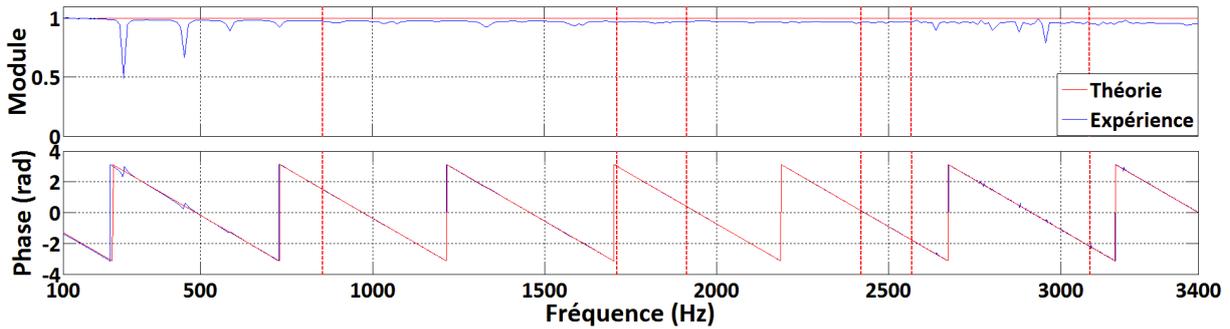


Figure I.23 : Modules et phases théoriques et expérimentaux du coefficient $D^{12}_{00,00}$.

I.6.1.1.2 Coefficient de diffusion en réflexion

Pour un tronçon droit à parois parfaitement rigides, les modules théoriques des coefficients de la matrice de diffusion en réflexion sont égaux à 0. La Figure I.24 représente les modules des coefficients $D^{11}_{00,00}$ et $D^{22}_{00,00}$ décrivant respectivement la réflexion en amont et en aval pour le mode plan.

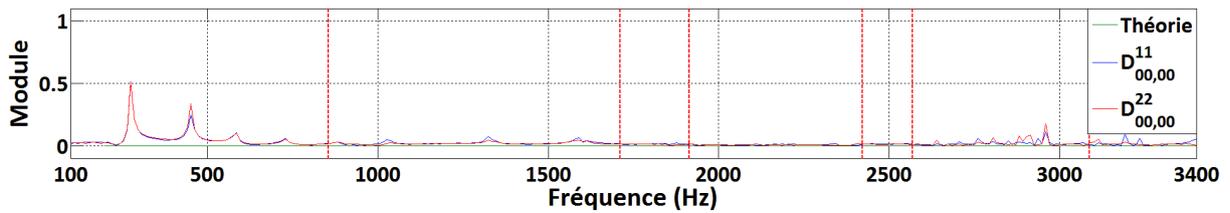


Figure I.24 : Modules théoriques et expérimentaux des coefficients de réflexion $D^{11}_{00,00}$ et $D^{22}_{00,00}$.

Les résultats obtenus montrent un bon accord entre les valeurs théoriques et expérimentales. Les phénomènes de vibrations observés en dessous de la première fréquence de coupure sont conservés. Des résultats similaires sont obtenus pour les modes d'ordres élevés.

I.6.1.1.3 Coefficient de diffusion en conversion

Pour un tronçon droit à parois rigides, les modules théoriques des coefficients de la matrice de diffusion en conversion sont égaux à 0. Les Figures I.25 et I.26 représentent respectivement les modules des coefficients de conversions des modes d'ordres élevés sur le mode plan en réflexion en amont et en transmission de l'amont vers l'aval.

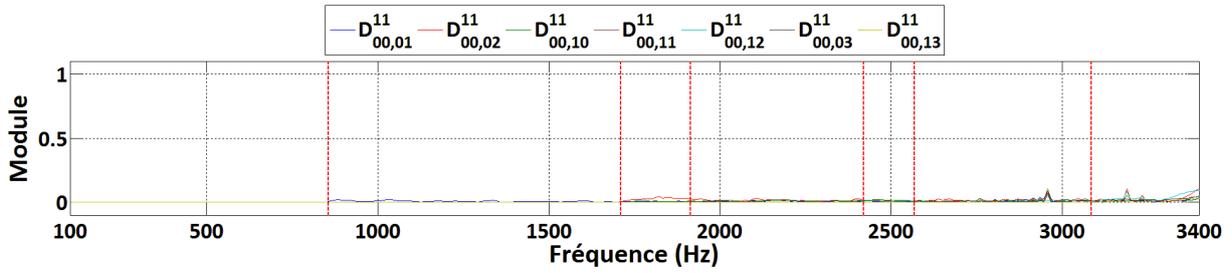


Figure I.25 : Modules théoriques et expérimentaux des coefficients de conversions D^{11} sur le mode plan.

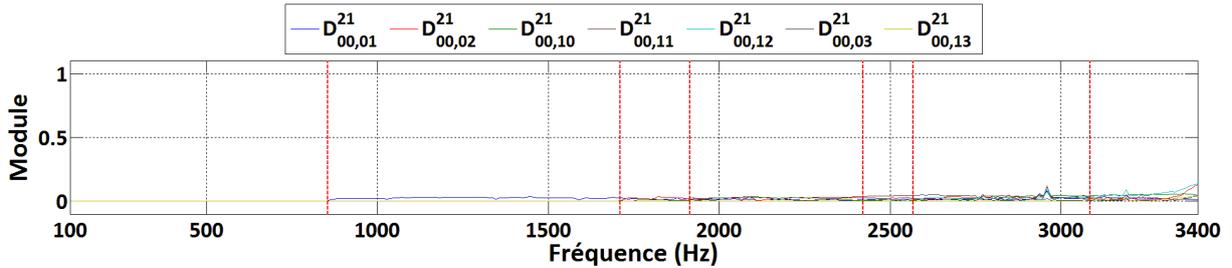


Figure I.26 : Modules théoriques et expérimentaux des coefficients de conversions D^{21} sur le mode plan.

Les résultats obtenus montrent de faibles modules en conversion ainsi que de minimales variations autour des fréquences de coupure du banc. Ces tendances, non présentées dans ce rapport, sont valables pour les conversions entre les modes d'ordres élevés ainsi que pour les coefficients D^{22} et D^{12} .

1.6.1.2 Matrice de diffusion en présence d'écoulement

1.6.1.2.1 Coefficient de diffusion en transmission

Le coefficient de diffusion en transmission $D_{00,00}^{21}$ est mesuré en présence d'un écoulement de vitesse moyenne mesurée par le débitmètre $U_{\text{débitmètre}} = 6.95 \text{ m/s}$. Le module et la phase du coefficient sont comparés à ceux mesurés en absence d'écoulement et représentés Figure I.27.

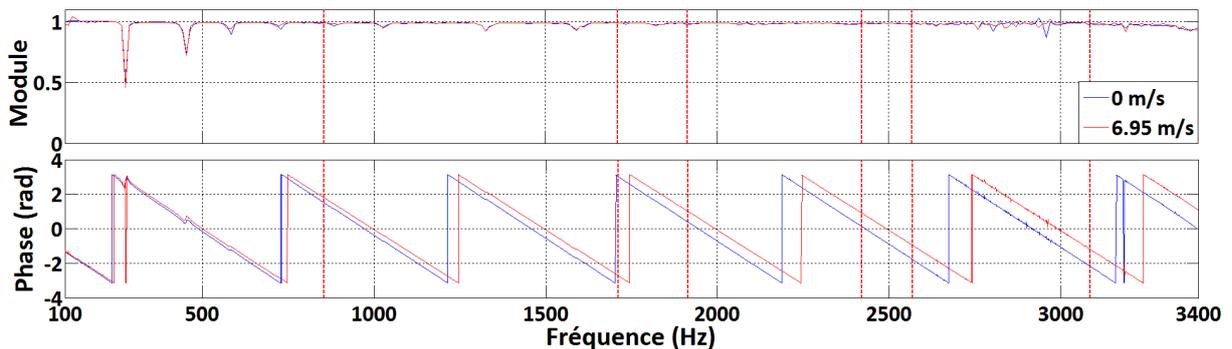


Figure I.27 : Module et phase du coefficient de transmission $D_{00,00}^{21}$.

La présence d'écoulement n'a pas d'impact sur le module en transmission. Par contre, la phase est sensible à l'effet de convection de l'écoulement qui se manifeste par l'allongement de la longueur d'onde axiale dans le sens de l'écoulement. En utilisant le déphasage entre les deux courbes de phase, il est possible de calculer la vitesse de l'écoulement U_{exp} et de la comparer avec $U_{\text{débitmètre}}$ [4]

$$U_{exp} = c_{0(M=0)} - c_{0(M \neq 0)} + 2\pi \left(\frac{L_{z(M \neq 0)}}{pente_{(M \neq 0)}} - \frac{L_{z(M=0)}}{pente_{(M=0)}} \right) = 6.87 \text{ m/s}.$$

L'écart relatif entre $U_{débitmètre}$ et U_{exp} provient des incertitudes respectives du débitmètre et des microphones.

I.6.1.2.2 Coefficient de diffusion en réflexion

La Figure I.28 représente le module du coefficient de diffusion en réflexion $D_{00,00}^{11}$ en absence et en présence d'un écoulement de 6.95 m/s.

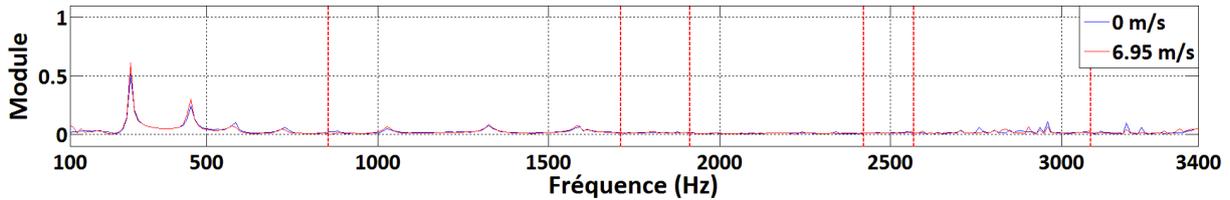


Figure I.28 : Module du coefficient de réflexion $D_{00,00}^{11}$ suivant la vitesse.

La présence d'écoulement n'a pas d'impact sur le module de ce coefficient. Ce résultat est valable pour le coefficient de réflexion $D_{00,00}^{22}$ ainsi que pour les modes d'ordres élevés.

I.6.1.2.3 Coefficient de diffusion en conversion

La Figure I.29 représente le module du coefficient de conversion en transmission de l'amont vers l'aval en présence d'un écoulement de 6.95 m/s.

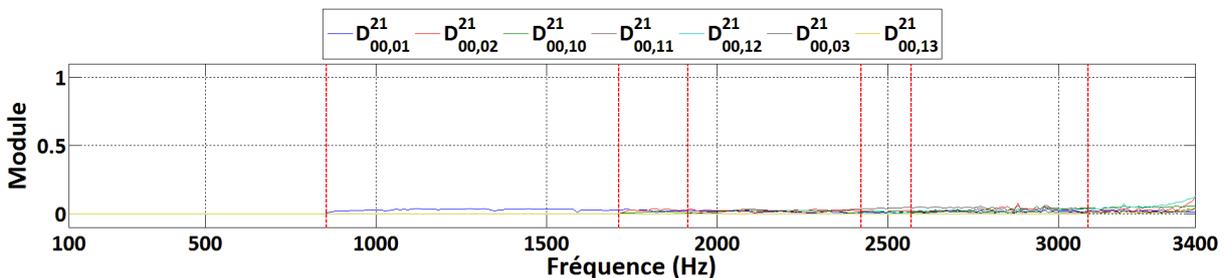


Figure I.29 : Modules des coefficients de conversions sur le mode plan en transmission.

Les résultats obtenus montrent de faibles coefficients de conversions modales similaires à ceux obtenus en absence d'écoulement. Ces tendances, non présentées dans ce rapport, sont aussi valables pour les conversions modales en réflexion ainsi que pour les modes d'ordres élevés.

I.6.1.3 Conclusion

La procédure de mesure des caractéristiques acoustiques passives a été appliquée au cas d'un tronçon droit rigide sans obstacle en absence et en présence d'écoulement. Les résultats sont en accord avec la théorie sauf aux fréquences de vibration du tronçon.

I.6.2 Caractérisation acoustique active

La procédure présentée §1.3.3 est appliquée au cas d'un tronçon droit rigide muni d'un HP placé en son centre en ras de paroi comme représenté Figure I.30.

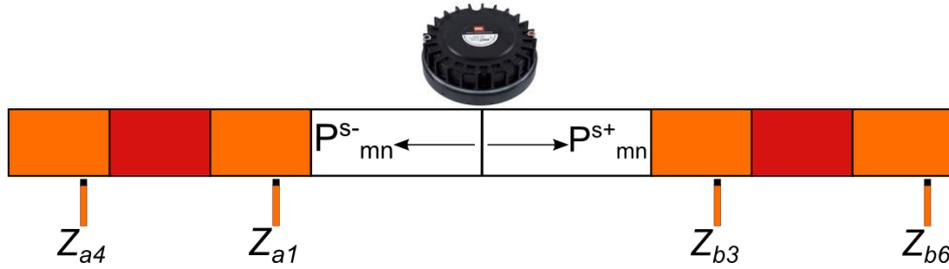


Figure I.30 : Mise en place expérimentale pour la validation de la mesure du vecteur source.

Cette démarche a pour objectif de valider la procédure de mesure en montrant que celle-ci permet d'extraire la composante acoustique d'un signal en présence de perturbations aéroulques. Pour cela le niveau de pression acoustique généré par le HP est similaire à celui généré par l'interaction entre l'écoulement d'air avec $U = 6.95 \text{ m/s}$ et un obstacle de type diaphragme.

Pour la bande fréquentielle associée au mode plan soit jusqu'à 800 Hz , la validation de la procédure de mesure est effectuée en comparant les données issues de deux méthodes :

- Vecteur source : Application de la procédure pour la caractérisation acoustique active,
- Approche directe : Mesures des autospectres par les microphones des sections Z_{a4} et Z_{b6} .

Dans cette partie, la comparaison des deux approches est d'abord réalisée en amont et en aval du tronçon test en absence d'écoulement. Ensuite en présence d'écoulement, la comparaison des deux approches est réalisée pour des écoulements de 3.46 m/s et 6.95 m/s . Les résultats sont étudiés uniquement en amont du tronçon test afin de se placer dans les mêmes conditions de turbulence qu'en présence d'un obstacle. Ces données sont ensuite comparées au résultat sans écoulement.

1.6.2.1 En absence d'écoulement

Les niveaux des pressions acoustiques issues du vecteur source amont et aval sont comparés respectivement aux niveaux des autospectres des pressions acoustiques des douze microphones des sections Z_{a4} et Z_{b6} et représentés Figures I.31 et I.32.

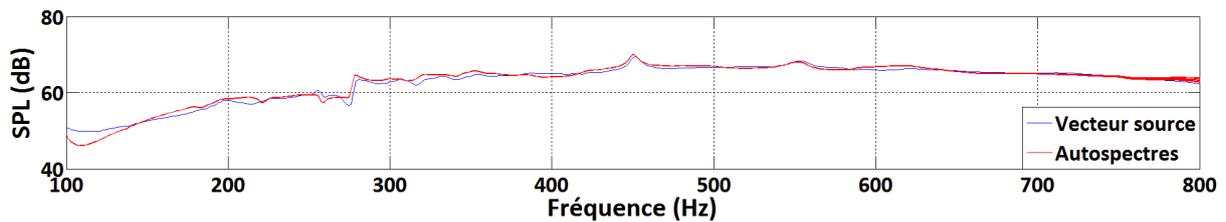


Figure I.31 : Niveau de pression en amont estimé par le vecteur source du modèle 2N-ports comparé au autospectres de l'approche directe.

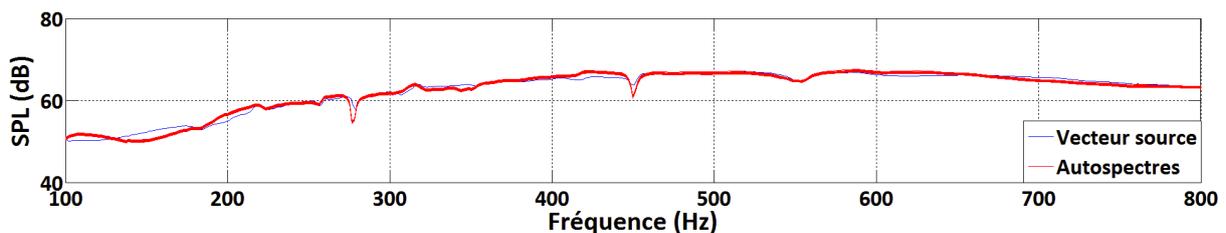


Figure I.32 : Niveau de pression en aval estimé par le vecteur source du modèle 2N-ports comparé au autospectres de l'approche directe.

Les écarts maximums observés sont de l'ordre de 2 dB en basses fréquences et résultent de la réflexion par les terminaisons. Ces résultats, valables pour le vecteur source amont et aval, permettent de valider la procédure de calcul du vecteur source par le modèle 2N-ports qui permet le calcul d'une pression acoustique progressive.

1.6.2.2 En présence d'écoulements de 3.46 m/s et 6.95 m/s

Les Figures I.33 et I.34 représentent les niveaux de pression acoustique amont estimés par la procédure du vecteur source en présence d'écoulement respectivement à 3.46 m/s et 6.95 m/s . Ces résultats sont comparés aux niveaux des autospectres des douze microphones de la section Z_{a4} .

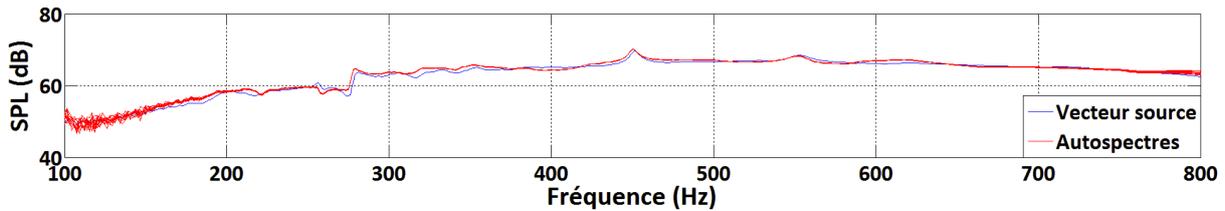


Figure I.33 : Niveau de pression en amont estimé par le vecteur source du modèle 2N-ports comparé au autospectres de l'approche directe pour $U = 3.46\text{ m/s}$.

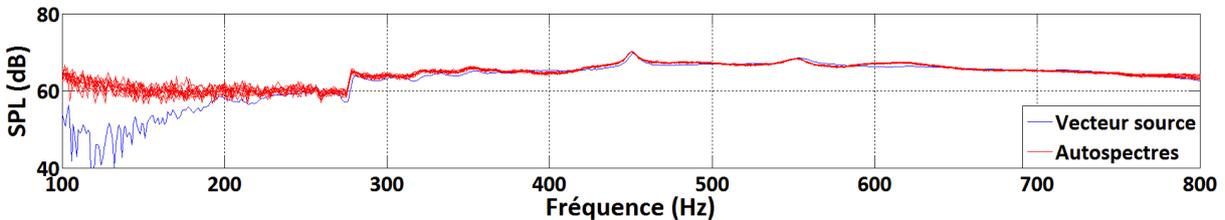


Figure I.34 : Niveau de pression en amont estimé par le vecteur source du modèle 2N-ports comparé au autospectres de l'approche directe pour $U = 6.95\text{ m/s}$.

Pour $U = 3.46\text{ m/s}$, la pression acoustique mesurée est peu bruitée et correspond à la valeur déduite des autospectres. Pour $U = 6.95\text{ m/s}$, la pression acoustique prédite est bruitée et inférieure à la valeur déduite des autospectres pour $f < 200\text{ Hz}$. Cette comparaison met en évidence la propriété de la procédure de l'obtention du vecteur source à éliminer la composante non-acoustique du signal.

Afin de vérifier que l'écoulement n'a pas d'incidence sur l'obtention du vecteur source, les niveaux de pression acoustique issus du vecteur source sont comparés pour 0, 3.46 et 6.95 m/s sur la Figure I.35.

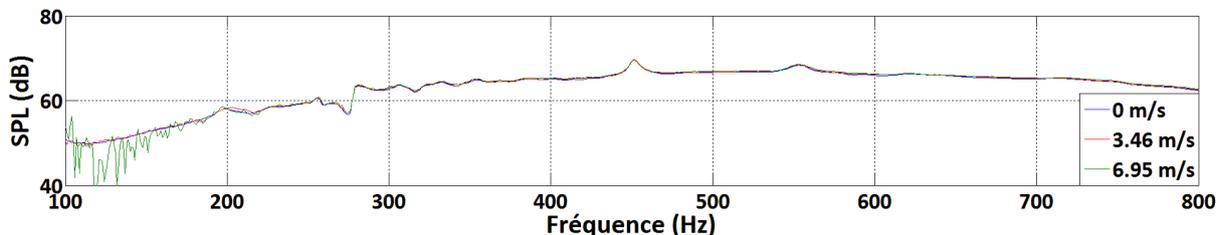


Figure I.35 : Impact de la vitesse d'écoulement sur le vecteur source amont.

En dessous de 200 Hz , l'augmentation de la vitesse sur le vecteur source amont se traduit par un aspect bruité ainsi qu'une diminution du niveau de l'ordre de 5 dB entre 0 et 6.95 m/s . Ceci résulte de la dégradation des mesures sur les microphones par la présence de turbulences. Pour les fréquences supérieures à 200 Hz , l'augmentation de la vitesse jusqu'à 6.95 m/s n'a pas d'impact sur

le vecteur source amont. Ces résultats permettent de valider la procédure pour la caractérisation acoustique active jusqu'à un écoulement de 6.95 m/s à partir de 200 Hz.

1.6.2.3 Conclusion

La procédure de mesure des caractéristiques acoustiques actives a été appliquée au cas d'un tronçon en acier muni d'une source électroacoustique. Les niveaux de pression issus du vecteur source ont été comparés aux mesures réalisées par une approche directe et ont permis de valider la procédure de mesure en absence d'écoulement.

La procédure a ensuite été appliquée en présence d'un écoulement à 3.46 et 6.95 m/s. L'impact de l'écoulement est significatif sur les résultats de l'approche directe car les mesures, consistant en des autospectres, comportent les pressions acoustiques et les turbulences aérouliques. La procédure permet d'éliminer la composante liée à la turbulence et de déterminer l'onde acoustique progressive. Le rapport signal sur bruit et la distance de séparation entre les sections de microphones sont des paramètres pouvant influencer sur les résultats fournis par cette procédure. Ceci permet de valider la procédure de mesure en présence d'écoulement et justifie l'intérêt de l'utilisation de mesures d'interspectres entre des sections de microphones.

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre les bases théoriques pour la description du champ acoustique en conduit à section rectangulaire en présence d'écoulement ont été rappelées. La formulation associée à la représentation d'un élément en conduit par un modèle 2N-ports a été présentée. L'instrumentation et les procédures pour la mesure de la matrice de diffusion $[D]_{2N \times 2N}$ d'un tronçon de section droite rectangulaire et les puissances acoustiques modales et totales rayonnées vers l'amont et l'aval par une source interne ont été détaillées.

Le banc d'essai développé durant le projet CESAM a été complété et amélioré durant le projet CEVAS. En effet les développements suivants, présentés dans ce chapitre, ont été réalisés :

- D'un point de vue aéroulique :
 - o Implantation de la PIV
 - o Implantation du débitmètre
 - o Procédure de mesure de la perte de charge.
- D'un point de vue acoustique :
 - o Pour la mesure de la matrice de diffusion :
 - Implantation d'un second tronçon «source acoustique» et développement de la procédure associée.
 - o Pour la mesure du vecteur source :
 - Mesure des matrices de réflexion des terminaisons en conduit sans obstacle et modification du post-traitement associé.
 - Implantation de deux tronçon de mesure comportant chacun une section droite de douze microphones et modification du post-traitement associé.

Enfin la qualification du banc d'essai et de ses nouvelles procédures a été réalisée sur un tronçon droit :

- Accord entre les modules et phases théoriques et expérimentales des coefficients mesurés de $[D]_{2N \times 2N}$ en absence et en présence d'écoulement sauf aux fréquences de vibration des parois du conduit.
- Validation de la méthode CSFDA pour la mesure des pressions acoustiques rayonnées par la source dans le cas du mode plan :

Chapitre 1 Banc d'essai et procédures pour la caractérisation aéraulique et acoustique de composants en conduit en présence d'un écoulement uniforme à faible nombre de Mach

- Pour une vitesse d'écoulement de 6.95 m/s et un niveau de pression acoustique similaire à celui produit par source aéroacoustique, la méthode est validée.

Dans le chapitre suivant, des procédures de post-traitement des données mesurées dans ce chapitre sont détaillées. Ces procédures sont destinées à analyser les résultats et à fournir au concepteur d'HVAC des éléments susceptibles d'orienter ses choix technologiques.

Chapitre II. Procédures complémentaires pour la caractérisation acoustique des sources

II.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, les moyens d'essai et la procédure basée sur la formulation associée à la représentation d'un élément en conduit par un modèle 2N-ports ont été détaillés. Les essais fournissent les caractéristiques passives et actives représentées respectivement par la matrice de diffusion multimodale et le vecteur source.

Ces données sont directement exploitables par l'outil de conception développé par le CETIM. En effet, elles fournissent la matrice de diffusion qui prend en compte les propriétés de réflexion, de transmission et de conversion modale d'un composant par rapport à une onde acoustique incidente provenant d'une source extérieure. De plus, les puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval produites par l'interaction entre l'écoulement d'air et le composant sont déterminées.

Dans ce chapitre, des procédures de post-traitement utilisant directement les résultats précédents sont développées. Celles-ci permettront au concepteur de :

- Constituer une base de données expérimentales qui contient pour chaque composant les coefficients K issus de la formulation de Nelson et Morfey [14]. Les coefficients K permettent de prédire les niveaux de puissances acoustiques rayonnées en amont et en aval du composant en fonction du nombre de Strouhal St .
- Prédire le comportement potentiellement atténuateur ou amplificateur d'un composant connaissant sa matrice de diffusion.
- Calculer la perte par transmission du composant.

II.2 Théorie de Nelson et Morfey

La théorie développée en 1981 par Nelson et Morfey [14] a pour objectif de prédire, à faible nombre de Mach $M < 0.1$ et à densité modale suffisante, le bruit en tiers d'octave généré vers l'aval par l'interaction entre un écoulement et un élément dans un conduit. Cette théorie est détaillée Annexe 2.

Dans cette partie, quelques travaux réalisés à partir de cette théorie sont présentés. Ensuite, la représentation du modèle prédictif retenue pour cette thèse est détaillée.

II.2.1 *Etat de l'art*

En 1981, le modèle de Nelson et Morfey a été validé par des mesures réalisées en chambre réverbérante sur des diaphragmes [14]. En 1990, Oldham et Ukpoho [15] ont appliqué la théorie de Nelson et Morfey autour d'orifices de plusieurs diamètres dans un conduit circulaire. La perte de charge est utilisée pour déterminer la dimension caractéristique de l'élément et le rapport de constriction pour définir la vitesse d'écoulement. Cette définition de la dimension caractéristique permet l'étude d'éléments à géométries complexes pour lesquelles elle est difficile à définir. En 1999, Waddington et Oldham [16] ont déterminé la courbe caractéristique propre à une famille de coudes. Pour cela, deux coudes de sections rectangulaires $400 \times 400 \text{ mm}^2$ et $600 \times 600 \text{ mm}^2$ ont été caractérisés pour plusieurs vitesses d'écoulement. La concordance des courbes caractéristiques

aux différentes vitesses permet d'obtenir une courbe unique spécifique à cette famille d'éléments et représentée Figure II.1 .

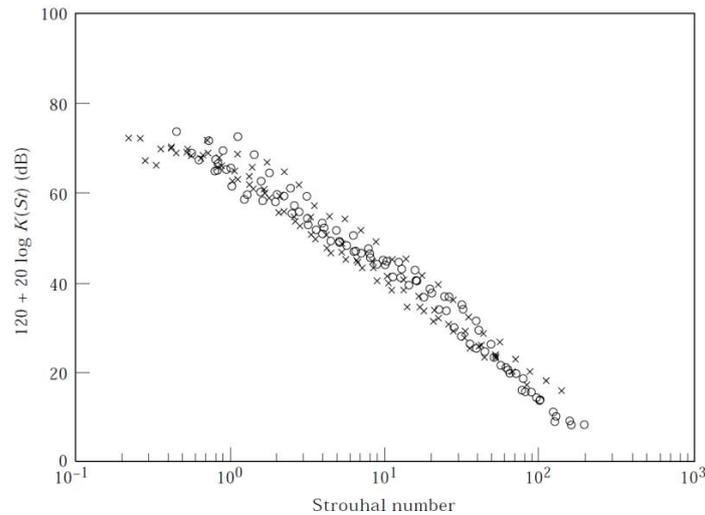


Figure II.1 : Courbe caractéristique d'une famille de coudes [16].

En 1999, la théorie de Nelson et Morfey a été appliquée par Gijrath *et al.* [17] sur des coudes en étudiant notamment l'impact de l'angle. En 2001, Oldham et Waddington [18] ont développé deux approches nommées « lois de similitude » permettant de prédire le comportement aéroacoustique d'un composant à partir d'une mesure. La courbe caractéristique pour un composant de dimensions connues à une vitesse d'écoulement donnée est utilisée pour prédire le comportement d'un composant de dimensions similaires à une vitesse d'écoulement recherchée. En 2004, Guérin [19] a déterminé le coefficient K d'un volet avec un capteur de force pour un angle d'ouverture de 24° .

En 2005, Allam et Abom [20] ont utilisé un modèle à 2-ports pour mesurer la puissance acoustique d'un orifice en conduit. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux déduits de la théorie de Nelson et Morfey. En 2012, Al Mezzawi [21] a mesuré la puissance acoustique d'un volet en conduit à section rectangulaire de $200 \times 100 \text{ mm}^2$ pour des angles d'ouverture de 10° à 70° . Ces résultats ont montré la variation de la courbe caractéristique du volet suivant l'angle.

En 1997, Mak et Oldham [22] ont développé une approche numérique pour laquelle les fluctuations de la force de traînée sont calculées numériquement par un code CFD puis utilisées dans le modèle de Nelson et Morfey. L'approche numérique a été appliquée en 2009 par Mak et Au [23] sur un diaphragme et un volet en conduit à section circulaire pour constituer les courbes caractéristiques respectives des deux éléments.

II.2.2 Représentation retenue

Le coefficient K est obtenu sur la base de deux équations suivant les conditions de propagations multimodales.

II.2.2.1 Cas d'une propagation en onde plane

Dans le cas d'une propagation en onde plane, la puissance pour chaque bande de tiers d'octave est exprimée par

$$W(f_c) = \frac{S\Delta P^2}{4\rho_0 c_0} K^2(St). \quad (42)$$

Le coefficient K est déterminé connaissant le niveau de puissance acoustique SWL par

$$20 \log_{10}(K(St)) + 120 = SWL(f_c) - 10 \log_{10} \left(\frac{\rho_0 S C_D^2 U^4}{16 c_0} \right) \quad (43)$$

avec C_D le coefficient de trainée défini par

$$C_D = \frac{\Delta P}{0.5 \rho_0 U^2}. \quad (44)$$

II.2.2.2 Cas d'une propagation multimodale

Dans le cas d'une propagation multimodale, la puissance devient

$$W(f_c) = \frac{\pi S f_c \Delta P^2}{48 \rho_0 c_0^3} [8 S f_c + 3 c_0 (L_x + L_y)] K^2(St). \quad (45)$$

Le coefficient K est déterminé connaissant le niveau de puissance acoustique par

$$20 \log_{10}(K(St)) + 120 = SWL(f_c) - 10 \log_{10} \left(\frac{\rho_0 S^2 k_0^2 (1 + (3\pi/4k_0)(L_x + L_y)/S) C_D^2 U^4}{96 \pi c_0} \right). \quad (46)$$

II.2.2.3 Nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal est défini à partir de la dimension caractéristique d de l'élément étudié ainsi que la vitesse de l'écoulement par

$$St = \frac{f_c d}{U}. \quad (47)$$

avec f_c la fréquence centrale des bandes de tiers d'octave. La difficulté d'application de cette formulation est liée au choix de la dimension caractéristique de l'obstacle et de la vitesse d'écoulement. Les caractéristiques d et U seront définies ultérieurement suivant l'élément étudié.

II.2.3 Conclusion

La théorie de Nelson et Morfey permet de représenter le bruit généré par l'interaction entre l'écoulement d'air et un élément en conduit par une courbe caractéristique en fonction du nombre de Strouhal. Cette représentation repose sur la mesure du niveau de puissance acoustique en tiers d'octave et des quantités aérauliques selon les procédures présentées chapitre I. A partir de l'évaluation expérimentale de la courbe K pour un obstacle donné, il est ainsi possible de prédire la puissance acoustique rayonnée par un élément géométriquement similaire à partir de la mesure ou simulation de la perte de charge induite par cet élément.

II.3 Evaluation du bilan de puissance acoustique d'un composant

Le comportement aéroacoustique d'un élément dans un conduit en présence d'un écoulement turbulent a fait l'objet de nombreux travaux en particulier pour des circuits de transport de gaz comportant des singularités (coudes [24], robinets [24], vannes [25], diaphragmes [26]...). Pour des écoulements à faible nombre de Mach, le bruit généré par un composant prend naissance dans la zone à fortes turbulences en aval de la discontinuité et est en général large bande. Cependant, pour certains composants, des sifflements émergent pour des conditions acoustiques résonantes provoquant une rétroaction acoustique dans la zone de jet au niveau de la discontinuité [24].

Afin de prédire les potentiels d'amplification ou d'atténuation d'une source externe par un composant en présence d'écoulement, une procédure basée sur la mesure de la matrice de diffusion a été développée à partir de la formulation théorique d'Aurégan et Starobinsky [25] pour une propagation en onde plane. Celle-ci a été validée expérimentalement dans le cas d'un diaphragme en conduit [24]. En absence d'écoulement, cette méthode a été utilisée pour caractériser des silencieux purement réactifs ou dissipatifs avec un traitement acoustique [8].

Les procédures développées dans le cadre de cette thèse permettent de déterminer les potentiels d'amplification ou d'atténuation de puissance acoustique en propagation multimodale de deux manières :

- Méthode directe par mesure des puissances acoustiques générées par une source électroacoustique (HP),
- Méthode indirecte en utilisant la matrice de diffusion en pression présentée §1.3. Les résultats sont validés par confrontations avec la méthode directe.

II.3.1 Approche théorique

La théorie développée par Aurégan et Starobinsky [25] pour le mode plan est présentée en détail Annexe 3. Celle-ci a été validée par [24, 25, 26] et permet de déterminer le potentiel d'amplification ou d'atténuation d'une singularité. Le bilan de puissance acoustique ΔW associé à un tronçon contenant une singularité est défini par

$$\Delta W(dB) = 10 \log \left(\frac{W^{en}}{W^{so}} \right) \quad (48)$$

avec W^{en} et W^{so} respectivement les puissances acoustiques entrante et sortante du tronçon. Si la valeur de ΔW est positive, le tronçon dissipe de l'énergie acoustique et si elle est négative, le tronçon amplifie l'énergie acoustique.

II.3.1.1 Méthode directe

Afin de calculer ΔW par la méthode directe, W^{en} et W^{so} sont déterminées au cours de la procédure de mesure de la matrice de diffusion décrites §1.3. Pour les 2Γ configurations de source électroacoustique, les pressions sont mesurées au niveau des six sections de microphones Z_{a1} , Z_{a2} , Z_{a3} , Z_{b1} , Z_{b2} et Z_{b3} comme représenté Figure II.2.

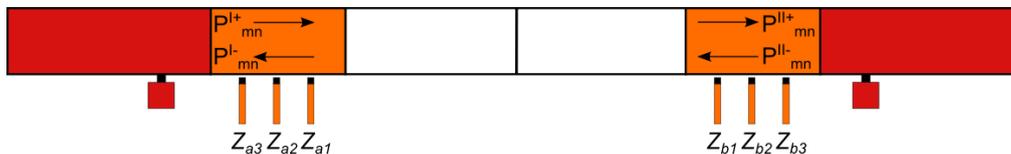


Figure II.2 : Configuration de mesure de la puissance acoustique.

Pour cette méthode, appliquée au cas multimodale, les puissances acoustiques W^{en} et W^{so} respectivement entrante et sortante du tronçon, sont déterminées pour chaque position de HP par

$$\begin{aligned} W^{en} &= \{\Pi^{en}\}_{2N}^{t*} \{\Pi^{en}\}_{2N} \\ W^{so} &= \{\Pi^{so}\}_{2N}^{t*} \{\Pi^{so}\}_{2N} \end{aligned} \quad (49)$$

avec

$$\begin{aligned} \{\Pi^{en}\}_{2N} &= [X^{en}]_{2N \times 2N} \begin{Bmatrix} P^{I+} \\ P^{II-} \end{Bmatrix}_{2N} \\ \{\Pi^{so}\}_{2N} &= [X^{so}]_{2N \times 2N} \begin{Bmatrix} P^{I-} \\ P^{II+} \end{Bmatrix}_{2N} \end{aligned} \quad (50)$$

où

$$\begin{aligned} [X^{en}]_{2N \times 2N} &= \begin{bmatrix} [diag(X^+)]_{N \times N} & [0]_{N \times N} \\ [0]_{N \times N} & [diag(X^-)]_{N \times N} \end{bmatrix} \\ [X^{so}]_{2N \times 2N} &= \begin{bmatrix} [diag(X^-)]_{N \times N} & [0]_{N \times N} \\ [0]_{N \times N} & [diag(X^+)]_{N \times N} \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (51)$$

avec

$$\begin{aligned} X_{mn}^+ &= \sqrt{\left[\left(\frac{1+M^2}{2} \right) \beta_{mn}^+ + \frac{\rho c_0 M}{2} (\beta_{mn}^+)^2 + \frac{M}{2\rho c_0} \right] \cdot N_{mn}} \\ X_{mn}^- &= \sqrt{\left[\left(\frac{1+M^2}{2} \right) \beta_{mn}^- + \frac{\rho c_0 M}{2} (\beta_{mn}^-)^2 + \frac{M}{2\rho c_0} \right] \cdot N_{mn}} \end{aligned} \quad (52)$$

et

$$\begin{aligned} \beta_{mn}^+ &= \frac{-K_{mn}^+}{\rho c (k_0 + MK_{mn}^+)} \\ \beta_{mn}^- &= \frac{-K_{mn}^-}{\rho c (k_0 + MK_{mn}^-)}. \end{aligned} \quad (53)$$

Le bilan de puissance acoustique par la méthode directe correspond à la moyenne calculée pour chaque position HP_i .

$$\Delta W \text{ (dB)} = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^{\Gamma} \frac{W_{en}(i)}{W_{so}(i)} + \sum_{i=N+1}^{2\Gamma} \frac{W_{en}(i)}{W_{so}(i)}}{2\Gamma} \right). \quad (54)$$

II.3.1.2 Méthode indirecte

La méthode indirecte permet de déterminer les potentiels minimum et maximum de ΔW à partir de la matrice de diffusion en pression. Dans le cadre de ces travaux, cette méthode, appliquée par Aurégan et Starobinsky [25] au mode plan, a été étendue jusqu'à un domaine de propagation multimodal. Pour cette méthode, les données requises sont normalisés en puissance et les formulations des quantités utilisées sont définies suivant les termes décrits par Joseph et Morfey [27].

Les vecteurs des pressions acoustiques entrante et sortante sont liés par la matrice de diffusion par

$$\begin{Bmatrix} P_{mn}^{I-} \\ P_{mn}^{II+} \end{Bmatrix}_{2N} = [D]_{2N \times 2N} \begin{Bmatrix} P_{mn}^{I+} \\ P_{mn}^{II-} \end{Bmatrix}_{2N}. \quad (55)$$

La pression acoustique multimodale est exprimée par

$$P(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{+\infty} \sum_{n=0}^{+\infty} [A_{mn} \Psi_{mn}(x, y) e^{i(-\omega t + K_{mn} z)}] \quad (56)$$

avec les coefficients K_{mn} définis par

$$K_{mn} = \left(\frac{a_{mn} - M}{1 - M^2} \right) k_0 \quad (57)$$

et

$$a_{mn} = \sqrt{1 - \frac{k_x^2 + k_y^2}{k_0^2} (1 - M^2)}. \quad (58)$$

La puissance acoustique est exprimée à l'aide de ces quantités par [28]

$$\begin{aligned}
 W &= \frac{1}{2} \int \left[\rho c_0 M U_z U_z^* + \frac{M P P^*}{\rho c} + (1 + M^2)(P U_z^* + P^* U_z) \right] dS \\
 \Leftrightarrow W_{mn} &= \frac{|P|^2}{2\rho c_0} S = \frac{S}{2\rho c_0} |a_{mn}|^2 a_{mn} \frac{(1 - M^2)^2}{(1 - a_{mn} M)^2}.
 \end{aligned} \tag{59}$$

La puissance acoustique dissipée est ainsi définie par

$$\begin{aligned}
 W_{dis} &= W^{en} - W^{so} \\
 \Leftrightarrow W_{dis} &= \{\Pi^{en}\}_{2N}^{t*} \cdot \{\Pi^{en}\}_{2N} - \{\Pi^{so}\}_{2N}^{t*} \cdot \{\Pi^{so}\}_{2N} \\
 \Leftrightarrow W_{dis} &= \left\{ \left(\frac{N_{mn}}{2\rho c_0} \right)^{1/2} |a_{mn}| D_m \right\}_{2N}^{t*} \cdot ([I]_{2N \times 2N} - [H]_{2N \times 2N}) \cdot \left\{ \left(\frac{N_{mn}}{2\rho c_0} \right)^{1/2} |a_{mn}| D_m \right\}_{2N} \\
 \Leftrightarrow W_{dis} &= \frac{\{|a_{mn}| D_m\}_{2N}^{t*} \cdot ([I]_{2N \times 2N} - [H]_{2N \times 2N}) \cdot \{|a_{mn}| D_m\}_{2N}}{2\rho c_0} \cdot N_{mn}
 \end{aligned} \tag{60}$$

avec

$$D_m = \sqrt{\frac{a_{mn}(1 - M^2)^2}{(1 - a_{mn} M)^2}} \tag{61}$$

et par la normalisation en puissance des champs de puissance acoustique

$$[H]_{2N \times 2N} = [D_m]_{2N \times 2N}^{-1} \cdot [D]_{2N \times 2N}^{t*} \cdot [D_m]_{2N \times 2N} \cdot [D_m]_{2N \times 2N} \cdot [D]_{2N \times 2N} \cdot [D_m]_{2N \times 2N}^{-1} \tag{62}$$

et

$$[D_m]_{2N \times 2N} = \begin{bmatrix} D_m & 0 \\ 0 & D_m \end{bmatrix}. \tag{63}$$

La matrice $[H]_{2N \times 2N}$ est exprimée à partir de ses valeurs propres $[\lambda_i]_{2N \times 2N}$ et vecteurs propres $[U]_{2N \times 2N}$ par

$$[H]_{2N \times 2N} = [U]_{2N \times 2N} \cdot [\lambda_i]_{2N \times 2N} \cdot [U]_{2N \times 2N}^{-1}. \tag{64}$$

La puissance acoustique dissipée devient

$$\begin{aligned}
 W_{dis} &= \{\Pi^{en}\}_{2N}^{t*} \cdot ([I]_{2N \times 2N} - [U]_{2N \times 2N} \cdot [\lambda_i]_{2N \times 2N} \cdot [U]_{2N \times 2N}^{-1}) \cdot \{\Pi^{en}\}_{2N} \\
 \Leftrightarrow W_{dis} &= \{d\}_{2N}^{t*} \cdot [diag(1 - \lambda_i)]_{2N \times 2N} \cdot \{d\}_{2N} \\
 \Leftrightarrow W_{dis} &= \sum_{i=1}^{2N} (1 - \lambda_i) |d_i|^2
 \end{aligned} \tag{65}$$

avec $\{d\}_{2N} = [U]_{2N \times 2N}^{t*} \cdot \{\Pi^{en}\}_{2N}$ qui correspond à la projection du vecteur de puissance acoustique entrante sur la base des vecteurs propres de la matrice $[H]_{2N \times 2N}$.

Ces quantités permettent de calculer ΔW à partir de la matrice de diffusion en pression par

$$\Delta W(dB) = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^{2N} |d_i|^2}{\sum_{i=1}^{2N} \lambda_i |d_i|^2} \right). \tag{66}$$

Sur la base des valeurs et vecteurs propres de la matrice $[H]_{2N \times 2N}$, cette méthode permet de déterminer un potentiel de ΔW associé au vecteur entrant $\{\Pi^{en}\}_{2N}$. Ce vecteur peut être défini de manière arbitraire ou en utilisant les vecteurs propres associés aux valeurs propres minimale et

maximale. L'utilisation de ces vecteurs propres permet alors de déterminer les potentiels de ΔW minimum et maximum possibles ainsi que les conditions de champ acoustique entrant associées.

II.3.2 Confrontation des procédures

Les procédures des méthodes directe et indirecte sont appliquées au cas d'un tronçon droit supposé rigide dont les résultats de la matrice de diffusion sont présentés §1.6.

II.3.2.1 Méthode directe

Le ΔW obtenu par la méthode directe est déterminé en absence et en présence d'un écoulement de vitesse moyenne 6.95 m/s . Ces mesures sont comparées aux résultats théoriques d'un tronçon droit à parois parfaitement rigides.

II.3.2.1.1 En absence d'écoulement

Les résultats théoriques et expérimentaux pour le ΔW par la méthode directe sont représentés Figure II.3.

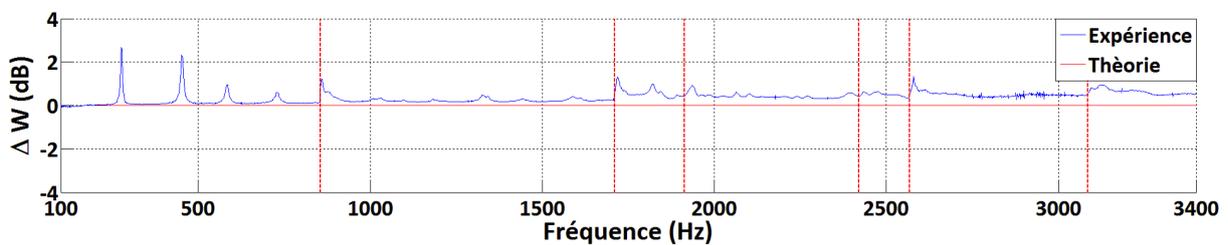


Figure II.3 : ΔW par la méthode directe sans écoulement.

Les valeurs expérimentales de ΔW sont inférieures à 1 dB sauf comme attendu aux fréquences associés aux vibrations du tronçon excité par la source acoustique pour lesquelles ΔW atteint 2 dB .

II.3.2.1.2 En présence d'écoulement pour $U = 6.95 \text{ m/s}$

Le ΔW par la méthode directe est mesuré en présence d'un écoulement de $U = 6.95 \text{ m/s}$. Les spectres de ΔW sont comparés à ceux obtenus en absence d'écoulement et sont représentées Figures II.4.

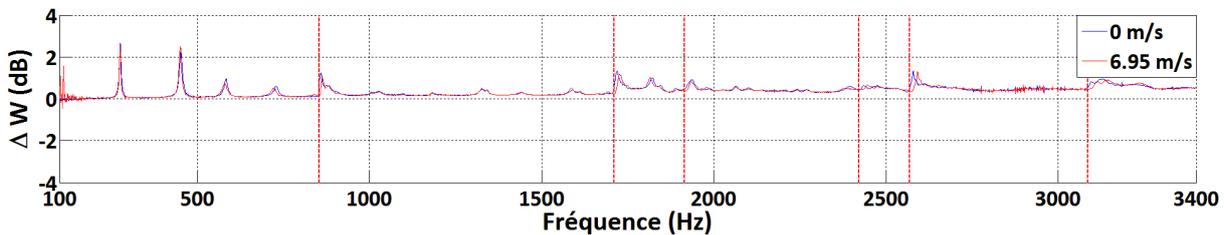


Figure II.4 : Impact de l'écoulement sur le ΔW par la méthode directe.

Comme attendu, la présence d'écoulement n'a pas d'impact sur le ΔW obtenu par la méthode directe.

II.3.2.2 Méthode indirecte

Les potentiels de ΔW obtenus par la méthode indirecte sont déterminés en absence et en présence d'écoulement pour $U = 6.95 \text{ m/s}$. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par la méthode directe.

II.3.2.2.1 En absence d'écoulement

Les potentiels minimum et maximum de ΔW obtenus par la méthode indirecte sont comparés à celui obtenu par la méthode directe et les résultats sont représentés Figure II.5.

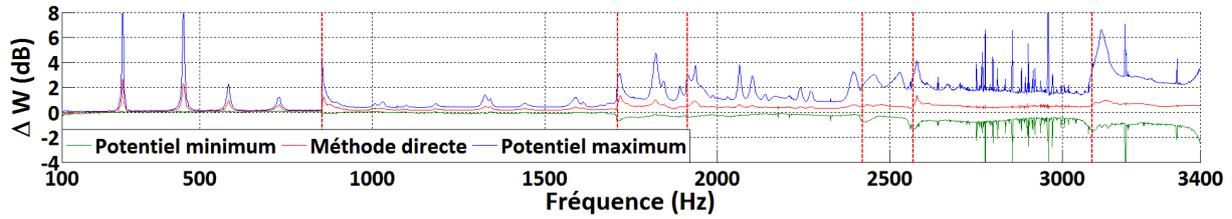


Figure II.5 : Potentiels minimum et maximum de ΔW comparés à la méthode directe.

Les courbes associées aux valeurs minimales et maximales de ΔW montrent l'existence d'un vecteur incident pouvant conduire pour chaque fréquence à une atténuation. Celle-ci atteint notamment 8 dB aux fréquences de vibration du tronçon. Pour $f < 1700\text{ Hz}$, le minimum de ΔW est nul. Pour $f > 1700\text{ Hz}$, les valeurs de ΔW restent supérieures à -2 dB traduisant une amplification. Le ΔW obtenu par la méthode directe est situé conformément aux attentes entre les potentiels minimum et maximum.

La diminution du potentiel minimum à partir de 1700 Hz provient de la présence de faibles conversions modales. Ceci est illustré Figure II.6 où sont représentés les potentiels calculés pour la matrice de diffusion d'un tronçon en acier dont les conversions modales sont volontairement fixées nulles.

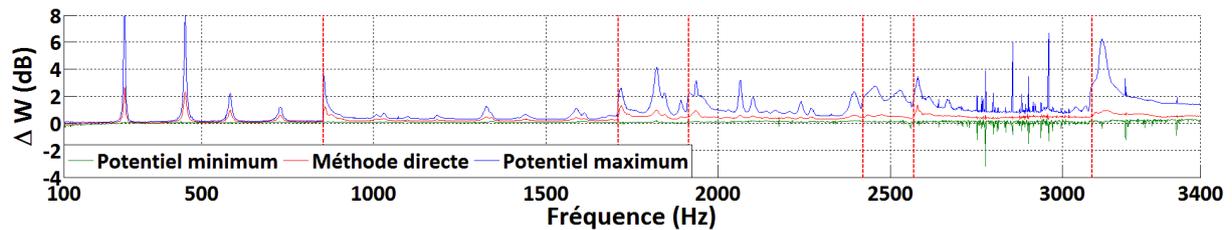


Figure II.6 : Potentiels de ΔW pour une matrice de diffusion sans conversion modale.

En absence de conversion modale, les potentiels minimum et maximum sont positifs confirmant l'impact des conversions modales.

II.3.2.2.2 En présence d'écoulement pour $U = 6.95\text{ m/s}$

Les potentiels de ΔW par la méthode indirecte sont mesurés en présence d'écoulement $U = 6.95\text{ m/s}$. Les spectres de ΔW sont comparés à ceux obtenus en absence d'écoulement et sont représentés Figures II.7 et II.8.

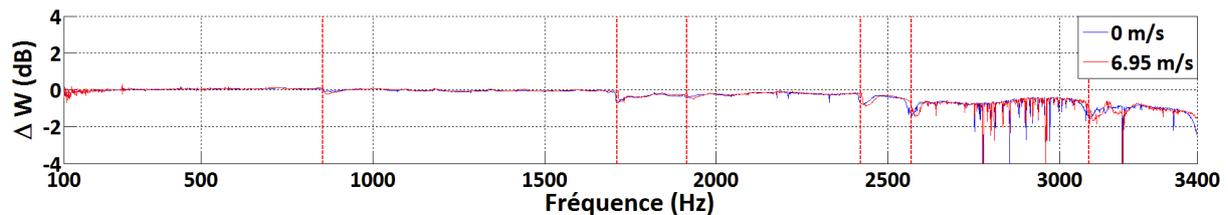


Figure II.7 : Potentiel de ΔW minimum en présence d'écoulement.

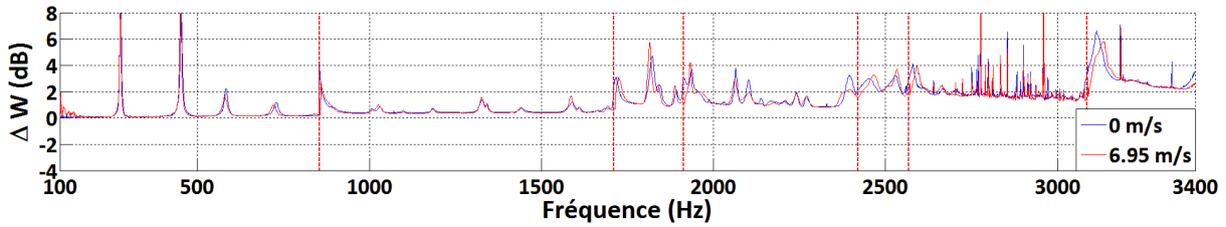


Figure II.8 : Potentiel de ΔW maximum en présence d'écoulement.

La présence d'écoulement introduit du bruit sur les résultats en très basses fréquences et au dessus de 2700 Hz. L'impact de l'écoulement sur les potentiels minimum et maximum est limité. Ceci est lié à l'impact limité de l'écoulement sur les coefficients de la matrice de diffusion décrits §1.62.

II.3.3 Conclusion

La formulation basée sur les travaux d'Aurégan et Starobinsky conduit au calcul d'un critère permettant, pour le mode plan, de prédire la bande fréquentielle dans laquelle un composant est potentiellement facteur d'atténuation ou d'amplification. Cette formulation a été développée et validée pour une propagation multimodale. Elle permet de déterminer des potentiels de ΔW ainsi que les champs acoustiques entrants associés.

L'application au cas d'un conduit droit en acier a permis de montrer que la méthode met en évidence l'atténuation maximale aux fréquences de vibration du conduit. En hautes fréquences, la méthode est sensible au rapport signal sur bruit ainsi qu'aux problèmes de montage.

L'accord obtenu entre les valeurs théoriques et expérimentales permet de valider les procédures en absence et en présence d'écoulement dans la gamme de débits retenue pour le projet CEVAS. Le résultat sur tronçon droit sera utile pour soustraire la contribution du support et déterminer le résultat du composant seul.

II.4 Perte par transmission

La perte par transmission notée TL (en anglais Transmission Loss) permet de caractériser l'affaiblissement acoustique d'un système par des effets dissipatifs et réactifs. Le TL exprimé en (dB) est obtenu par

$$TL = 10 \log_{10} \left(\frac{W^{I+}}{W^{II+}} \right) \quad (67)$$

avec W^{I+} et W^{II+} respectivement les puissances acoustiques incidente et transmise. Dans le cadre de ces travaux, les puissances acoustiques incidente et transmise sont déterminées en utilisant les mesures pour la matrice de diffusion décrites §1.3. Pour les 2Γ configurations de source électroacoustique, les pressions sont mesurées au niveau des six sections de microphones Z_{a1} , Z_{a2} , Z_{a3} , Z_{b1} , Z_{b2} et Z_{b3} comme représenté Figure II.2.

Les puissances acoustiques W^{I+} et W^{II+} sont déterminées pour chaque position de HP par

$$\begin{aligned} W^{I+} &= \{\Pi^{I+}\}_N^{t*} \cdot \{\Pi^{I+}\}_N \\ W^{II+} &= \{\Pi^{II+}\}_N^{t*} \cdot \{\Pi^{II+}\}_N \end{aligned} \quad (68)$$

avec

$$\begin{aligned} \{\Pi^{I+}\}_N &= [X^{I+}]_{N \times N} \cdot \{P^{I+}\}_N \\ \{\Pi^{II+}\}_N &= [X^{II+}]_{N \times N} \cdot \{P^{II+}\}_N \end{aligned} \quad (69)$$

où

$$\begin{aligned} [X^{I+}]_{N \times N} &= [\text{diag}(X^+)]_{N \times N} \\ [X^{II+}]_{N \times N} &= [\text{diag}(X^+)]_{N \times N}. \end{aligned} \quad (70)$$

Le TL correspond à la moyenne calculée pour chaque position HP_i

$$TL (dB) = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^{\Gamma} \frac{W^{I+}(i)}{W^{II+}(i)} + \sum_{i=N+1}^{2\Gamma} \frac{W^{I+}(i)}{W^{II+}(i)}}{2\Gamma} \right). \quad (71)$$

II.5 Conclusion

Dans ce chapitre des procédures complémentaires déduites des mesures des propriétés passive et active ont été présentées :

- Le coefficient K issu de la théorie de Nelson et Morfey permet de représenter le bruit d'origine aéroacoustique généré par un élément en conduit,
- Le bilan de puissance acoustique permet de prédire les potentiels minimum et maximum de ΔW d'un composant dans le cas d'une propagation multimodale.
- La perte par transmission représente une donnée utile à l'outil de conception de l'HVAC.

Chapitre III. Caractérisation d'un diaphragme en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach

III.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, les procédures de mesure des caractéristiques passive et active d'un composant modélisé par un formalisme 2N-ports et le post-traitement de ces caractéristiques ont été détaillées. Chaque composant en présence d'écoulement peut ainsi être identifié par :

- Sa matrice de diffusion multimodale,
- Ses spectres de puissance acoustique rayonnée en amont et en aval représentés :
 - o En fonction de la fréquence et suivant la vitesse d'écoulement,
 - o Par le coefficient K en fonction du nombre de Strouhal sous réserve d'applicabilité de la théorie de Nelson et Morfey,
- Son potentiel d'amplification ou de dissipation d'une onde acoustique.

Dans ce chapitre, les procédures sont appliquées à un composant académique : le diaphragme [29, 30].

III.2 Etat de l'art

Un état de l'art sur les travaux expérimentaux réalisés sur un diaphragme est présenté. Les travaux relatifs à la modélisation théorique et numérique ne sont pas abordés et seront discutés dans la Thèse [2] également réalisée dans le cadre du projet CEVAS.

III.2.1 Comportement aéraulique du diaphragme en conduit

L'évolution de la composante axiale du vecteur vitesse de l'écoulement pour une vitesse moyenne amont de $U = 10 \text{ m/s}$ dans le conduit à section rectangulaire en présence du diaphragme décrit §III.3 est mesurée par PIV et représentée Figure III.1.

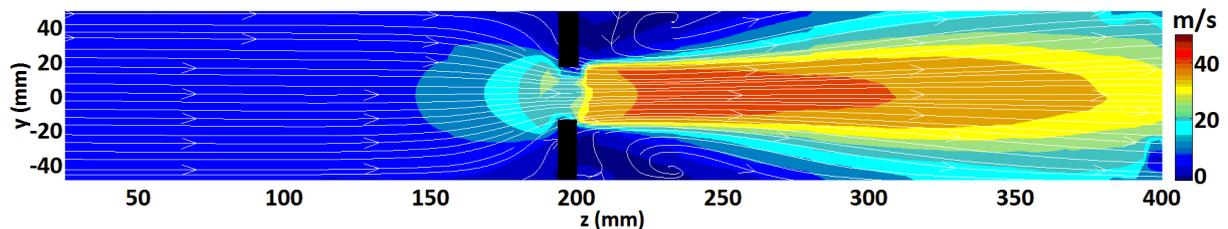


Figure III.1 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour du diaphragme pour $U = 10 \text{ m/s}$.

L'écoulement d'air présente des caractéristiques spécifiques propres à six zones décrites par Agarwal [31] de l'amont vers l'aval du diaphragme:

- Zone 1 : très en amont du diaphragme où l'écoulement turbulent n'est pas perturbé par la présence de l'obstacle.
- Zone 2 : en amont et à proximité du diaphragme où l'écoulement décolle des parois du conduit. Une zone de faible pression est présente en amont à la jonction entre les parois du diaphragme et celles du conduit.
- Zone 3 : au niveau du diaphragme où l'écoulement est concentré en une zone de constriction.

- Zone 4 : en aval du diaphragme où de fortes turbulences sont présentes. L'écoulement est d'abord séparé de la paroi du conduit et le diamètre de la couche de cisaillement augmente jusqu'à ce que l'écoulement recolle à la paroi. Une forte zone de recirculation est présente à la jonction entre les parois du diaphragme et celles du conduit.
- Zone 5 : les perturbations aérodynamiques produites par le diaphragme diminuent et l'écoulement retrouve son état turbulent.
- Zone 6 : région très en aval du diaphragme où l'écoulement turbulent est développé.

III.2.2 Matrice de diffusion

Peu de travaux ont porté sur la détermination et l'analyse de la matrice de diffusion multimodale d'un diaphragme en conduit à section rectangulaire. En conduit à section circulaire en présence d'écoulement pour un mode plan, Lacombe [24] et Testud [26] ont mesuré la matrice de diffusion d'orifices droits et biseautés afin d'étudier le critère de sifflement de cet orifice.

Une étude analytique menée par Muehleisen et Swanson [32] sur la propagation d'ondes guidées en géométrie rectangulaire avec changement de section a mis en évidence une loi régissant les phénomènes de conversion modale. Trabelsi [4], dans le cadre du projet CESAM, a réalisé des mesures sur un diaphragme biseauté en acier. Les résultats de la matrice de diffusion multimodale obtenues en absence et en présence d'un écoulement pour $U = 12 \text{ m/s}$ montrent un bon accord entre les conversions modales et la loi de Muehleisen.

III.2.3 Vecteur source

Des mesures de pressions acoustiques ont été réalisées en ras de paroi dans un conduit à section circulaire en présence d'écoulement à vitesse élevée $U > 100 \text{ m/s}$ [31]. Ces mesures ont mis en évidence le rayonnement acoustique du diaphragme ainsi que les fréquences de coupures et atténuations des modes acoustiques du conduit modifiées par l'écoulement en amont et en aval du diaphragme. D'autres travaux [33] ont conclu que le spectre de la puissance acoustique de la source et sa distribution sur les modes du conduit était déterminé par le rapport $\frac{H_e}{St} = \frac{U_{jet}D}{c_0d}$ où H_e est le nombre d'Helmholtz, U_{jet} est la vitesse du jet, D le diamètre du conduit et d le diamètre de l'orifice.

A faible vitesse, quelques expériences ont été menées afin de valider les nombreuses études théoriques et numériques menées pour prédire la puissance acoustique générée par un diaphragme en conduit. Pour des vitesses d'écoulement allant jusqu'à 75 m/s , Vanherpe [34] valide expérimentalement un modèle mettant en évidence la variation en U^4 de la puissance acoustique rayonnée pour le mode plan en fonction de St . Nelson et Morfey [14] ont validé leur théorie par la mesure du niveau de puissance acoustique rayonné en salle réverbérante produit par l'interaction de l'écoulement dans un conduit avec divers obstacles. Cette théorie suppose que l'interaction entre l'écoulement et l'obstacle génère un champ de puissance acoustique suivant un modèle dipolaire. Les résultats ont montré que l'évolution du niveau de puissance acoustique généré en fonction du nombre de Strouhal suit une loi en U^4 pour une propagation en onde plane et U^6 pour une propagation multimodale. Ils ont déduits des courbes caractéristiques K d'obstacles de type diaphragme en conduit à section carré. Guilloud et Schram [35] ont simulé le bruit généré par un diaphragme en conduit de section carré. La comparaison des courbes caractéristiques calculées et mesurées par Nelson et Morfey montre un bon accord pour le mode plan ainsi que des écarts en propagation multimodale provenant d'une densité modale insuffisante. De plus, un décalage en amplitude est attribué à une évaluation incorrecte du coefficient de traînée.

D'autres travaux sont basés sur le formalisme 2N-ports. Abom et Allam [36] ont notamment caractérisé un diaphragme en conduit à section circulaire jusqu'à 3500 Hz en supposant une propagation en onde plane pour $U = 15 \text{ m/s}$. En basses fréquences, les mesures du vecteur source indiquent que les niveaux de bruit amont et aval sont proches et correspondent à la modélisation du diaphragme par un dipôle. Cependant en hautes fréquences, les niveaux amont et aval présentent un faible écart limitant le domaine de validité de la modélisation. Par la suite, les investigations menées par Trabelsi [4] ont permis la caractérisation d'un diaphragme biseauté en acier en conduit à section rectangulaire. L'application du modèle 2N-ports a permis l'obtention des bruits amont et aval pour une propagation multimodale.

III.2.4 Bilan de puissance acoustique

L'essentiel des travaux de bilan de puissance acoustique a été mené dans le cas d'une propagation en onde plane dont l'objectif était d'établir un critère de sifflement. Dans le cas d'un diaphragme, ces sifflements sont générés par des phénomènes d'oscillations auto-entretenues [37] décrits suivant le principe représenté Figure III.2.

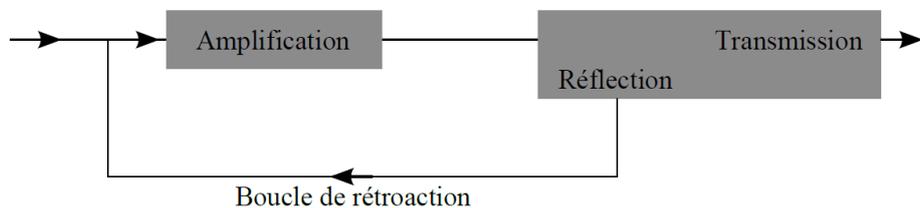


Figure III.2 : Principe d'une oscillation auto-entretenue [24].

Une oscillation auto-entretenue en conduit requière une amplification liée à la présence d'un obstacle ainsi qu'une rétroaction liée à la présence de conditions de réflexion suffisamment élevées aux extrémités du conduit. Dans le cas du diaphragme, les ondes acoustiques sont amplifiées au niveau de la couche cisailée induite par le jet dans la zone de constriction dans laquelle se développent des instabilités aérodynamiques de type Kelvin-Helmoltz [38]. Les échanges entre un champ acoustique entrant et ces instabilités peuvent entraîner la dissipation ou l'amplification des ondes acoustiques.

Les investigations menées par Lacombe [24] sur un diaphragme ont permis de mettre en évidence l'amplification à partir de la mesure de la matrice de diffusion. Les valeurs propres λ_{min} et λ_{max} décrites chapitre II sont déterminées et permettent de borner la puissance acoustique dissipée. La représentation des résultats en fonction du nombre de Strouhal $St = \frac{fe}{Us/s_d}$, où e est l'épaisseur du diaphragme et $\frac{S}{S_d}$ le rapport entre la section du conduit et celle du diaphragme, a mis en évidence l'existence d'une bande de nombre de Strouhal entre 0.1 et 0.4 dans laquelle le diaphragme est un élément potentiellement amplificateur.

III.3 Configurations étudiées

Le diaphragme utilisé dans le cadre de cette étude est représenté Figure III.3. Cet élément réalisé en plexiglas est de section rectangulaire externe $200 \times 100 \text{ mm}^2$, de section rectangulaire interne $100 \times 50 \text{ mm}^2$, d'épaisseur 8 mm et à bords droits.

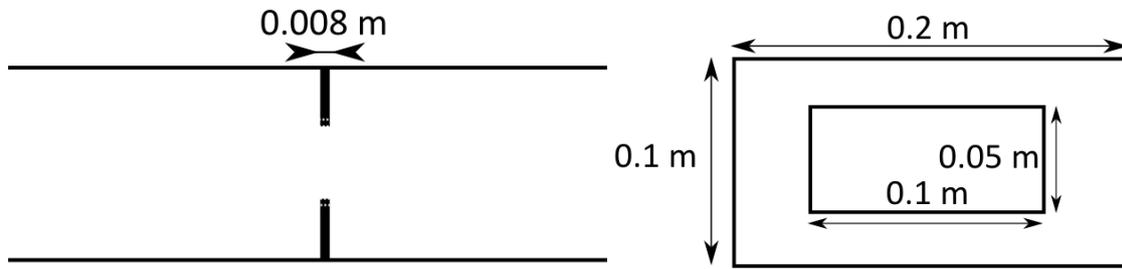


Figure III.3 : Représentation du diaphragme étudié.

Le diaphragme est positionné au centre du tronçon test comme schématisé Figure III.4.

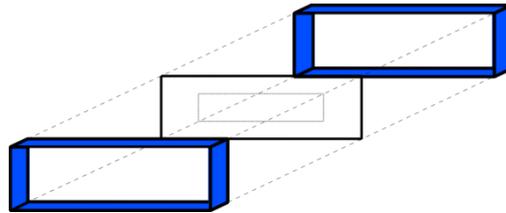


Figure III.4 : Représentation du tronçon test contenant le diaphragme.

Les configurations aérauliques étudiées sont référencées dans le Tableau III.1.

Configuration	Débit (kg/h)	Vitesse moyenne (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	0	0	0
2	150	1.71	41
3	300	3.44	166
4	450	5.15	365
5	600	6.95	651

Tableau III.1 : Configurations de mesure pour le diaphragme.

III.4 Matrice de diffusion

III.4.1 En absence d'écoulement

Dans le cas sans écoulement, les résultats de coefficients de la matrice de diffusion sont comparés à ceux issus de la simulation numérique de l'expérience développée par ESI Group dans le cadre des projets CESAM et CEVAS où les parois du conduit et du diaphragme sont supposées parfaitement rigides.

III.4.1.1 Coefficients de transmission et de réflexion

La Figure III.5 représente les modules des coefficients de transmission $D_{00,00}^{21}$ et de réflexion $D_{00,00}^{11}$ mesurés et simulés.

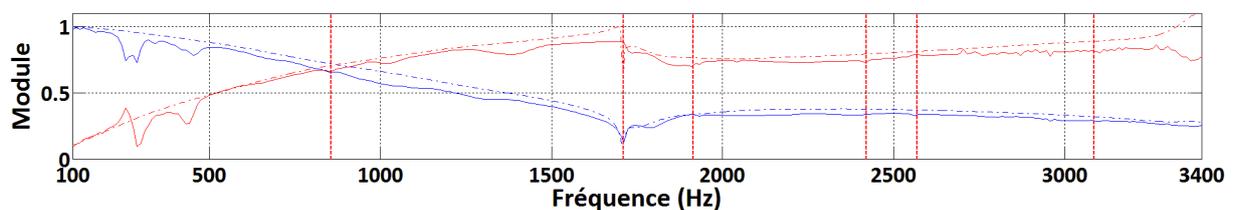


Figure III.5 : Module des coefficients $D_{00,00}^{21}$ (bleu) et $D_{00,00}^{11}$ (rouge) mesurés (traits pleins) et simulés (traits pointillés).

Un bon accord est trouvé entre la mesure et la simulation sauf autour de 280 Hz et 460 Hz qui correspondent aux fréquences de vibration du tronçon test. Ce résultat a déjà été observé par Trabelsi [4] à une fréquence différente pour un tronçon test en acier.

Les écarts de module entre expérience et simulation proviennent de la dissipation mise en relief par l'estimation du coefficient $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ représenté Figure III.6 dans la bande fréquentielle associée au mode plan.

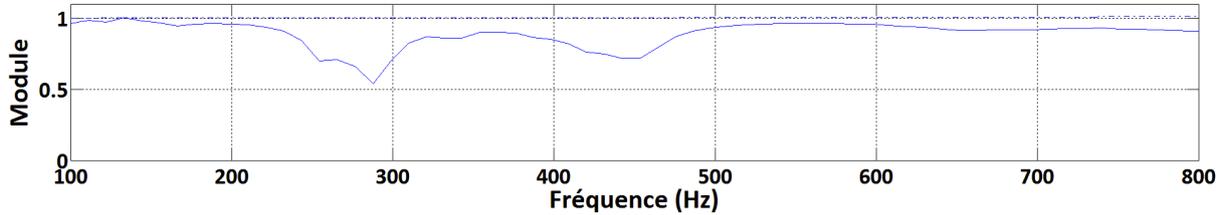


Figure III.6 : Module du coefficient $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ mesuré (trait plein) et simulé (trait pointillé) sans écoulement.

En absence de dissipation et d'amplification, le coefficient $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ vaut 1. L'écart entre les données mesurées et simulées est dû à la dissipation et est notamment visible aux fréquences de vibration du tronçon test. Ces remarques sont transposables à l'ensemble des coefficients de la matrice de diffusion. Dans ce qui suit seuls les coefficients mesurés seront analysés.

III.4.1.2 Conversion modale

A 1711 Hz, les modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ deviennent propagatifs. Les modules des coefficients $D_{00,02}^{21}$ et $D_{00,10}^{21}$ représentant respectivement les conversions des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan et le coefficient $D_{00,00}^{21}$ sont représentés Figure III.7.

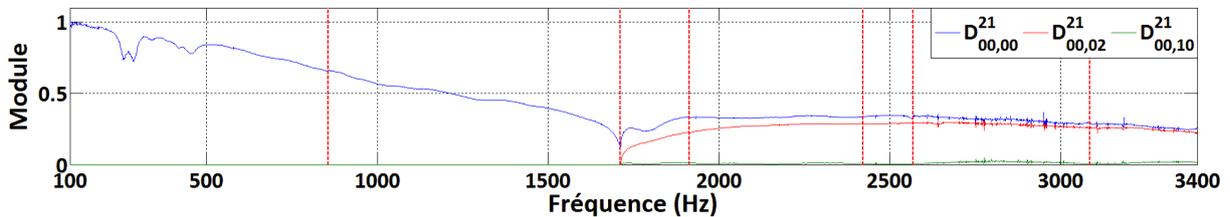


Figure III.7 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan sans écoulement.

La loi décrite par Muehleisen [32] indique que la conversion modale n'apparaît qu'entre les modes d'indice m fixé et d'indices n pairs ainsi qu'entre les modes d'indice m fixé et d'indices n impairs. Les résultats obtenus sont conformes à cette loi. Pour le mode plan, seul le mode $(m, n) = (0, 2)$ se convertit alors que la conversion du mode $(m, n) = (1, 0)$ est proche de zéro. Concernant les modes d'ordres plus élevés, des conversions modales théoriques apparaissent entre les modes $(m, n) = (1, 1)$ et $(m, n) = (1, 3)$, entre les modes $(m, n) = (1, 0)$ et $(m, n) = (1, 2)$ ainsi qu'entre les modes $(m, n) = (0, 1)$ et $(m, n) = (0, 3)$. Les résultats expérimentaux obtenus sont conformes à cette loi.

III.4.1.3 Symétrie

Afin de vérifier la symétrie de la matrice de diffusion en absence d'écoulement, le coefficient D^{21} traduisant la transmission de l'amont vers l'aval est comparé au coefficient D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont. Pour le mode plan, cette comparaison est représentée Figure III.8 et indique que les courbes sont confondues.

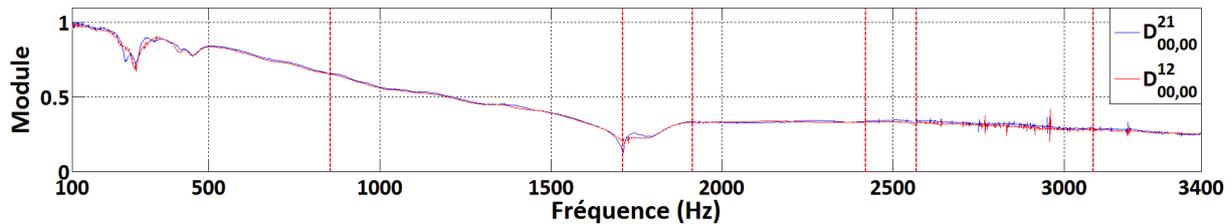


Figure III.8 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ sans écoulement.

Les coefficients de transmission sont symétriques sauf autour des fréquences de vibration du tronçon test où de faibles disparités sont observées. Les mêmes constatations sont valables pour les modes d'ordres élevés ainsi que pour les coefficients de réflexion non présentés.

III.4.2 En présence d'écoulement

Dans cette partie les résultats de la mesure de la matrice de diffusion et des propriétés décrites précédemment sont analysés en présence d'écoulement.

III.4.2.1 Bande fréquentielle d'étude

Le domaine de validité des mesures de fonction de transfert entre le signal issu d'un microphone et le signal d'excitation du HP est déduit de la mesure de la fonction de cohérence entre ces deux signaux. En basses fréquences, le rapport signal sur bruit diminue avec l'accroissement de la vitesse d'écoulement notamment pour les microphones situés en aval du diaphragme, cette zone étant sujette à un taux de turbulences élevé. La Figure III.9 représente la cohérence entre le signal d'excitation du HP1 situé en amont du diaphragme et le microphone 72 de la section Z_{b3} en absence d'écoulement et à la vitesse moyenne la plus élevée de 6.95 m/s .

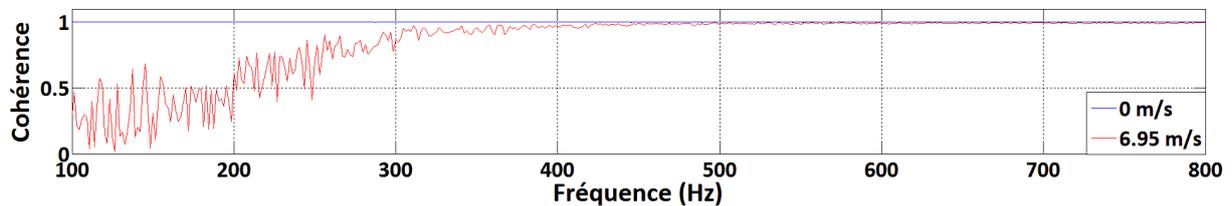


Figure III.9 : Influence de l'écoulement sur la cohérence du microphone 72.

La cohérence devient supérieure à 0.95 à partir de 300 Hz pour $U = 6.95 \text{ m/s}$. Les spectres en présence d'écoulement seront présentés pour des fréquences supérieures à 300 Hz .

III.4.2.2 Coefficients de transmission et de réflexion

Les coefficients D^{21} mesurés en présence d'écoulement sont comparés au cas sans écoulement pour le mode plan et sont représentés Figure III.10.

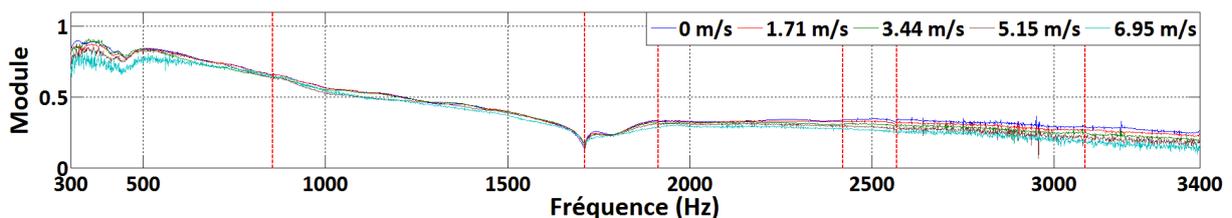


Figure III.10 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D_{00,00}^{21}$.

La diminution du module du coefficient $D_{00,00}^{21}$ avec l'augmentation de la vitesse résulte de l'effet de convection par l'écoulement, produisant une augmentation de la longueur d'onde des pressions ayant le même sens de propagation. Dans le cas des coefficients de réflexion, l'effet de convection

est limité comme le montre la Figure III.11 pour le coefficient $D_{00,00}^{11}$. Ceci provient de la compensation entre les pressions incidentes dont la longueur d'onde est augmentée et les pressions réfléchies dont la longueur d'onde est réduite.

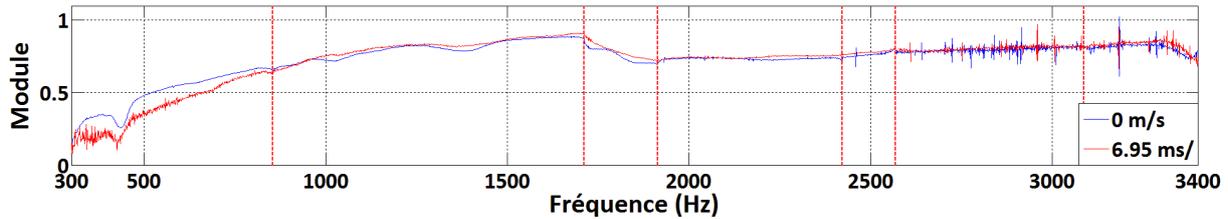


Figure III.11 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D_{00,00}^{11}$.

III.4.2.3 Conversion modale

Les conversions modales suivent la même loi qu'en absence d'écoulement (voir §III.4.1.2) comme le montre la Figure III.12 pour les conversions modales sur le mode plan et $U = 6.95 \text{ m/s}$.

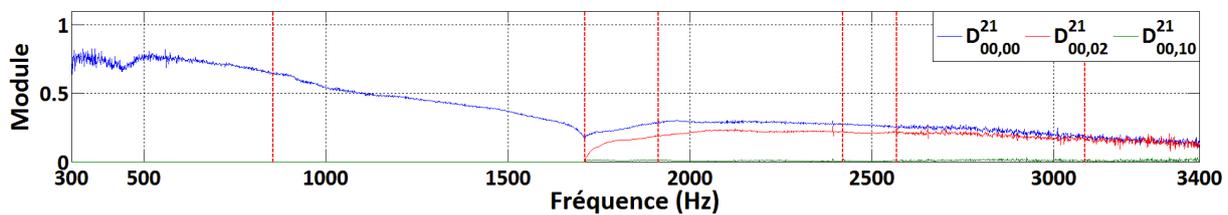


Figure III.12 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $U = 6.95 \text{ m/s}$.

III.4.2.4 Symétrie

L'effet de convection produit par l'écoulement dissymétrise la matrice de diffusion comme indiqué Figure III.13 pour les coefficients de transmission du mode plan et $U = 6.95 \text{ m/s}$.

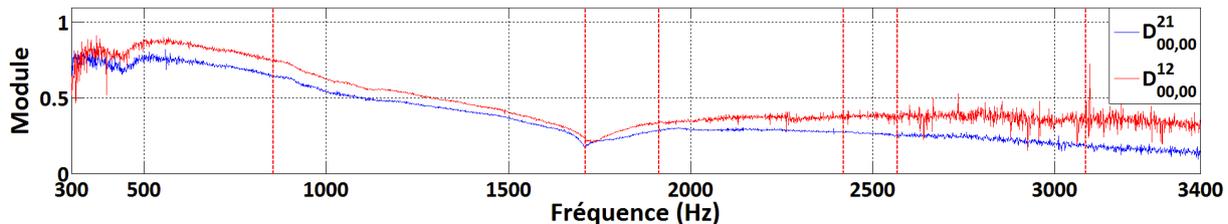


Figure III.13 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ en présence d'écoulement à 6.95 m/s .

III.4.3 Conclusion

En absence d'écoulement la comparaison des coefficients de la matrice de diffusion mesurés et simulés montre un bon accord sauf aux fréquences de vibration du tronçon test. Les faibles écarts de module observés proviennent du caractère dissipatif du montage. Les phénomènes de conversions modales mesurés sont en accord avec les simulations et la logique inhérente à leur génération est conforme à celle décrite dans la littérature. En absence d'écoulement le caractère symétrique de la matrice de diffusion est vérifié.

En présence d'écoulement, la bande fréquentielle d'étude est modifiée de manière à s'affranchir des mesures dégradées par la présence de turbulences. L'effet de convection par l'écoulement se traduit par une modification des modules suivant le sens de propagation des ondes acoustiques et entraîne la dissymétrie de la matrice de diffusion. Dans la gamme de vitesse étudiée, les modules en transmission sont inférieurs à 1 indiquant l'absence d'amplification par le diaphragme.

III.5 Vecteur source

Une première partie comprend l'analyse des pressions acoustiques modales du vecteur source et notamment l'écart entre les niveaux amont et aval. Le niveau de puissance totale SWL déduit est comparé avec la simulation numérique développée par l'UTC dans le cadre du projet CEVAS.

Une seconde partie concerne l'application de la théorie de Nelson et Morfey. L'évolution des puissances acoustiques totales est d'abord étudiée en fonction de la fréquence puis du nombre de Strouhal et la courbe caractéristique du diaphragme est déterminée.

III.5.1 Bande fréquentielle d'étude

La détermination du vecteur source fait appel à la mesure des matrices de réflexion des terminaisons et de la matrice de diffusion du composant comme décrit Chapitre I. Les matrices de réflexion des terminaisons sont mesurées en absence d'obstacle afin de garantir le résultat dans la bande [100 Hz – 3400 Hz] quelles que soient les conditions d'écoulement. Les coefficients de réflexion des terminaisons étant faibles, l'effet d'une incertitude sur la mesure de la matrice de diffusion sera faible. Les mesures du vecteur source seront présentés à partir de 100 Hz quelle que soit la valeur de U .

III.5.2 Pressions modales pour $U=6.95$ m/s

La Figure III.14 représente les niveaux de pressions acoustiques générées en amont.

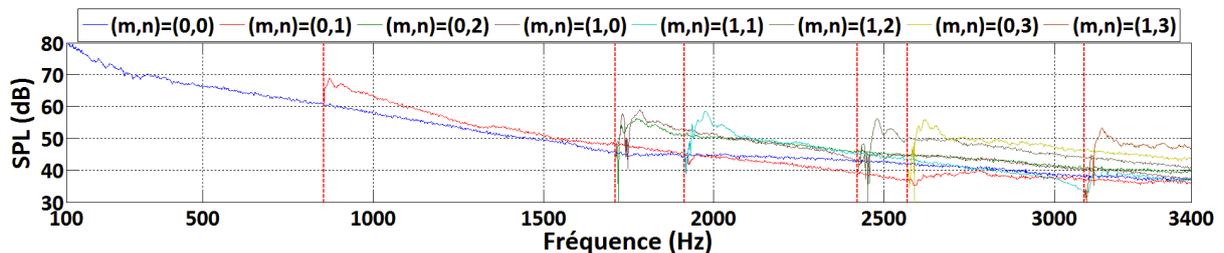


Figure III.14 : Niveaux de pressions acoustiques par mode générés en amont.

Le spectre de la pression acoustique de la source est large bande et décroît suivant la fréquence.

Les niveaux de pressions acoustiques en amont et en aval du diaphragme sont sensiblement égaux comme le montre la Figure III.15 pour le mode plan. En hautes fréquences, les niveaux en aval sont davantage bruités qu'en amont. Ceci est lié aux fluctuations d'écoulement insuffisamment éliminées.

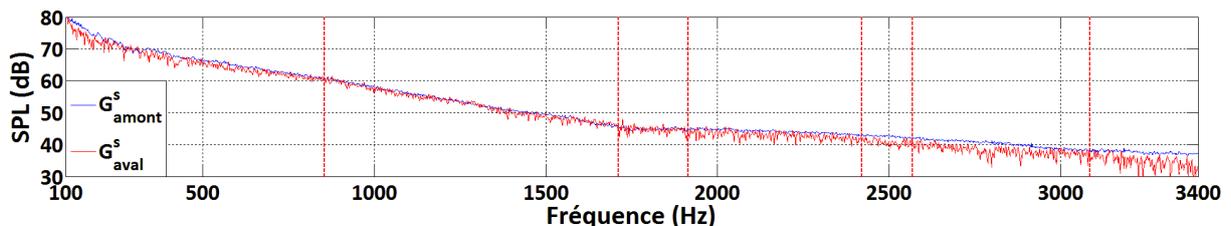


Figure III.15 : Niveaux de pressions acoustiques pour le mode plan en amont et en aval.

L'écart entre les niveaux amont et aval pour le mode plan varie de 0.5 dB en basses fréquences à 2.4 dB en hautes fréquences. Cet écart a été étudié par Abom et Allam [39] qui ont considéré l'interaction entre l'écoulement et le diaphragme comme une source dipolaire. Les pressions

acoustiques générées par un dipôle sont déterminées aux positions des sections de microphones Z_{a1} et Z_{b3} par

$$P(Z_{a1}) = \frac{Pe^{ik^+z_{a1}}}{1+M} \qquad P(Z_{b3}) = \frac{Pe^{ik^+z_{b3}}}{1-M}. \qquad (72)$$

L'écart calculé est constant suivant la fréquence et est de l'ordre de 0.5 dB. Selon Gordon [40], l'écart qui augmente avec la fréquence provient de la faiblesse de la modélisation du diaphragme par un dipôle et nécessite la modélisation par un quadripôle.

Par la suite seules les caractéristiques du vecteur source aval seront présentées.

III.5.3 Confrontation essai-calcul sur le SWL

Les niveaux des puissances totales SWL rayonnées en amont et en aval sont calculés pour $U = 6.27 \text{ m/s}$. Les mesures sont comparées à la simulation numérique développée par l'UTC [2]. Les résultats représentés Figure III.16 pour le cas amont et un pas fréquentiel de 20 Hz.

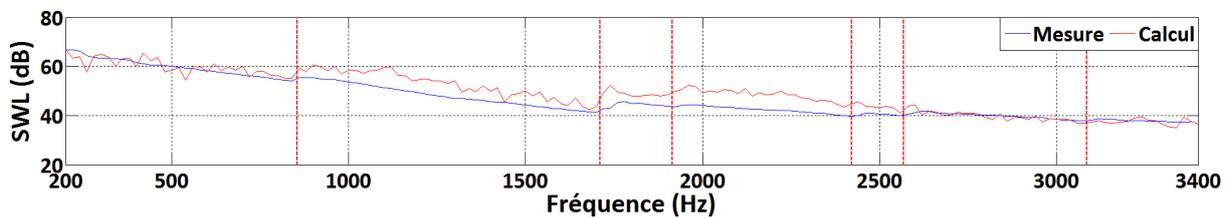


Figure III.16 : Comparaison essai-calcul du SWL amont pour $U = 6.27 \text{ m/s}$.

La comparaison montre un bon accord entre les résultats expérimentaux et numériques. Des disparités n'excédant pas 10 dB sont observées notamment autour des fréquences de coupure du banc. Cet écart provient de l'hypothèse de parois rigides utilisée pour la simulation.

III.5.4 Théorie de Nelson et Morfey

III.5.4.1 Evolution du SWL en fonction de la fréquence

L'évolution du SWL amont suivant la vitesse d'écoulement est représentée Figure III.17.

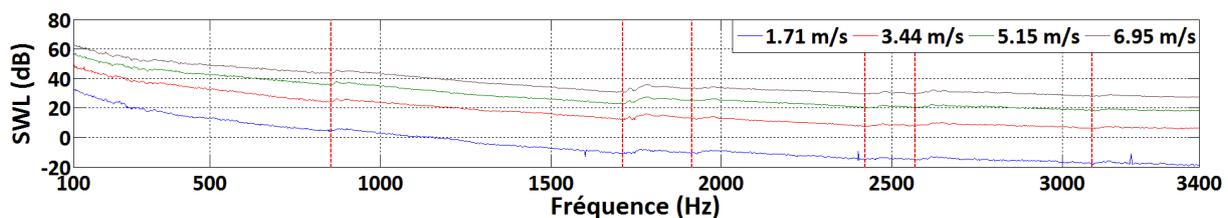


Figure III.17 : SWL amont suivant la vitesse.

L'influence de l'écoulement se traduit par une augmentation des SWL amont et aval. Cette évolution est décrite par l'expression $SWL \sim \log(U^\eta)$ où η est à déterminer suivant la densité modale. Les valeurs de η sont estimées à partir des mesures et sont résumées Tableau III.2. La démarche est présentée Annexe 4. Les résultats montrent l'évolution du coefficient η suivant la bande fréquentielle en relation avec l'apparition des modes propagatifs concernés.

Bande fréquentielle (Hz)	η en amont	η en aval	Nombre de modes propagatifs
100 – 800	6.6	6.5	1
900 – 1650	7.6	7.6	2
1750 – 1850	8.1	8	4

1950 – 2350	8.2	8.1	5
2450 – 2550	8.4	8.3	6
2600 – 3050	8.5	8.5	7
3100 – 3400	8.5	8.7	8

Tableau III.2 : Influence de l'écoulement sur l'évolution du niveau de puissance acoustique.

III.5.4.2 Définition du nombre de Strouhal

La définition du nombre de Strouhal a fait l'objet de nombreux travaux présentant plusieurs définitions. Celle retenue dans le cas d'un diaphragme en conduit est proposée par Karekull [41] et dépend uniquement des caractéristiques aérauliques de l'élément

$$St = f_c d / U_{constriction} \quad (73)$$

avec la fréquence de mesure en tiers d'octave f_c , la vitesse d'écoulement dans la zone de constriction

$$U_{constriction} = \frac{U}{\sigma} \quad (74)$$

le rapport de constriction

$$\sigma = \frac{\sqrt{C_D} - 1}{C_D - 1} \quad (75)$$

et le coefficient de traînée déduit de la mesure de la perte de charge ΔP

$$C_D = \frac{\Delta P}{0.5 \rho_0 U^2} \quad (76)$$

La dimension caractéristique de l'élément est définie par

$$d = \sqrt{\frac{4S\sigma}{\pi}} \quad (77)$$

La dimension caractéristique du diaphragme est calculée aux configurations étudiées et résumée Tableau III.3.

Configuration	Vitesse moyenne (m/s)	Perte de charge (Pa)	d (m)
2	1.71	41	0.0662
3	3.44	166	0.0662
4	5.15	365	0.0665
5	6.95	651	0.0665

Tableau III.3 : Dimension caractéristique du diaphragme.

La dimension caractéristique est constante pour les vitesses étudiées et est de l'ordre de grandeur des dimensions géométriques de l'ouverture du diaphragme.

III.5.4.3 Evolution du SWL en fonction de St

La théorie développée par Nelson et Morpheys suppose qu'un élément académique, tel un diaphragme, génère un champ de puissance acoustique suivant un modèle dipolaire. A St fixé pour une propagation en mode plan, le SWL suit alors une évolution en U^4 . A St associé à une

propagation multimodale, pour un nombre de modes suffisamment élevé, le SWL suit une évolution en U^6 .

Les mesures réalisées sur le diaphragme ont permis de calculer les SWL générées en amont et en aval. Les SWL en bandes fines rayonnées en aval du diaphragme en fonction de St sont représentés Figure III.18.

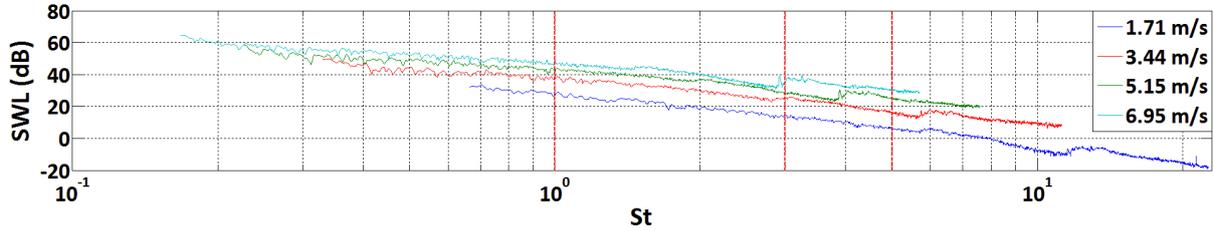


Figure III.18 : SWL rayonnées en aval du diaphragme.

Les évolutions des SWL suivant U sont déterminées pour $St_1 = 1$, $St_2 = 3$ et $St_3 = 5$ correspondants respectivement à une propagation uniquement en mode plan, une propagation mode plan ou multimodale et une propagation uniquement multimodale. Ces résultats sont référencés dans le Tableau III.4.

Nombre de Strouhal	Nombre de modes propagatifs	Evolution en amont	Evolution en aval
$St_1 = 1$	1	$U^{3.6}$	$U^{3.5}$
$St_2 = 3$	4	U^4	$U^{3.8}$
$St_3 = 5$	8	$U^{4.4}$	$U^{4.6}$

Tableau III.4 : Lois d'évolution du SWL en fonction de St .

Les écarts entre les évolutions amont et aval proviennent de l'influence de l'écoulement sur les ondes suivant leur sens de propagation. Les lois d'évolution pour les propagations en mode plan sont en accord avec l'évolution théorique d'un dipôle. Cependant, dans le cas d'une propagation multimodale, les lois obtenues expérimentalement ne correspondent pas à celles théoriques en raison de la densité modale insuffisante.

III.5.4.4 Coefficients K

En utilisant les puissances acoustiques mesurées en tiers d'octave, les coefficients K amont et aval sont obtenus. La Figure III.19 représente la superposition des coefficients amont pour plusieurs vitesses d'écoulement.

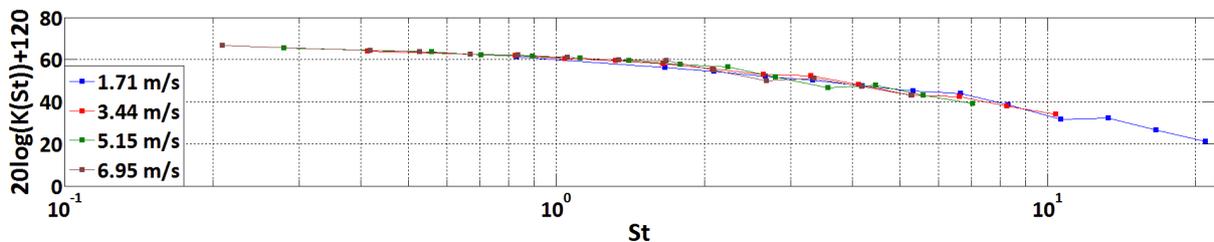


Figure III.19 : Coefficients K en amont du diaphragme.

Les coefficients K en amont du diaphragme concordent sur une majeure partie de la bande de nombre de Strouhal. Autour de $St = 3$, zone où se superposent des coefficients associés aux propagations en mode plan et en multimodale, l'écart observé entre les courbes est de 2 dB et provient de la faible densité modale. Ceci représente une faiblesse car l'utilisation de la théorie de Nelson et Morfey requière un nombre de mode suffisant.

A partir des coefficients mesurés, les courbes caractéristiques moyennes du diaphragme en amont et en aval sont calculées et représentées Figure III.20.

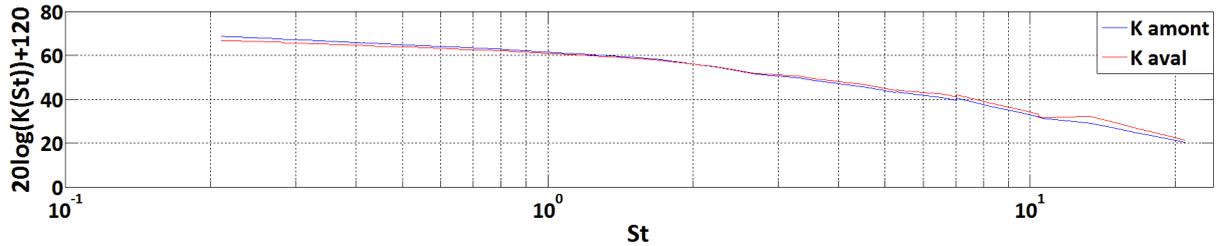


Figure III.20 : Coefficients K moyens en amont et en aval du diaphragme.

Les données de débit et de perte de charge fournissant la caractéristique aéraulique sont représentées Figure III.21.

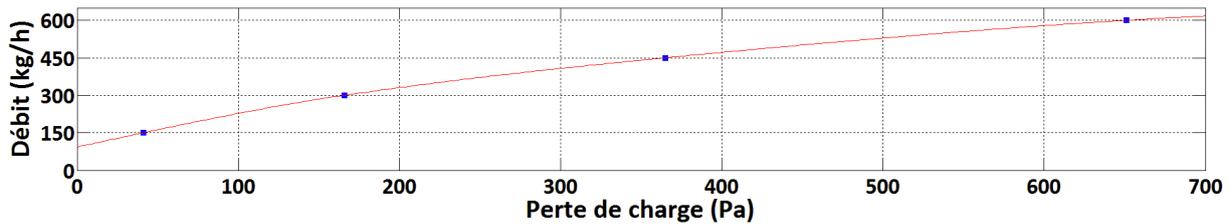


Figure III.21 : Courbe $Q/\Delta P$ du diaphragme.

III.5.5 Conclusion

Des résultats de la mesure des pressions acoustiques modales rayonnées en amont et en aval par la source aéroacoustique constituée d'un diaphragme en interaction avec un écoulement ont été présentés. Le spectre de la pression acoustique de la source est large bande et décroît suivant la fréquence. Les investigations menées ont montré que la modélisation aéroacoustique d'un diaphragme par une source dipolaire est valable en basses fréquences. Une confrontation de la mesure de la puissance acoustique totale avec le résultat d'une modélisation numérique réalisée dans le cadre du projet CEVAS a montré un très bon accord.

L'étude des SWL suivant U en fonction de la fréquence fournit des lois d'évolution incluant l'influence de la densité modale. Après l'application de la théorie de Nelson et Morfey, la superposition des coefficients K obtenus présente de faibles écarts de l'ordre de 2 dB notamment à des St où la propagation en onde plane et en multimodale sont présentes. Cet écart provient de la densité modale insuffisante pour la propagation multimodale. Les courbes caractéristiques moyennes en amont et aval, couplées à la caractérisation aéraulique, constituent l'outil prédictif du bruit aéroacoustique du diaphragme.

III.6 Bilan de puissance acoustique

Une première partie de cette étude comprend l'application de la méthode directe en absence d'écoulement et en supprimant la contribution du tronçon droit. La seconde partie comprend l'application de la méthode indirecte en présence d'écoulement.

La bande fréquentielle dans laquelle les résultats du bilan de puissance sont présentés est fixée entre 300 et 3400 Hz comme pour la matrice de diffusion.

III.6.1 Méthode directe

Le ΔW est calculé en absence d'écoulement pour un tronçon droit vide et pour un tronçon droit muni du diaphragme. La différence entre ces deux bilans permet d'extraire le ΔW associé au diaphragme seul comme représenté Figure III.22.

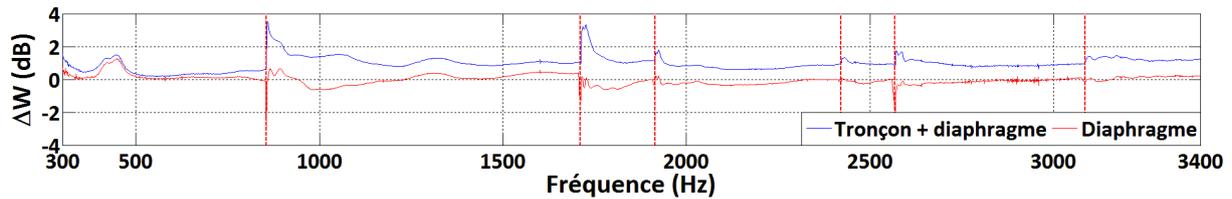


Figure III.22 : ΔW par la méthode directe avec et sans tronçon.

En absence d'écoulement, le ΔW associé au diaphragme seul est proche de 0 sauf autour des fréquences de coupure du banc. Les fréquences de vibration du tronçon test ne sont pas supprimées en raison de la modification par le diaphragme des phénomènes de vibrations en amplitude et en fréquence. Ceci montre le comportement purement réactif du diaphragme.

III.6.2 Méthode indirecte

Les potentiels de ΔW d'un tronçon droit sont utilisés pour extraire ceux du diaphragme seul. Les potentiels minimum et maximum de ΔW du diaphragme seul sont calculés suivant U et représentées respectivement Figures III.23 et III.24.

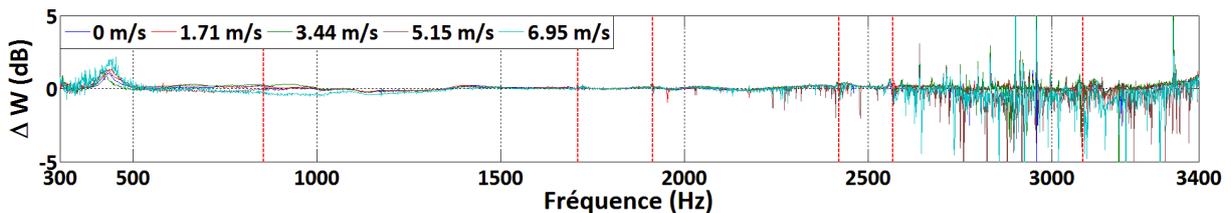


Figure III.23 : Potentiel minimum de ΔW pour un diaphragme.

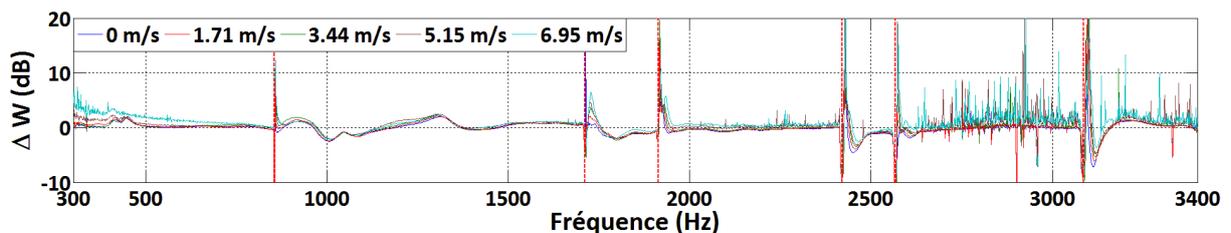


Figure III.24 : Potentiel maximum de ΔW pour un diaphragme.

Le potentiel minimum prend une valeur proche de 0. Les fréquences de vibration du tronçon test ne sont pas supprimées en raison de la modification par le diaphragme des phénomènes de vibrations. En hautes fréquences, l'aspect bruité des résultats provient des mesures bruitées de la matrice de diffusion. A partir de 2570 Hz, soit la fréquence de coupure du mode $(m, n) = (0, 3)$, le potentiel devient négatif de valeur -1 dB. Ceci provient de faibles conversions modales générées par les fuites du tronçon test. L'évolution de U n'a pas d'influence significative sur le potentiel minimum.

Le potentiel maximum prend une valeur proche de 0. Entre 300 et 800 Hz, l'influence de l'écoulement se traduit par une augmentation du potentiel maximum correspondant à une augmentation de la dissipation. Ces résultats indiquent que, dans les conditions d'écoulement étudiées, le diaphragme est un élément dissipatif en basses fréquences et purement réactif au delà.

III.6.3 Conclusion

La procédure de calcul des ΔW , développée dans le cadre de cette thèse pour une propagation multimodale, permet de prédire la bande fréquentielle dans laquelle un composant est facteur d'atténuation ou d'amplification.

Les investigations menées ont montré qu'en absence d'écoulement, le diaphragme seul est un élément purement réactif. En présence d'écoulement dans les conditions étudiées, le tronçon le diaphragme est un élément dissipatif en basses fréquences et purement réactif au delà.

III.7 Conclusion

Dans ce chapitre, les procédures présentées chapitres I et II ont fait l'objet d'une démarche de validation par application au cas académique du diaphragme. Les démarches entreprises conduisent aux conclusions suivantes :

- Matrice de diffusion :
 - En absence d'écoulement, la comparaison des coefficients mesurés et simulés montre un bon accord sauf aux fréquences de vibration du tronçon test. Les phénomènes de conversions modales mesurés sont en accord avec ceux simulés. La loi décrite par Muehleisen et Swanson [32] est vérifiée.
 - En présence d'écoulement, l'effet de convection sur les modules des coefficients est observé mais demeure faible aux vitesses étudiées. L'interaction entre l'écoulement et l'onde acoustique induit de la dissipation et ne fait apparaître aucun effet d'amplification pour cette géométrie.
- Vecteur source :
 - Le diaphragme est une source aéroacoustique modélisable par un dipôle : les niveaux amont et aval pour les modes propagatifs sont proches dans la gamme de débit étudiée.
 - Les pressions acoustiques modales permettent de calculer les SWL et la comparaison essai-calcul montre un bon accord sauf aux fréquences de coupure du banc. Ceci permet de valider la procédure pour l'obtention de la puissance acoustique.
 - L'étude des SWL en fonction de la fréquence suivant U montre que les lois d'évolution dépendent de la densité modale.
 - Les lois d'évolution des SWL en fonction de St suivant U correspondent à la modélisation dipolaire pour le mode plan mais requière une densité modale suffisante pour une propagation multimodale.
 - Le coefficient K du diaphragme issu de la théorie de Nelson et Morfey est obtenu pour les configurations étudiées. De faibles écarts de l'ordre de 2 dB sont observés aux St où la propagation peut se faire suivant le mode plan ou être multimodale avec un faible nombre de modes. La courbe caractéristique couplée à la caractérisation aéraulique constitue l'outil prédictif du bruit aéroacoustique du diaphragme.
- Bilan de puissance acoustique :
 - En absence d'écoulement, les résultats mettent en évidence le caractère purement réactif du diaphragme et permettent de valider la méthode de calcul développé pour la propagation multimodale.
 - Dans les conditions d'écoulement étudiées, le diaphragme est un élément dissipatif en basses fréquences et purement réactif au delà.

Chapitre IV. Caractérisation de volets en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach

IV.1 Introduction

Dans le chapitre précédent, les procédures de mesure des caractéristiques passive et active d'un diaphragme, composant académique modélisé par un formalisme 2N-ports, ainsi que le post-traitement de ces caractéristiques ont été appliquées et les résultats analysés.

Dans ce chapitre, ces procédures sont appliquées à un volet (butterfly valve/flap...), composant intégré dans l'HVAC en plusieurs positions permettant d'assurer l'arrivée d'air, le mixage thermique et la distribution de l'air dans l'habitacle. Compte tenu de sa fonction dans l'HVAC, le volet est un élément dont l'angle d'ouverture α varie. De plus, son état de surface, sa géométrie ainsi que son intégration dans l'HVAC sont complexes car devant satisfaire le cahier des charges aéraulique et thermique.

Les investigations présentées dans ce chapitre comporteront deux parties, l'une sur un volet à géométrie simplifiée dite « académique » consistant en une simple plaque en plexiglas et l'autre sur un volet à géométrie représentative de celle sur HVAC dite « industrielle ». L'étude du volet académique a pour objectif de fournir une base de données expérimentales pour :

- La validation des résultats de la modélisation numérique réalisée dans le cadre du projet CEVAS [2],
- La mise en évidence de phénomènes physiques pouvant contribuer à l'établissement d'un cahier des charges pour la conception du volet,
- L'analyse des caractéristiques passive et active en fonction de α et U ,
- La mesure des courbes caractéristiques K du composant selon la théorie de Nelson et Morfey.

L'étude du volet industriel a pour objectif de mettre en évidence les effets de la géométrie et du montage sur ses caractéristiques passive et active par comparaison avec les résultats du volet académique [42, 43].

Dans ce qui suit, les résultats de la recherche bibliographique sont présentés montrant que cette source aéroacoustique a été très peu étudiée, mettant en relief l'originalité de ce travail. Les volets étudiés sont décrits et les résultats principaux sont présentés, analysés et comparés avec des modèles prédictifs.

IV.2 Etat de l'art

Aucune étude relative à la caractérisation passive n'a été trouvée en dehors de quelques travaux réalisés sans écoulement et en propagation multimodale dans le cadre du projet CESAM [21] et avec écoulement et en onde plane [44] qui ne sont pas présentés dans cet état de l'art.

IV.2.1 Comportement aéraulique du volet en conduit

Une grande majorité des travaux concernant le volet se sont focalisées sur les aspects aérodynamiques [45]. Il a été observé que la structure de l'écoulement autour du volet peut se décomposer en :

- Zone 1 : très en amont du volet où l'écoulement turbulent n'est pas perturbé par la présence de l'obstacle,
- Zone 2 : en amont et à proximité du volet où l'écoulement se concentre sur les bords supérieur et inférieur,
- Zone 3 : en aval du volet où deux jets dissymétriques sont développés aux bords inférieur et supérieur. Suivant le rapport entre les pressions en amont et en aval du volet, la vitesse des jets peut être subsonique, transsonique ou supersonique. Une forte recirculation est formée en aval du volet entre les deux jets.
- Zone 4 : Région très en aval du volet où l'écoulement turbulent est développé.

La composante axiale du vecteur vitesse de l'écoulement est mesurée par PIV autour d'un volet pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 2.38 \text{ m/s}$. Cette cartographie, représentée Figure IV.1, permet de constater les trois premières zones.

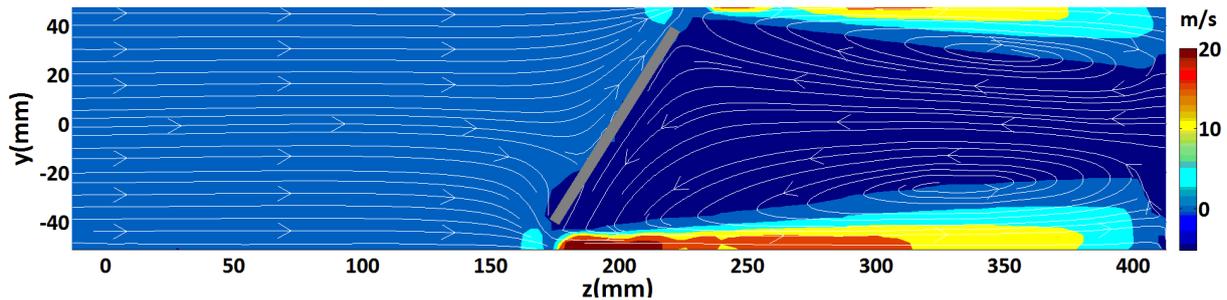


Figure IV.1 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour du volet pour 30° et $U = 2.38 \text{ m/s}$.

IV.2.2 Vecteur source

Dans la littérature, quelques travaux ont été menés pour des applications associées à des configurations aérauliques différentes de celles d'un HVAC. Une étude expérimentale et théorique de bruit relative aux valves papillons utilisées dans l'aéronautique pour maintenir le rapport des pressions entre l'extérieur et l'intérieur de la cabine, conserver l'intégrité de l'avion et maintenir un environnement sécurisé pour les passagers a été menée [46]. Cette étude a été réalisée pour des rapports de pression très grands pouvant conduire à un écoulement supersonique dans les zones de constriction autour de la valve. Les résultats ont montré que la génération du bruit est très complexe à cause de l'implication de différents mécanismes (jet turbulent, zone de mélange du jet, interaction entre le jet et la zone de recirculation en aval du volet). Une étude théorique relative au bruit produit par l'ouverture rapide de volets dans l'admission d'air d'un moteur thermique pour l'industrie automobile [47] a montré que le bruit peut être attribué aux grandes structures cohérentes formées dans la zone de recirculation en aval du volet.

Dans le cas d'un écoulement en conduit circulaire à faible nombre de Mach, des premiers travaux de nature expérimentale ont été réalisés en 1960 par Gordon [48, 40] pour un volet (strip spoiler) de hauteur l à différents angles d'ouverture α . Sur la base d'un modèle en champ libre, une représentation de la puissance acoustique en fonction de St est proposée avec $St = \frac{f\delta}{U_{constriction}}$ où $\delta = l \sin(90 - \alpha)$. Les puissances acoustiques obtenues pour les différents angles, convergent en basses fréquences. Oldham [15] montre à partir d'essais réalisés sur un volet pour trois valeurs α de 60° , 65° et 70° que la représentation proposée par Nelson et Morfey fournit un unique coefficient K en fonction de St défini par $St = \frac{f\delta}{U_{constriction}}$. Dans le domaine de la ventilation bâtiment, Mak [23] propose une relation empirique entre la puissance acoustique et l'énergie cinétique turbulente à proximité de volet. Les quantités prédites par cette relation confirment les résultats expérimentaux obtenus par Oldham.

En conduit à section rectangulaire, Guérin [19] mesure le coefficient K de Nelson et Morfey d'un volet papillon d'un HVAC pour $\alpha = 66^\circ$ à l'aide d'un capteur de force disposé sur le volet ainsi que du niveau de pression acoustique généré. La formulation de St proposée est $St = \frac{fb(1-\sigma)}{U_{constriction}}$ où b est la hauteur du conduit et σ le rapport d'ouverture du conduit. La théorie de Nelson et Morfey permet d'obtenir un unique coefficient K pour $\alpha = 20^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$. Pour $\alpha = 10^\circ$ le coefficient K est différent de celui obtenu pour $\alpha = 20^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$. Pour $\alpha \geq 40^\circ$, les coefficients K varient suivant α .

Dans la littérature, des études théoriques [49] ont montré l'existence de phénomènes de résonance acoustique rencontrés dans un conduit en présence d'obstacles tels qu'un volet papillon, une plaque horizontale ou un ensemble de plaques. Ces résonances sont attribuées à la présence de modes piégés correspondant à des modes évanescents qui, sous l'effet d'une excitation aéroacoustique, peuvent induire des niveaux de bruit élevés. Dès 1966, Parker [50, 51] a mis en évidence expérimentalement ces modes (appelés modes de Parker) pour une plaque ou un ensemble de plaques horizontales situés au centre d'un conduit. Pour une configuration similaire à celle de Parker, Welsh *et al.* [52] ont mesuré l'amplification du bruit en présence d'écoulement lorsque la fréquence d'émission d'un tourbillon au niveau du volet coïncide avec les fréquences de Parker. Plus récemment, les modes de Parker ont été identifiés par une simulation en 2D de la pression acoustique sous et en aval d'une plaque horizontale d'épaisseur 2 mm située au centre d'un conduit de 80 mm de hauteur en présence d'un écoulement à faible nombre de Mach [53]. En 2013, une simulation, validée par des essais, a permis de calculer la pression acoustique rayonnée par l'association d'un volet et d'une grille de sortie [54] pour deux configurations présentées Figure IV.2. Le mode de Parker pour le mode plan β caractérisé par un fort niveau de la pression sur la simulation 2D et aussi sur le spectre de la pression rayonnée en aval de la grille de sortie aux fréquences de 2100 et 2400 Hz respectivement pour $\alpha = 90^\circ$ et pour $\alpha = 36^\circ$.

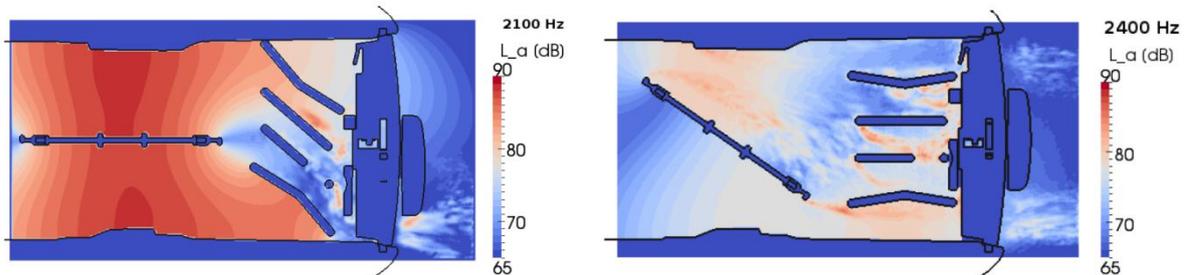


Figure IV.2 : Niveau de pression pour deux configurations d'association d'un volet et d'une grille [54].

Dans le cas d'une plaque horizontale située au centre du conduit (volet à $\alpha = 90^\circ$), Koch [55] calcule le champ de pression en 2D et en déduit les fréquences $f^* = \frac{fL_y}{c_0}$ correspondant aux résonances des modes $\beta(0,0)$, $\alpha(1,0)$, $\delta(0,1)$ et $\gamma(1,1)$ mis en évidence expérimentalement par Parker [51]. Les courbes de f^* sont tracées pour chaque mode en fonction du rapport l_0/L_y , avec l_0 la longueur du volet pour $\alpha = 90^\circ$ et sont représentées Figure IV.3.

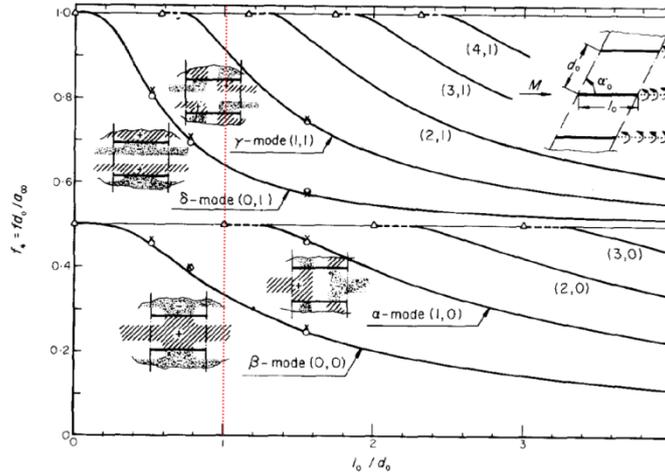


Figure IV.3 : Diagramme des modes de Parker en absence d'écoulement [55] pour $\alpha = 90^\circ$.

L'intersection des courbes de f^* avec $l_0/L_y = 1$ (ligne rouge) donnent les premières fréquences de résonance théoriques de Parker f_{th} pour $\alpha = 90^\circ$, calculées et résumées Tableau IV.1.

Mode	$f^* = \frac{f_{th}L_y}{c_0}$	$f_{th}(Hz)$
$\beta(0,0)$	0.33	1120
$\alpha(1,0)$	0.5	1700
$\delta(1,0)$	0.65	2210
$\gamma(1,1)$	0.91	3094

Tableau IV.1 : Fréquences de résonance des modes de Parker sans écoulement pour $\alpha = 90^\circ$.

Rim et Kim [56] mettent en évidence l'existence des modes de Parker pour le volet ouvert cependant le coefficient de transmission est égal à 1 si la plaque est centrée sur l'axe du conduit.

IV.3 Etude du volet académique

IV.3.1 Configurations d'étude

Le volet académique utilisé dans le cadre de cette étude est représenté Figure IV.4. Cet élément réalisé en plexiglas à bords droits est de largeur $L_x = 200\text{ mm}$, de hauteur $l = 100\text{ mm}$ et d'épaisseur $e = 4\text{ mm}$. L'angle d'ouverture α du volet est fixé par rapport à l'axe vertical (\vec{y}) et son axe de rotation est localisé a une hauteur de 50 mm au centre du conduit. Le volet est positionné au centre du tronçon test.

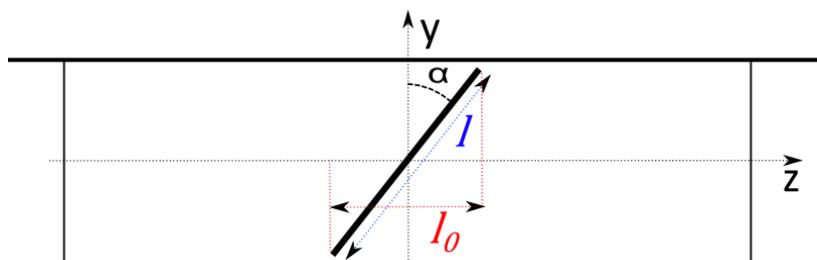


Figure IV.4 : Représentation du volet académique étudié.

Les configurations aérauliques étudiées pour le volet académique sont référencées dans le Tableau IV.2.

Configuration	Angle d'ouverture (°)	Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	90	0	0	0
2		100	1.18	1
3		300	3.44	5
4		600	6.95	16
5	75	0	0	0
6	60	0	0	0
7		100	1.18	3
8		300	3.44	30
9		400	4.75	44
10	45	0	0	0
11		100	1.18	13
12		200	2.38	51
13		300	3.44	117
14	30	0	0	0
15		100	1.18	76
16		150	1.71	174
17		200	2.38	308
18	15	0	0	0
19		50	0.59	426
20		100	1.18	1583

Tableau IV.2 : Configurations de mesure pour le volet académique.

IV.3.2 Matrice de diffusion

IV.3.2.1 En absence d'écoulement

Dans le cas sans écoulement, les résultats des coefficients de la matrice de diffusion sont comparés à ceux issus de la simulation numérique de l'expérience développée par ESI Group dans le cadre du projet CEVAS. Pour la simulation, les parois du conduit et du volet sont supposées parfaitement rigides.

IV.3.2.1.1 Coefficients de transmission

La Figure IV.5 représente les modules du coefficient $D_{00,00}^{21}$ mesurés et simulés suivant α .

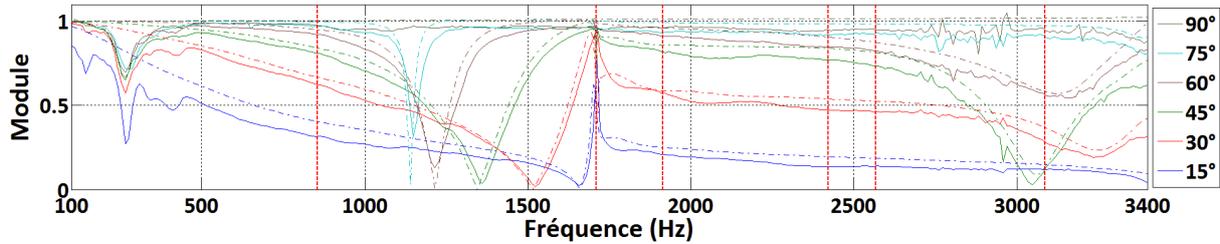


Figure IV.5 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ mesurés (trait plein) et simulés (trait pointillé).

Un très bon accord est trouvé entre mesure et simulation sauf autour de 280 Hz qui correspond aux fréquences de vibration du tronçon test comme observé chapitre III. Les écarts de module entre la mesure et la simulation proviennent de la dissipation non prise en compte par la simulation. Comme attendu, l'augmentation de α se traduit par une augmentation du module du coefficient $D_{00,00}^{21}$ jusqu'à atteindre une transmission totale pour $\alpha = 90^\circ$.

En présence d'un mode incident non-plan, tel que le mode $(m, n) = (0, 1)$, les modules du coefficient $D_{01,01}^{21}$ sont mesurés suivant α et représentés Figure IV.6. Comme pour le mode plan, l'augmentation de α se traduit par une augmentation du module du coefficient $D_{01,01}^{21}$.

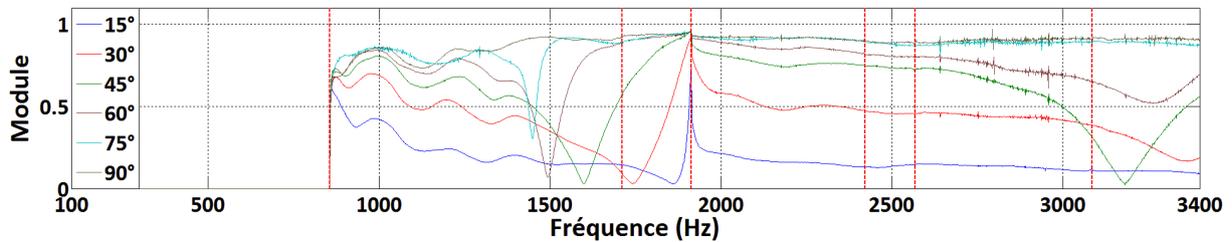


Figure IV.6 : Modules des coefficients $D_{01,01}^{21}$ mesurés (trait plein) et simulés (trait pointillé).

La perte par transmission (TL) décrite §II.4 est représentée Figure IV.7 suivant α . Le volet se comporte comme un silencieux dont les performances varient de 0 dB pour $\alpha = 90^\circ$ à 20 dB pour $\alpha = 15^\circ$.

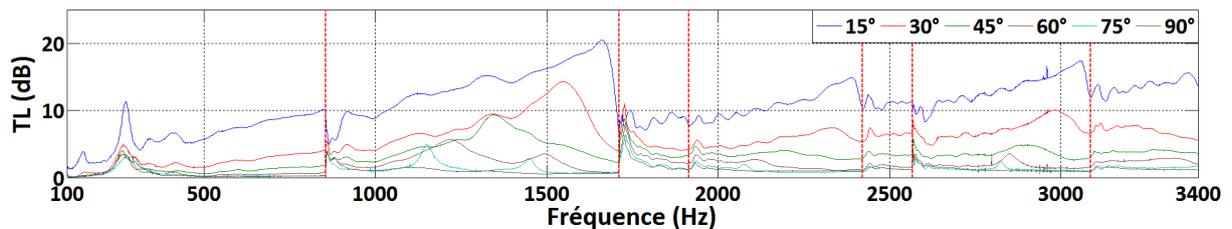


Figure IV.7 : Evolution de la TL suivant α .

IV.3.2.1.2 Modes de Parker

La Figure IV.5 montre qu'entre 1000 et 1700 Hz ainsi qu'entre 2500 et 3400 Hz, le module du coefficient $D_{00,00}^{21}$ prend des valeurs proches de 0 à des fréquences qui dépendent de α sauf pour $\alpha = 90^\circ$. Ces fréquences correspondent aux fréquences de résonance des modes de Parker. Ces fréquences ne sont pas observées pour $\alpha = 90^\circ$ en raison de la symétrie du volet dans son conduit comme indiqué par Rim et Kim [56].

Pour des volets inclinés, une approche alternative à celle proposée par Koch [55] est développée en considérant la longueur du volet projetée sur l'axe x et définie par $l_0 = l \sin(\alpha)$. Les valeurs de f^* sont calculées à partir du diagramme des modes de Parker (voir Figure IV.3). Les fréquences f_{th} sont comparées aux fréquences f_{exp} déduites de la Figure IV.5 lorsque le coefficient

$D_{00,00}^{21}$ diminue. Ces résultats sont référencés Tableau IV.3 et montrent un bon accord entre les fréquences théoriques et expérimentales des modes de Parker.

$\alpha(^{\circ})$	Mode	$f^* = \frac{f_{th}L_y}{c_0}$	$f_{th}(Hz)$	$f_{exp}(Hz)$
15	$\beta(0,0)$	0.48	1632	1650
30	$\beta(0,0)$	0.45	1530	1520
45	$\beta(0,0)$	0.4	1360	1350
	$\gamma(1,1)$	1	3400	3060
60	$\beta(0,0)$	0.35	1190	1210
	$\gamma(1,1)$	0.93	3162	3100
75	$\beta(0,0)$	0.34	1156	1150

Tableau IV.3 : Comparaison des fréquences des modes de Parker $\beta(0,0)$ et $\gamma(1,1)$ sans écoulement suivant α .

Des simulations par éléments finis permettent d’observer la distribution spatiale de la pression associée au mode $\beta(0,0)$ de Parker pour $\alpha = 75^{\circ}$ et $f = 1154 Hz$, fréquence de Parker mesurée pour le mode plan. Le champ de pression obtenu en 2D est représenté pour sa partie réelle Figure IV.8 et pour son module Figure IV.9. Un fort niveau est observé à proximité du volet.

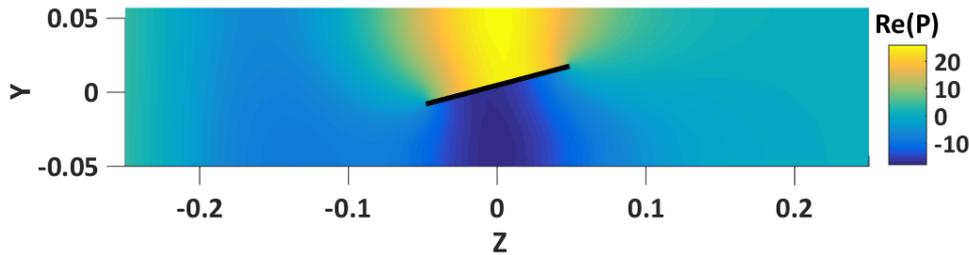


Figure IV.8 : Partie réelle du champ de pression acoustique autour du volet pour un mode plan incident, $\alpha = 75^{\circ}$, $f = 1154 Hz$.

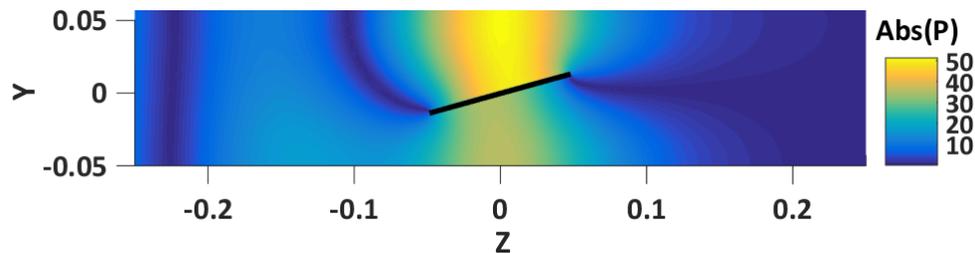


Figure IV.9 : Module du champ de pression acoustique autour du volet pour un mode plan incident, $\alpha = 75^{\circ}$, $f = 1154 Hz$.

Cette approche a été appliquée au mode (0,1) et les résultats sont référencés Tableau IV.4.

$\alpha(^{\circ})$	Mode	$f^* = \frac{f_{th}L_y}{c_0}$	$f_{th}(Hz)$	$f_{exp}(Hz)$
15	$\delta(0,1)$	0.97	3298	1863
45	$\delta(0,1)$	0.70	2480	1600

Tableau IV.4 : Comparaison des fréquences des modes de Parker sans écoulement suivant α .

Les fréquences théoriques et expérimentales sont différentes. En effet, les fréquences théoriques ont été observées sur une propagation 2D de la pression, or les modes non-plans ont une géométrie qui évolue en 3D dans un conduit de section rectangulaire. La simulation de la propagation de ces modes doit donc être effectuée en 3D pour obtenir les fréquences de Parker. La Figure IV.10 représente une cartographie 3D de la pression acoustique simulée autour du volet pour $\alpha = 60^\circ$ et $f = 1494$ Hz. La fréquence du mode de Parker issues de la simulation 3D correspond bien à celle observée pour les diminutions de $D_{01,01}^{21}$ (voir Figure IV.10).

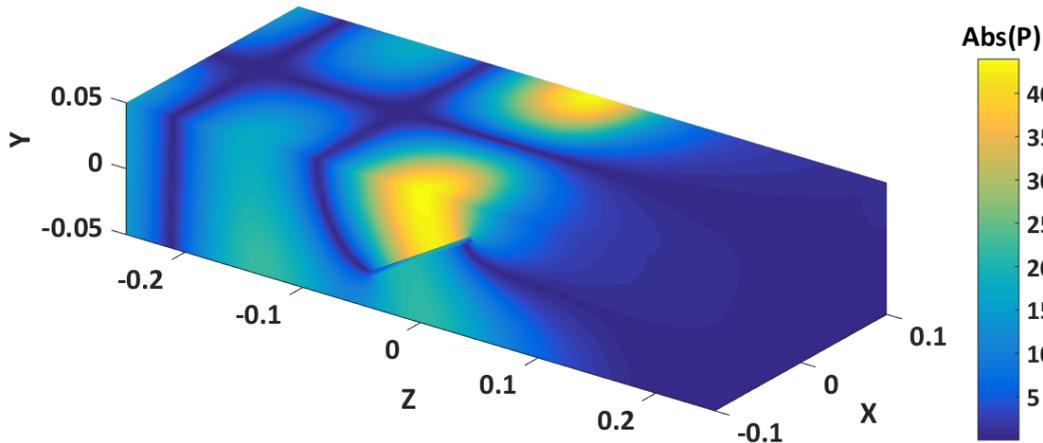


Figure IV.10 : Module de la pression acoustique autour du volet pour un mode incident $(m, n) = (0,1)$ pour $\alpha = 60^\circ$ à $f = 1494$ Hz.

IV.3.2.1.3 Conversion modale

Les modules des coefficients $D_{00,02}^{21}$ et $D_{00,10}^{21}$ représentant respectivement les conversions modales des modes $(m, n) = (0,2)$ et $(m, n) = (1,0)$ sur le mode plan sont représentés Figure IV.11 pour $\alpha = 15^\circ$ et comparés au coefficient $D_{00,00}^{21}$.

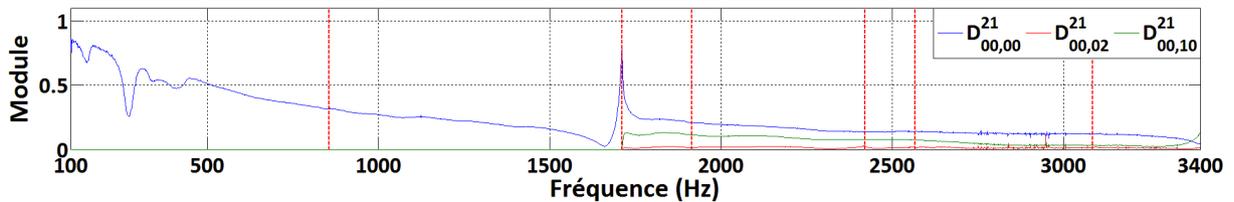


Figure IV.11 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan à $\alpha = 15^\circ$.

L'étude des coefficients de conversion modale a permis de déterminer la loi les régissant. Dans le cas d'un volet, les conversions apparaissent entre les modes d'indice n fixé et d'indices m pairs ainsi qu'entre les modes d'indice n fixé et d'indices m impairs. Seul le mode $(m, n) = (1,0)$ se convertit sur le mode plan. Concernant les modes d'ordre plus élevé, des conversions modales théoriques apparaissent entre les modes $(m, n) = (1,1)$ et $(m, n) = (0,1)$, entre les modes $(m, n) = (0,2)$ et $(m, n) = (1,2)$ ainsi qu'entre les modes $(m, n) = (1,3)$ et $(m, n) = (0,3)$. Les résultats expérimentaux pour les angles d'ouvertures non-présentés sont conformes à cette loi.

IV.3.2.1.4 Symétrie en transmission

Afin d'étudier la symétrie de la matrice de diffusion en absence d'écoulement, le coefficient D^{21} traduisant la transmission de l'amont vers l'aval est comparé au coefficient D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont. Pour $\alpha = 15^\circ$, cette comparaison pour le mode plan est représentée Figure IV.12.

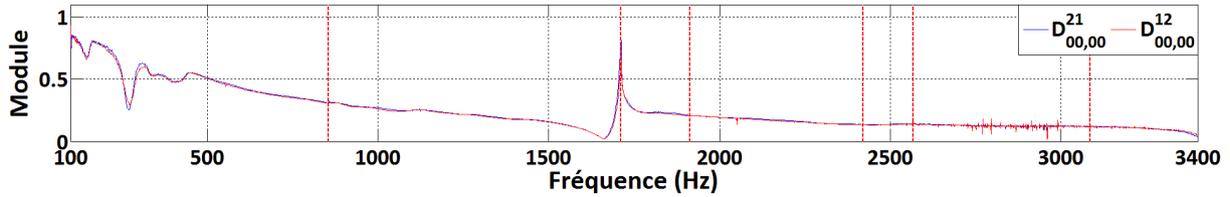


Figure IV.12 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ en absence d'écoulement pour à $\alpha = 15^\circ$.

Les modules se superposent indiquant la symétrie des coefficients de transmission. Les mêmes constatations sont valables pour les modes d'ordres élevés, les coefficients de réflexion ainsi que les angles non présentés.

IV.3.2.2 En présence d'écoulement

IV.3.2.2.1 Bande fréquentielle étudiée

Les difficultés de mesure rencontrées lors de l'étude du diaphragme et décrites Chapitre III n'ont pas été constatées sur le volet quel que soit α . Les spectres en présence d'écoulement seront présentés entre 100 et 3400 Hz.

IV.3.2.2.2 Coefficients de transmission

Les coefficients D^{21} et D^{11} mesurés en présence d'écoulement sont comparés au cas sans écoulement pour le mode plan et $\alpha = 15^\circ$, et représentés respectivement Figures IV.13 et IV.14.

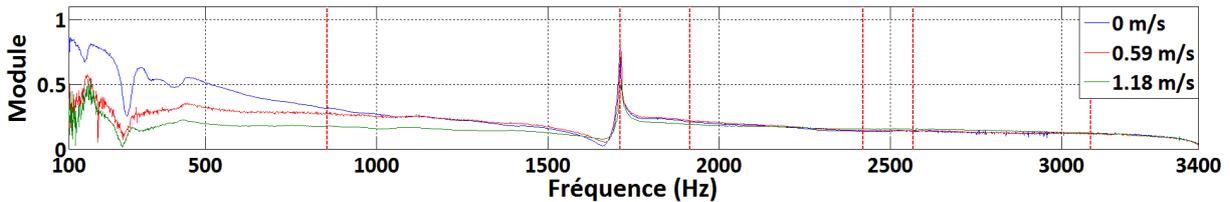


Figure IV.13 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D_{00,00}^{21}$ pour $\alpha = 15^\circ$.

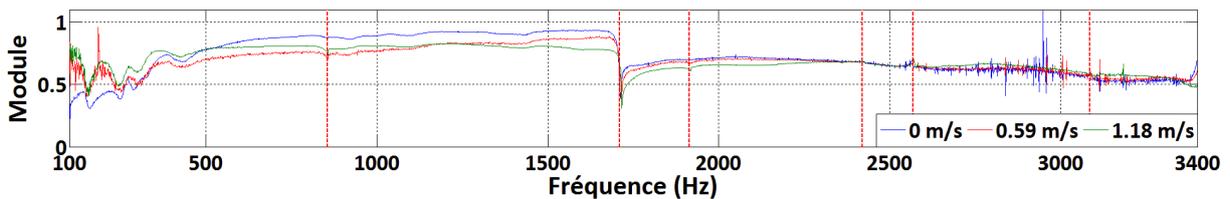


Figure IV.14 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D_{00,00}^{11}$ pour $\alpha = 15^\circ$.

Aux vitesses étudiées, la fréquence de Parker observée autour de 1700 Hz varie peu, l'effet de convection étant limité. La diminution significative des modules du coefficient $D_{00,00}^{21}$ et du coefficient $D_{00,00}^{11}$ suivant U résulte de l'augmentation de la dissipation en présence d'écoulement. Ceci est mis en relief par l'estimation du coefficient $D_{00,00}^{21,2} + D_{00,00}^{11,2}$ suivant U dans la bande fréquentielle associée au mode plan représenté Figure IV.15.

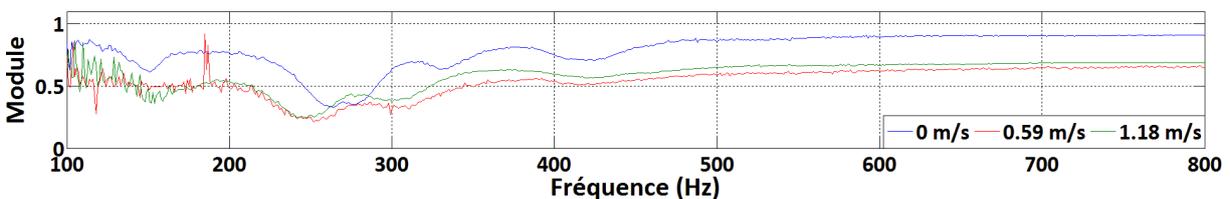


Figure IV.15 : Influence de l'écoulement sur le coefficient $D_{00,00}^{21,2} + D_{00,00}^{11,2}$ pour $\alpha = 15^\circ$.

L'augmentation de la dissipation par l'écoulement se limite à $\alpha < 45^\circ$ pour $U = 1.18 \text{ m/s}$ comme représenté Figure IV.16.

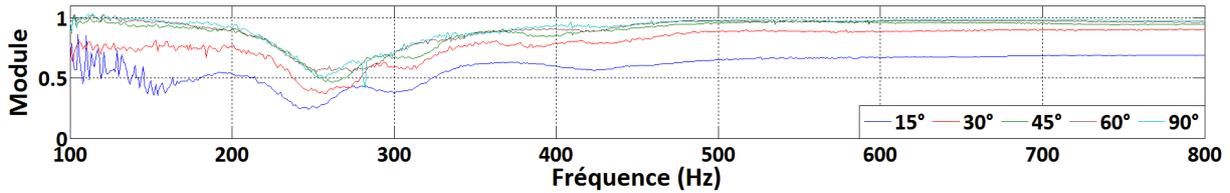


Figure IV.16 : Coefficient $D_{00,00}^{21} + D_{00,00}^{11}$ suivant α pour $U = 1.18 \text{ m/s}$.

Ces résultats sont aussi valables pour le TL où l'influence de l'écoulement se traduit par une augmentation aux faibles angles comme représenté Figure IV.17 pour $\alpha = 15^\circ$.

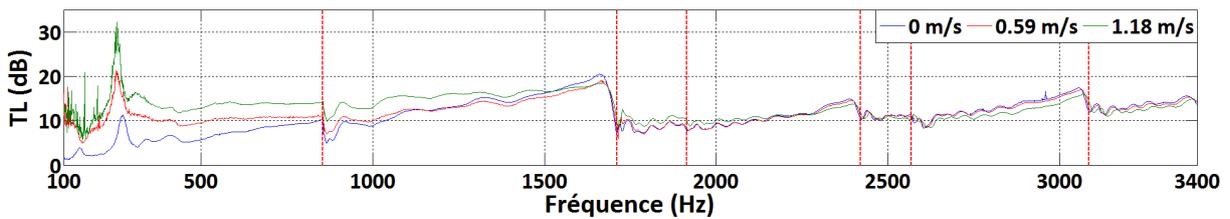


Figure IV.17 : TL suivant U pour $\alpha = 15^\circ$.

Pour $\alpha > 15^\circ$, l'influence de l'écoulement sur les coefficients de la matrice de diffusion est faible comme représenté Figure IV.18 pour le TL à $\alpha = 60^\circ$. Ce résultat est similaire à celui observé Chapitre III sur le diaphragme.

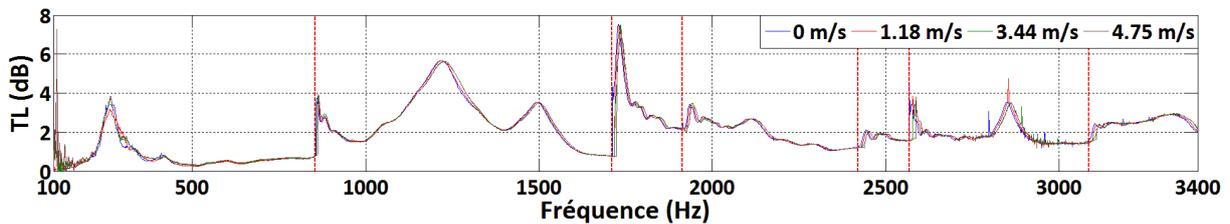


Figure IV.18 : TL suivant U pour $\alpha = 60^\circ$.

IV.3.2.2.3 Conversion modale

Les phénomènes de conversions modales suivent la même loi qu'en absence d'écoulement (voir Eq.(86)) comme représenté Figure IV.19 pour les conversions modales des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

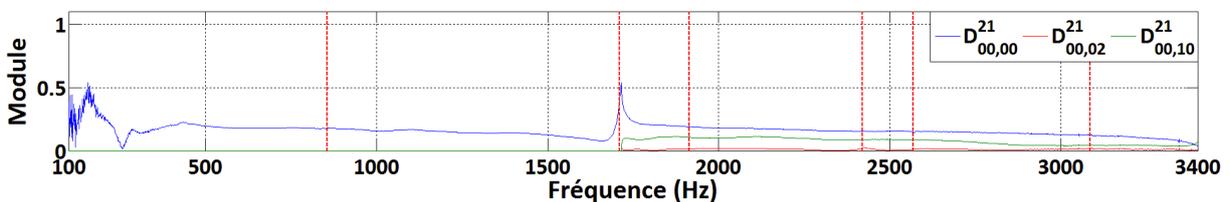


Figure IV.19 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

IV.3.2.2.4 Symétrie en transmission

L'effet de convection produit par l'écoulement est négligeable aux vitesses étudiés pour $\alpha > 15^\circ$. Les dissymétries des coefficients de transmission observées aux faibles angles proviennent de la dissipation comme indiqué Figure IV.20 pour le mode plan mesurés pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

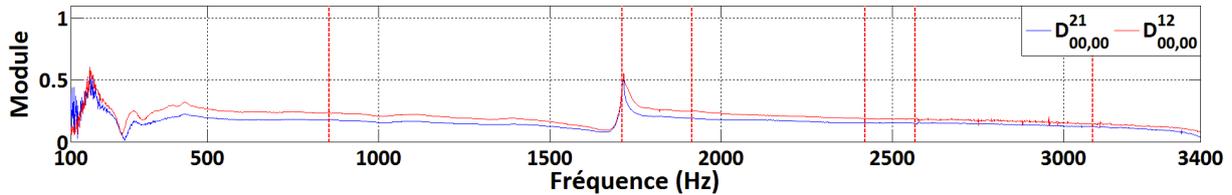


Figure IV.20 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

IV.3.2.3 Conclusion

En absence d'écoulement un bon accord est montré entre les coefficients de la matrice de diffusion mesurés et simulés quel que soit α . Les écarts de module proviennent de la dissipation non prise en compte par la simulation. Les phénomènes de conversion modale mesurés sont en accord avec les simulations et la logique inhérente à leur génération est décrite. Le comportement de type silencieux du volet est mis en relief par l'estimation du TL indiquant les fréquences atténuées ainsi que le niveau d'atténuation suivant α . Ces caractéristiques présentent un intérêt dans une optique de réduction du bruit rayonné par l'HVAC.

Les fréquences associées aux chutes des modules de coefficient de transmission d'un mode sur lui-même ont été identifiées pour l'ensemble des angles étudiés à l'exception de $\alpha = 90^\circ$. Ces fréquences correspondent aux fréquences de résonance des modes de Parker. Un travail complémentaire pourrait être réalisé avec un calcul du champ de pression acoustique en 3D qui prédirait les fréquences de résonance théoriques de ces modes.

En présence d'écoulement, une forte dissipation dont l'augmentation dépend de U est observée pour $\alpha = 15^\circ$. Les fréquences de Parker sont peu influencées par la variation faible de l'écoulement.

IV.3.3 Vecteur source

Le SWL mesuré est comparé à celui de la simulation développée par l'UTC dans le cadre du projet CEVAS pour $\alpha = 60^\circ$. Puis la définition de St , élément important pour l'analyse des résultats, est revue à partir de travaux existants.

Les résultats des SWL totales en amont et en aval du volet académique suivant U et α sont présentés. L'ensemble des mesures est analysé pour définir les courbes du coefficient K caractéristique du volet suivant α . L'observation d'une émergence dans le spectre des SWL est confrontée aux travaux trouvés dans la littérature.

IV.3.3.1 Puissances acoustiques totales

IV.3.3.1.1 Corrélation essai-calcul

Les SWL rayonnées en amont et en aval du volet sont déterminées pour $\alpha = 60^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$. Les SWL mesurés dans le cas aval sont comparés à ceux issus de la simulation numérique développée par l'UTC [2] comme le montre la Figure IV.21 (pas fréquentiel de 20 Hz).

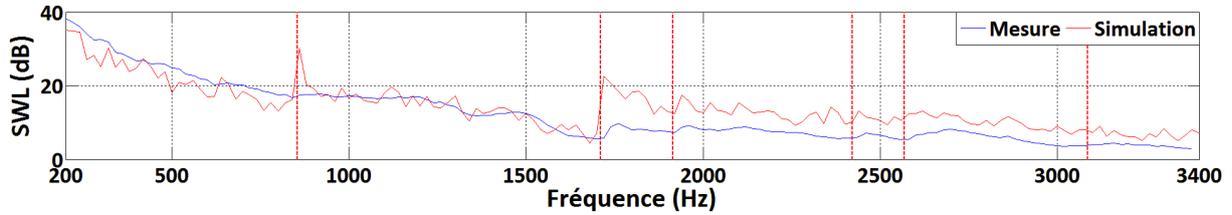


Figure IV.21 : Comparaison essai-calcul du SWL aval pour $\alpha = 60^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$.

Pour $f < 1700 \text{ Hz}$, un bon accord est observé entre les résultats expérimentaux et numériques sauf autour des fréquences de coupure du banc provenant de l'hypothèse de parois rigides utilisée pour la simulation. Pour $f > 1700 \text{ Hz}$, la simulation surestime le SWL avec un écart de 10 dB .

IV.3.3.1.2 Influence de α pour $U = 1.18 \text{ m/s}$

Afin de déterminer l'influence de α à U fixée, une vitesse commune de $U = 1.18 \text{ m/s}$ est retenue et correspond à la vitesse maximale mesurée pour le volet pour $\alpha = 15^\circ$. La Figure IV.22 représente les SWL rayonnés en amont et en aval par le volet suivant α pour $U = 1.18 \text{ m/s}$.

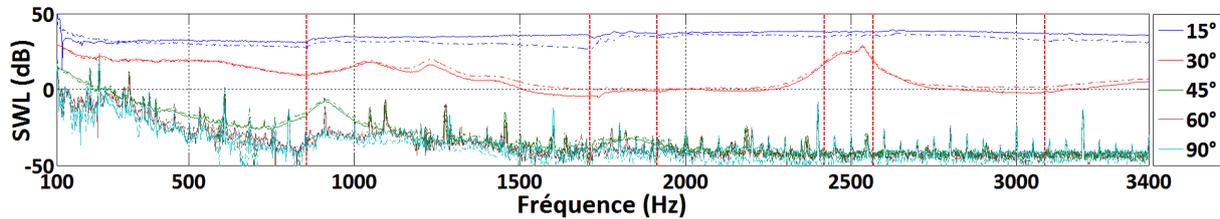


Figure IV.22 : SWL amont (trait plein) et aval (trait pointillé) suivant α pour $U = 1.18 \text{ m/s}$.

L'augmentation de α se traduit par une diminution des SWL qui convergent pour $\alpha > 45^\circ$ et atteignent la limite d'extraction de la composante acoustique de la source (mauvais rapport signal sur bruit ou absence de source). Les SWL amont et aval présentent des écarts dépendant de α pouvant atteindre un maximum de 4 dB pour $\alpha = 15^\circ$ entre 1000 et 2000 Hz . Des émergences sont observées pour $\alpha = 30^\circ$ autour de 1100 , 1200 , 1400 et 2500 Hz et pour $\alpha = 45^\circ$ autour de 900 et 1900 Hz .

IV.3.3.1.3 Influence de U pour $\alpha = 45^\circ$

La Figure IV.23 représente les SWL rayonnés en amont et en aval du volet suivant U pour $\alpha = 45^\circ$.

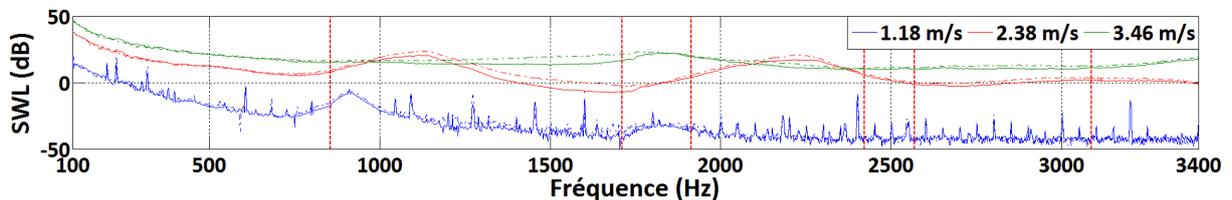


Figure IV.23 : SWL amont (trait plein) et aval (trait pointillé) suivant U pour $\alpha = 45^\circ$.

Pour α fixé, l'augmentation de U se traduit par une augmentation des SWL amont et aval. Les niveaux amont et aval sont similaires sauf entre 1000 et 2000 Hz où un écart de 4 dB est observé. Comme précédemment, des émergences sont observées pour $\alpha = 45^\circ$. Une étude complémentaire destinée à interpréter ces émergences est présentée après la définition du St nécessaire pour celle-ci.

IV.3.3.1.4 Définition du nombre de Strouhal

Le nombre de Strouhal St est une grandeur nécessaire à l'analyse physique des phénomènes aéroacoustiques et est introduit en particulier pour la réduction des données sous la forme du coefficient K . Dans le cas du diaphragme, la dimension caractéristique d utilisée pour la définition de St est déduite de la perte de charge. L'application de cette définition dans le cas du volet montre que la valeur de d la plus élevée est obtenue pour $\alpha = 90^\circ$ et la plus faible pour $\alpha = 15^\circ$ à U fixée. Ces résultats sont en contradiction avec ceux décrits dans la littérature [19, 52] qui indiquent que pour $\alpha = 90^\circ$, d doit correspondre à l'épaisseur du volet.

Une définition de St pour le volet est proposée par Guérin [19]

$$St = f_c d / U_{jet} \tag{78}$$

avec U_{jet} la vitesse de jet supposée égale sur les ouvertures du volet comme représenté Figure IV.24.

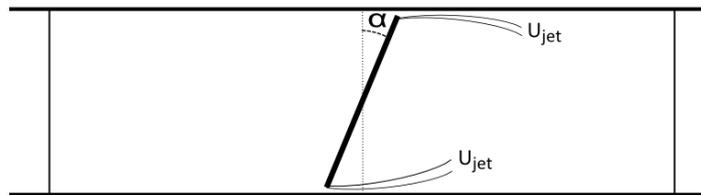


Figure IV.24 : Représentation de la vitesse d'écoulement autour du volet.

La conservation du débit permet d'estimer U_{jet} par

$$U_{jet} = \frac{U_{constriction}}{2}, \tag{79}$$

avec $U_{constriction}$ définie à partir de la perte de charge comme décrit pour le diaphragme (voir Eq.(75)).

La valeur de d a fait l'objet de nombreux travaux [18, 49, 51, 57] proposant plusieurs définitions. Celle retenue dans ce chapitre est avancée par Chen et Fang [58] qui, lors de travaux sur la détermination de la fréquence de détachement tourbillonnaire en champ libre par un volet, proposent une définition de d intégrant la hauteur H du volet, son épaisseur B et l'angle du biseau β en fonction de α comme représenté Figure IV.25.

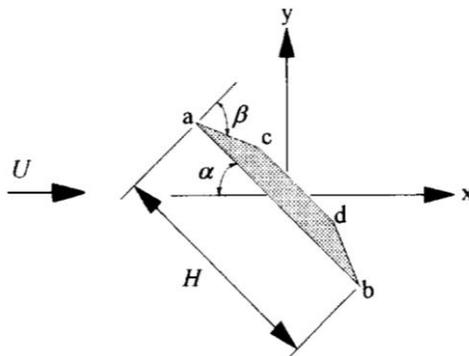


Figure IV.25 : Géométrie du volet par rapport à la vitesse d'écoulement [58].

La description du champ tourbillonnaire autour d'un volet montre l'existence de deux types de détachement tourbillonnaire définis par rapport à un angle critique α_1 . Pour $\alpha > \alpha_1$, le détachement intervient uniquement sur le bord 'a' du volet. Pour $\alpha < \alpha_1$, le détachement intervient sur les bords 'a' et 'c' du volet. La dimension caractéristique du volet dépend de α_1 et est définie par sa hauteur projetée sur l'axe x ainsi que l'angle β

$$d = \begin{cases} H \sin(\alpha) & \alpha \geq \alpha_1 \\ (H - B \tan(\beta)) \sin(\alpha) + B \sin(\pi - \alpha) & \alpha \leq \alpha_1. \end{cases} \quad (80)$$

Cette définition est appliquée au volet étudié durant cette thèse ($\beta = 0$) et les notations sont adaptées :

$$d = \begin{cases} l \sin(90 - \alpha) & \alpha \leq 35^\circ \\ l \sin(90 - \alpha) + e \sin(\alpha) & \alpha \geq 35^\circ. \end{cases} \quad (81)$$

La valeur de l'angle critique $\alpha_1 = 35^\circ$ est définie par interpolation des données de Chen et Fang [58].

IV.3.3.1.5 Analyse physique des spectres de SWL

Des mesures supplémentaires sont réalisées pour $\alpha = 45^\circ$ afin d'étudier les émergences de *SWL*. Pour cela, des mesures préliminaires sont effectuées pour une large gamme de débit afin de localiser des émergences. Puis, des mesures avec émergences dans une gamme restreinte de débit sont effectuées suivant les configurations référencées Tableau IV.5.

Configuration	Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	240	2.8	73
2	250	2.93	77
3	260	3.04	88
4	270	3.15	94
5	280	3.27	100
6	290	3.39	110
7	300	3.46	116

Tableau IV.5 : Configurations de mesure pour l'analyse des émergences pour $\alpha = 45^\circ$.

Les *SWL* rayonnés en aval du volet pour $\alpha = 45^\circ$ sont représentés suivant la fréquence et *St* respectivement Figures IV.26 et IV.27.

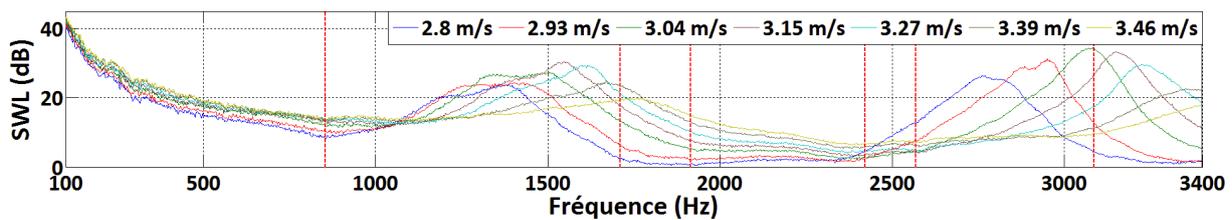


Figure IV.26 : *SWL* aval en fonction de la fréquence.

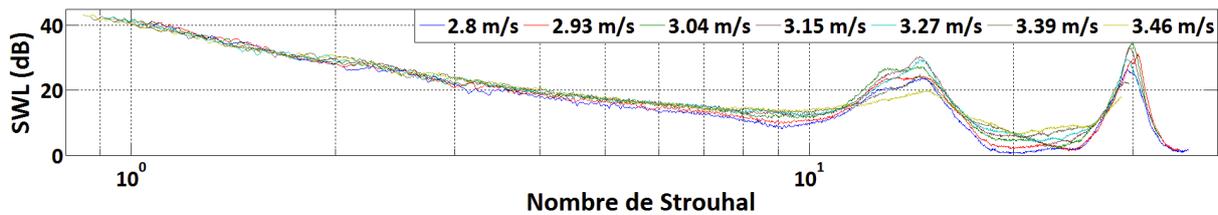


Figure IV.27 : *SWL* aval en fonction de *St*.

Les résultats obtenus indiquent que les maximums de niveau SWL_{max} et les fréquences correspondantes f_{max} sont localisés dans deux bandes de fréquences harmoniques et dépendent de

U . La représentation des SWL en fonction de St défini Eq.(78) indique que ces émergences apparaissent pour $St = 14.2$ et $St = 28.4$ et leur amplitude évolue avec U .

L'évolution des SWL_{max} aval et des f_{max} associées en fonction de U pour ces deux valeurs de St est représentée Figure IV.28.

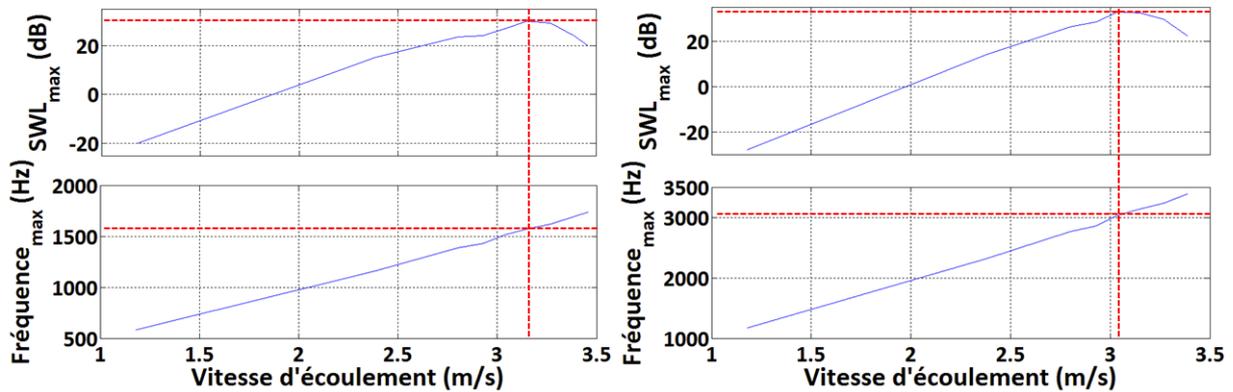


Figure IV.28 : Représentation des SWL_{max} aval et f_{max} en fonction de U pour $St = 14.2$ (à gauche) et $St = 28.4$ (à droite).

La variation linéaire de f_{max} en fonction de U montre que f_{max} correspond à la fréquence de détachement tourbillonnaire. De plus, les SWL_{max} sont supposés croître linéairement en fonction de U mais passent par un maximum autour de $U = 3.1 \text{ m/s}$ correspondant à $f_{max} = 1500 \text{ Hz}$ et $f_{max} = 3040 \text{ Hz}$. Ce phénomène peut être expliqué selon Welsh [52] par la coïncidence de f_{max} avec les fréquences de résonance des modes de Parker f_{th} calculés §IV.3.2.1.2. Pour confirmer l'analyse ci-dessus, un travail expérimental complémentaire serait à réaliser et consisterait à dresser une cartographie de la pression acoustique autour du volet ainsi qu'une cartographie de la vitesse de l'écoulement dans les conditions (U, α) concernées.

IV.3.3.2 Théorie de Nelson et Morfey

Comme précisé dans l'état de l'art, la théorie de Nelson et Morfey a très peu été étudiée sur le volet et notamment pour $\alpha < 40^\circ$. Une première partie comprend l'estimation des lois d'évolution des SWL en fonction de St et de α . La seconde partie a pour objectif de déterminer le coefficient K du volet suivant α .

IV.3.3.2.1 Evolution du SWL en fonction de St

L'application de la théorie développée par Nelson et Morfey suppose que l'élément étudié génère un champ de puissance acoustique suivant un modèle dipolaire. A St fixé, le SWL suit une évolution en U^4 pour une propagation en mode plan et U^6 pour une propagation multimodale sous réserve d'une densité modale suffisante.

Les niveaux de SWL suivant α sont déterminés à trois valeurs St_1, St_2 et St_3 correspondants respectivement à une propagation uniquement en mode plan, une propagation mode plan ou multimodale et une propagation uniquement multimodale. Ces résultats sont référencés pour les niveaux aval dans le Tableau IV.6.

Angle d'ouverture (°)	Nombre de Strouhal	Evolution en aval
15	$St_1 = 2$	U^{17}
	$St_2 = 4$	U^{24}
	$St_3 = 8$	U^{28}

30	$St_1 = 4$	$U^{8.6}$
	$St_2 = 10$	U^{11}
	$St_3 = 20$	U^{20}
45	$St_1 = 6$	U^7
	$St_2 = 18$	U^{18}
	$St_3 = 28$	U^{18}
60	$St_1 = 6$	$U^{1.2}$
	$St_2 = 16$	$U^{6.7}$
	$St_3 = 24$	$U^{8.4}$
90	$St_1 = 0.4$	$U^{2.6}$
	$St_2 = 1.2$	$U^{2.8}$
	$St_3 = 2$	$U^{3.3}$

Tableau IV.6 : Lois d'évolution du *SWL* en aval du volet.

Les lois d'évolution de *SWL* varient suivant la densité modale et se rapprochent d'un comportement dipolaire lorsque α augmente. Les puissances importantes observées pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$ correspondent à celles déjà observées par Guérin [19].

IV.3.3.2.2 Coefficients *K* en fonction de α

La Figure IV.29 représentent la superpositions des coefficients *K* en aval du volet en fonction de *U* pour $\alpha = 30^\circ$.

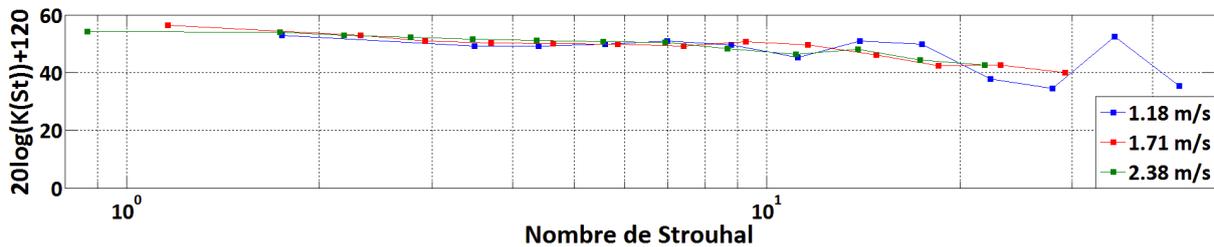


Figure IV.29 : Coefficients *K* en aval du volet en fonction de *U* pour $\alpha = 30^\circ$.

Les écarts observés sont supérieurs à l'erreur de mesure des coefficients *K* décrite Annexe 2. Pour $St < 10$, les écarts entre les coefficients *K* pour différentes vitesses sont de l'ordre de 2 dB. Pour $St > 10$, les écarts observés entre les coefficients *K* pour différentes vitesses proviennent des fréquences de Parker. Ces résultats indiquent que la réduction des données demeure applicable sauf en présence d'émergences.

La procédure de détermination des *K* moyennés en amont et en aval est appliquée pour chaque valeur de α à l'exception de $\alpha = 90^\circ$ en raison des limites d'extraction du vecteur source. Les résultats sont représentés dans le cas aval Figure IV.30. Ces courbes montrent que le coefficient *K* varie en fonction de α . Les données de *Q* et de ΔP fournissant la caractérisation aéraulique du volet sont représentées suivant α Figure IV.31.

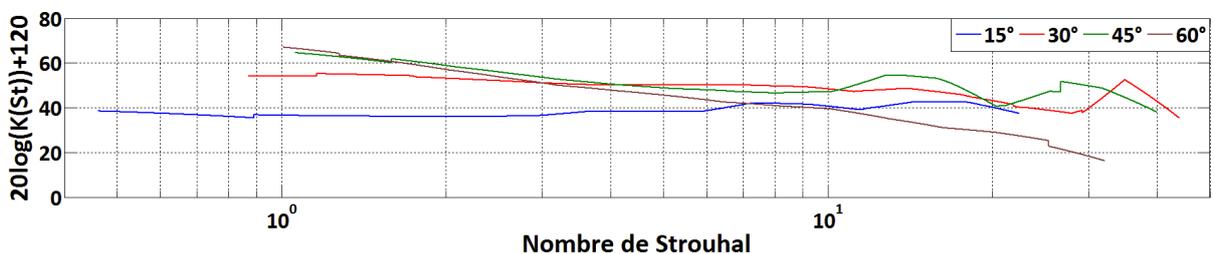


Figure IV.30 : Coefficients K moyens en aval du volet académique suivant α .

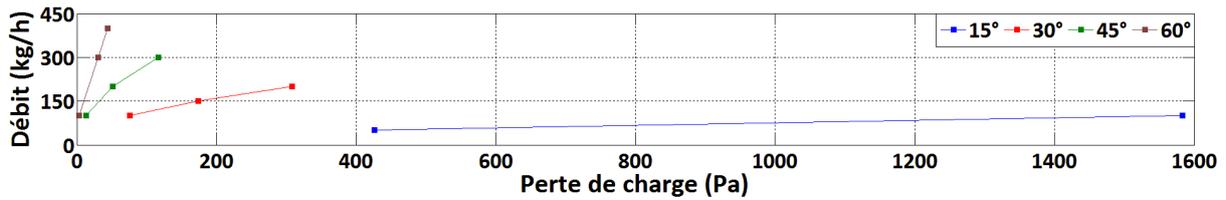


Figure IV.31 : Courbe $Q/\Delta P$ du volet académique suivant α .

IV.3.3.3 Conclusion

Les SWL rayonnés en amont et en aval par un volet académique en interaction avec un écoulement ont montré que le spectre de SWL de la source évolue suivant α et U . En effet, à U fixée, l'augmentation de α se traduit par une diminution de SWL jusqu'à une convergence pour $\alpha > 45^\circ$ liée à un rapport signal sur bruit trop faible ou à une source inexistante. A α fixé, l'augmentation de U se traduit par une augmentation des SWL . A volet faiblement ouvert, l'évolution des SWL suivant U est beaucoup plus élevée qu'attendu pour une source dipolaire. Celle-ci diminue suivant l'augmentation de α pour se rapprocher d'un comportement dipolaire.

Les mesures de SWL ont mis en évidence des émergences dans le spectre pour des configurations de U et α . Une analyse basée sur les travaux relatifs à l'existence de modes piégés a permis de montrer que ces émergences sont provoquées par la coïncidence entre la fréquence de décrochement des tourbillons et les fréquences de Parker.

Les coefficients K peuvent être considérés comme représentatifs du volet suivant α à l'exception des St correspondant aux phénomènes de Parker. Couplées aux caractérisations aérauliques, les K moyens constituent un outil prédictif du bruit aéroacoustique du volet.

IV.3.4 Bilan de puissance acoustique

Dans cette étude, seule la méthode indirecte permettant d'estimer les potentiels est appliquée et la contribution du tronçon droit est soustraite. L'étude comprend l'évaluation des potentiels de ΔW suivant α en absence d'écoulement puis en présence d'écoulement. Il est à noter qu'autour des fréquences de coupure du banc, le spectre des maximums de ΔW est entaché d'une erreur importante.

IV.3.4.1 En absence d'écoulement

Les potentiels minimum et maximum de ΔW sont calculés en absence d'écoulement suivant α et représentés respectivement Figures IV.32 et IV.33.

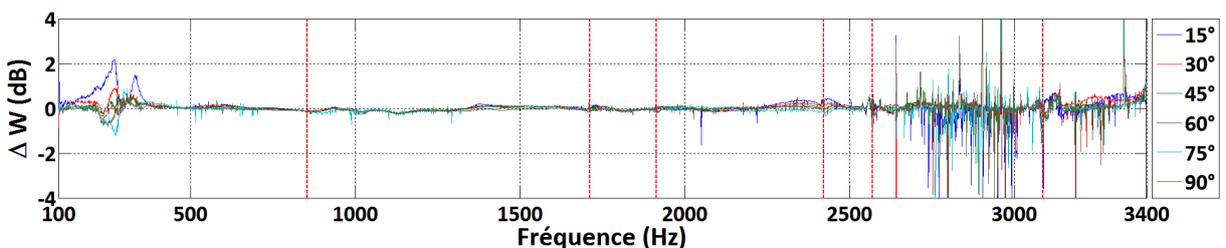


Figure IV.32 : Potentiel minimum de ΔW en absence d'écoulement.

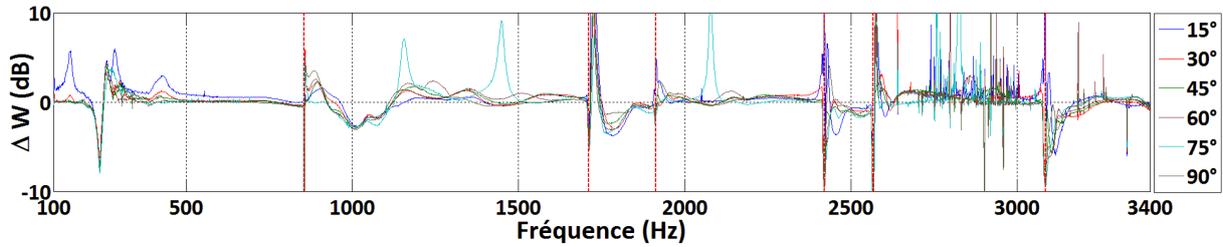


Figure IV.33 : Potentiel maximum de ΔW en absence d'écoulement.

En absence d'écoulement, les potentiels de ΔW doivent traduire le caractère réactif du volet. Le potentiel minimum prend une valeur proche de 0 pour les fréquences supérieures à 400 Hz ce qui permet de valider le caractère réactif du volet quel que soit α . En dessous de 400 Hz des disparités pouvant atteindre 2 dB proviennent de la vibration du tronçon test. En hautes fréquences, l'aspect bruité des résultats provient des mesures bruitées de la matrice de diffusion.

Les fluctuations observées sur le potentiel maximum à 150, 240, 258 et 284 Hz sont liées à la vibration du tronçon ainsi qu'à la méthode de calcul des potentiels sans la contribution du tronçon. Pour les fréquences supérieures à 400 Hz, le potentiel maximum demeure inférieur à 2 dB quel que soit α sauf pour $\alpha = 75^\circ$ où des pics sont observés à 1150, 1450 et 2080 Hz. Ces pics correspondent aux fréquences auxquelles le volet adopte un comportement de type silencieux.

IV.3.4.2 En présence d'écoulement

Les potentiels minimum et maximum de ΔW sont calculés en présence d'un écoulement pour $U = 1.18 \text{ m/s}$ suivant α et sont représentés respectivement Figures IV.34 et IV.35.

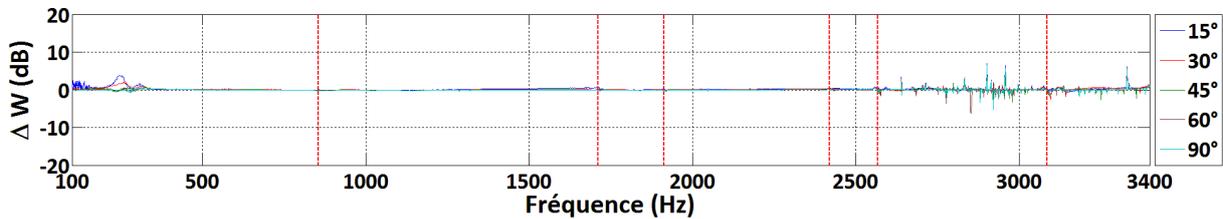


Figure IV.34 : Potentiel minimum de ΔW pour $U = 1.18 \text{ m/s}$.

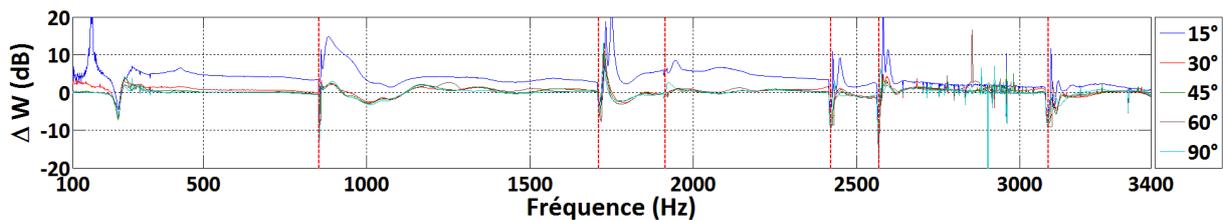


Figure IV.35 : Potentiel maximum de ΔW pour $U = 1.18 \text{ m/s}$.

A U fixée, l'évolution de α n'a pas d'influence significative sur le potentiel minimum proche de 0 sauf autour des fréquences de vibration du tronçon test. L'influence de α sur le potentiel maximum se traduit par une faible augmentation du potentiel de l'ordre de 0.7 dB aux angles allant de 90° à 30°. Pour $\alpha = 15^\circ$, l'augmentation de la dissipation est significative et atteint un ordre de grandeur de 4 dB jusqu'à 2500 Hz.

Les potentiels minimum et maximum de ΔW sont calculés pour $\alpha = 15^\circ$ suivant U et sont représentés respectivement Figures IV.36 et IV.37.

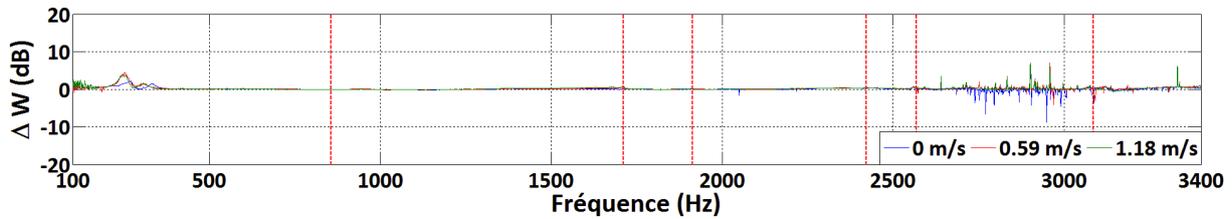


Figure IV.36 : Potentiel minimum de ΔW pour $\alpha = 15^\circ$ en présence d'écoulement.

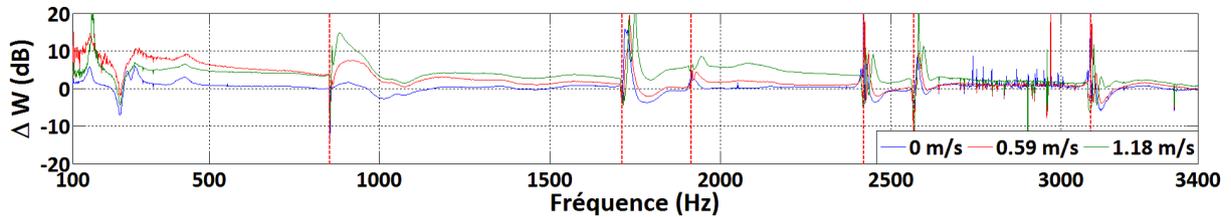


Figure IV.37 : Potentiel maximum de ΔW pour $\alpha = 15^\circ$ en présence d'écoulement.

Malgré une faible gamme de valeur de U à $\alpha = 15^\circ$, l'augmentation de U se traduit par une augmentation des potentiels maximums. Les potentiels minimums prennent une valeur proche de 0 indiquant que l'influence de U est négligeable. Ces résultats indiquent que le volet faiblement ouvert en présence d'écoulement est un élément dissipatif. Pour les angles supérieurs, le volet est un élément purement réactif.

IV.3.4.3 Conclusion

Les investigations menées ont montré qu'en absence d'écoulement, le volet est un élément réactif quel que soit α . Dans les conditions d'écoulement étudiées, le volet devient dissipatif aux faibles angles.

IV.4 Etude du volet industriel

IV.4.1 Configurations d'étude

Le volet industriel, utilisé dans le cadre de ces travaux, a été réalisé par le bureau d'étude de Valeo à partir du design de l'HVAC retenu pour le projet CEVAS. Les dimensions ont été adaptées à la section du tronçon test. Ce volet comprend des déflecteurs sur ses surfaces permettant de répondre aux exigences aérothermiques ainsi qu'un joint d'étanchéité positionné sur ses bords. Il est à noter que le volet industriel présente une dissymétrie par rapport à son axe de rotation comme représenté Figure IV.38. L'épaisseur moyenne est de 5 mm et l'angle d'ouverture est fixé à l'aide d'un système comportant une butée avec des incréments de 15° .

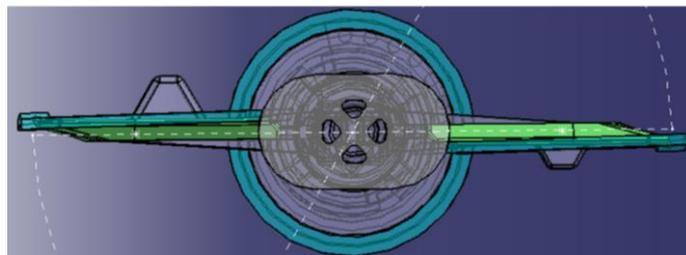


Figure IV.38 : Représentation du volet industriel.

Le volet est composé d'un cadre fixe, appelé Housing, pouvant être assimilé à un diaphragme dont les bords sont d'une hauteur de 5 mm comme représenté Figure IV.39. Les joints fixés sur les bords du volet permettent d'assurer l'étanchéité par contact avec le Housing.

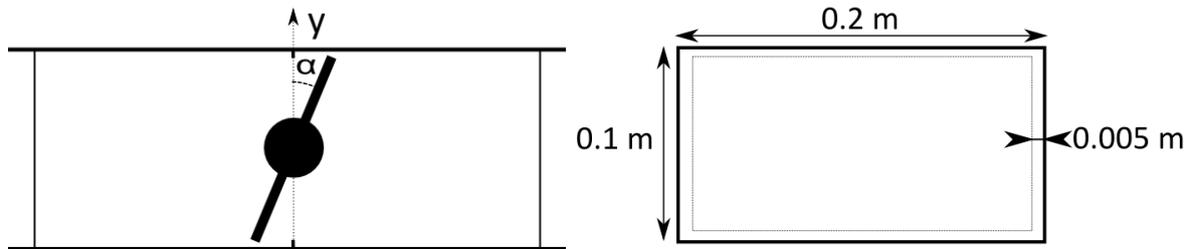


Figure IV.39 : Représentation du tronçon contenant le volet industriel.

Les essais sur le volet industriel ont été réalisés suivant les configurations référencées dans le Tableau IV.7.

Configuration	Angle d'ouverture (°)	Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	90	0	0	0
2		100	1.18	1
3		300	3.44	7
4		500	5.84	12
5		600	6.95	16
6		700	8.18	22
7	60	0	0	0
8		100	1.18	5
9		300	3.44	44
10		400	4.75	72
11		500	5.84	102
12	45	0	0	0
13		100	1.18	14
14		200	2.38	58
15		300	3.44	132
16	400	4.75	196	
17	30	0	0	0
18		100	1.18	55
19		150	1.71	126
20		200	2.38	221
21	15	0	0	0
22		50	0.59	70
23		100	1.18	279
24		150	1.74	640

Tableau IV.7 : Configurations de mesure pour le volet industriel.

IV.4.2 Comportement aéroulque du volet en conduit

La Figure IV.40 présente la composante axiale de la moyenne de la vitesse de l'écoulement \bar{u}_z , et les lignes de courant autour du volet industriel pour une vitesse moyenne de 0.5 m/s et $\alpha = 15^\circ$. La structure de l'écoulement autour du volet industriel est différente de celle décrite pour le volet académique avec un seul jet présent en aval du volet. Ce jet a une vitesse d'environ deux fois plus élevée que ceux observés sur un volet académique. La géométrie des deux zones tourbillonnaires en amont est aussi différente avec une zone tourbillonnaire supplémentaire près du Housing. Ces différences avec le volet industriel sont liées à la géométrie du volet industriel et à la présence de son Housing.

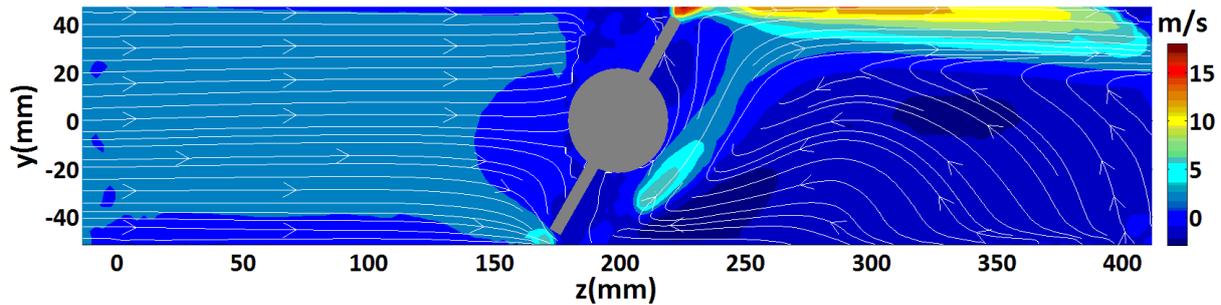


Figure IV.40 : Composante de la vitesse moyenne \bar{u}_z autour du volet industriel pour $U = 0.5 \text{ m/s}$ et $\alpha = 15^\circ$.

IV.4.3 Matrice de diffusion

Les résultats de coefficients de la matrice de diffusion sont présentés et comparés à ceux du volet académique.

IV.4.3.1 En absence d'écoulement

IV.4.3.1.1 Coefficients de transmission

Les Figures IV.41 et IV.42 représentent les modules du coefficient $D_{00,00}^{21}$ mesurés pour le volet industriel et comparés au volet académique respectivement pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 45^\circ$.

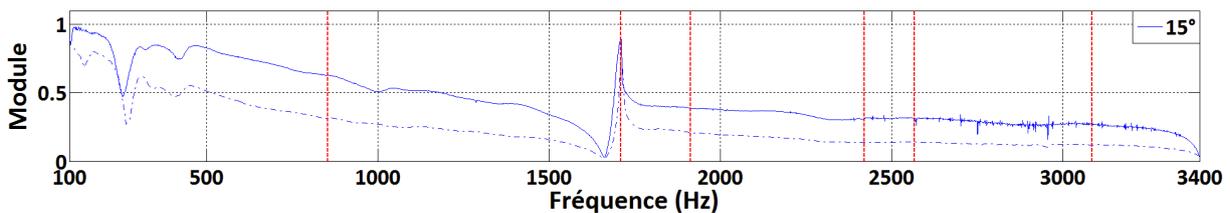


Figure IV.41 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 15^\circ$.

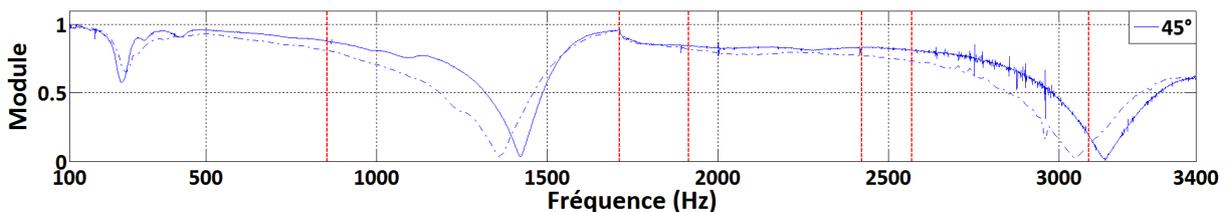


Figure IV.42 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 45^\circ$.

La comparaison des résultats entre les deux géométries indique des écarts de module notamment aux faibles angles. Ces écarts dépendent de α et proviennent de la différence de dissipation entre les

deux géométries mise en relief par l'estimation du coefficient $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ représenté Figures IV.43 et IV.44 dans la bande fréquentielle associée au mode plan respectivement pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 45^\circ$. Ces résultats indiquent une dissipation plus élevée pour le volet académique à $\alpha = 15^\circ$.

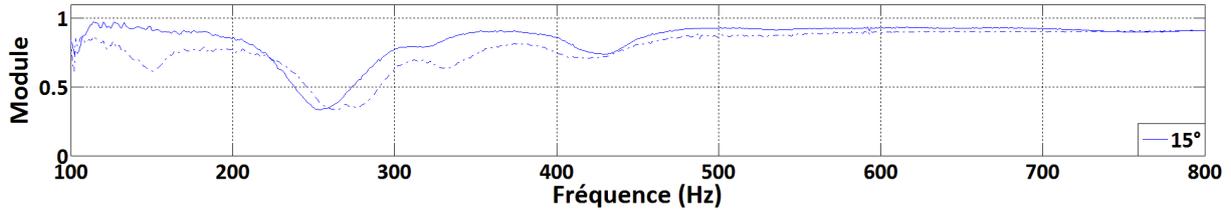


Figure IV.43 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 15^\circ$.

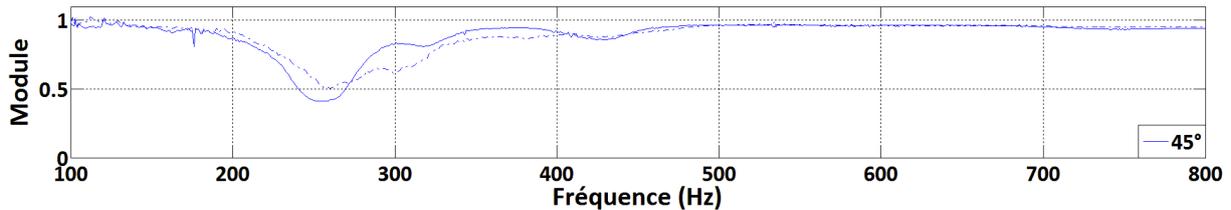


Figure IV.44 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}{}^2 + D_{00,00}^{11}{}^2$ pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 45^\circ$.

Les Figures IV.41 et IV.42 montrent que les fréquences des modes de Parker sont aussi observées pour le volet industriel. Les écarts de fréquence entre les volets industriel et académique proviennent de la dissymétrie du volet industriel.

Le TL est estimé et comparé à celui du volet académique comme représenté Figure IV.45 pour $\alpha = 15^\circ$.

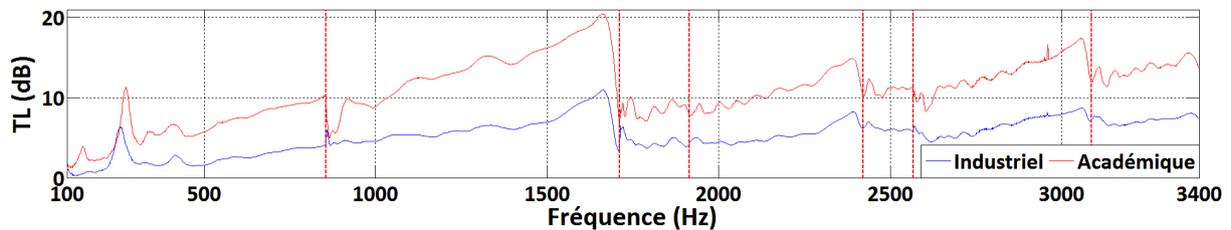


Figure IV.45 : Evolution du TL suivant la géométrie du volet pour $\alpha = 15^\circ$.

Le comportement de type silencieux est conservé par la géométrie industrielle. Pour α fixé, les fréquences d'atténuation sont indépendantes de la géométrie mais peuvent différer à cause de la dissymétrie du volet industriel. Les niveaux d'atténuation sont différents en raison des différences de géométrie entre les deux volets.

IV.4.3.1.2 Conversion modale

Les phénomènes de conversion modale présents sur le volet industriel sont similaires à ceux observés sur le volet académique. Cependant, la présence du Housing assimilable à un diaphragme, crée des conversions modales conformes à la loi décrite Eq.(80) pour le diaphragme comme représenté Figure IV.46 pour $\alpha = 30^\circ$. Ces observations sont valables pour les angles d'ouverture non présentés.

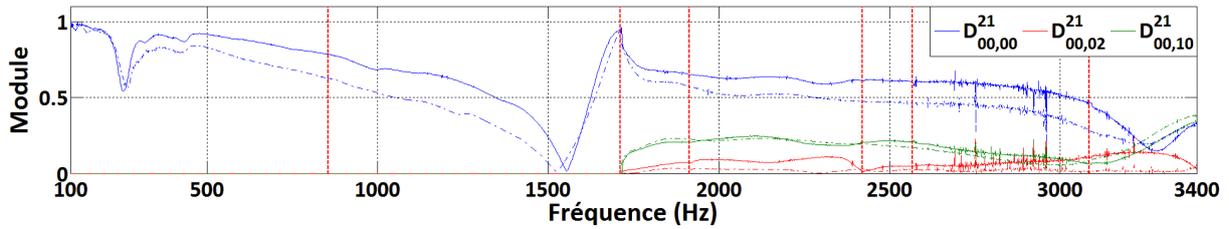


Figure IV.46 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan à $\alpha = 30^\circ$ pour le volet industriel (trait plein) et pour le volet académique (trait pointillé).

IV.4.3.1.3 Symétrie en transmission

Afin d'étudier la symétrie de la matrice de diffusion en absence d'écoulement, le coefficient D^{21} traduisant la transmission de l'amont vers l'aval est comparé au coefficient D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont. Pour $\alpha = 15^\circ$, cette comparaison pour le mode plan est représentée Figure IV.47.

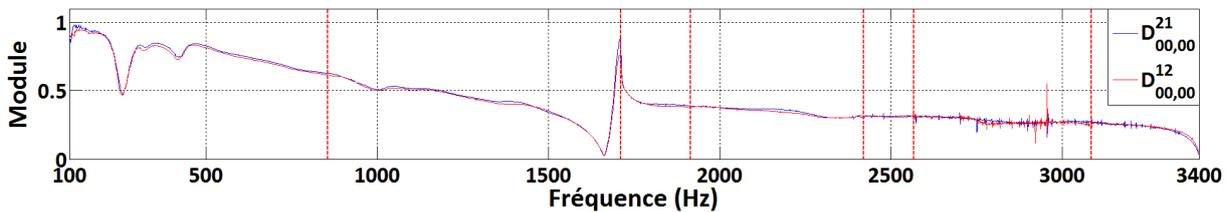


Figure IV.47 : Modules des coefficients $D^{21}_{00,00}$ et $D^{12}_{00,00}$ à $\alpha = 15^\circ$ pour le volet industriel sans écoulement.

La géométrie du volet n'a pas d'influence sur la symétrie en transmission. Ces remarques sont valables pour les modes d'ordres élevés, les coefficients de réflexion ainsi que les angles non présentés.

IV.4.3.2 En présence d'écoulement

IV.4.3.2.1 Coefficients de transmission

Les coefficients D^{21} mesurés en présence d'écoulement sont comparés au cas sans écoulement pour le mode plan, $\alpha = 15^\circ$ et sont représentés Figure IV.48.

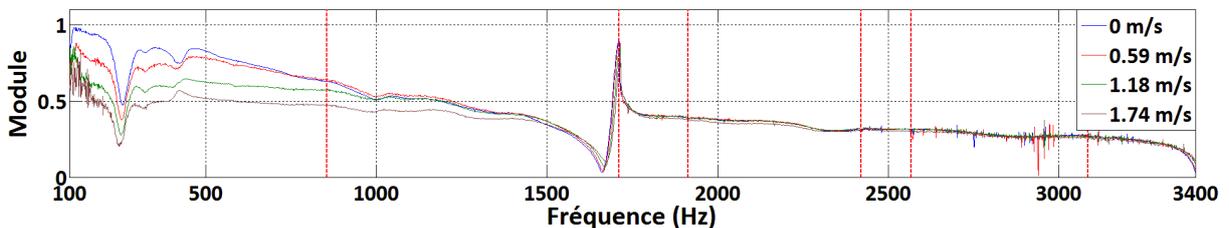


Figure IV.48 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D^{21}_{00,00}$ suivant U pour $\alpha = 15^\circ$.

Aux vitesses étudiées, la diminution significative du module du coefficient $D^{21}_{00,00}$ suivant U résulte de l'augmentation de la dissipation en présence d'écoulement comme observé pour le volet académique §IV.4.1.2. Cet effet se limite, comme pour le volet académique, aux faibles angles en raison d'une vitesse de constriction élevée.

IV.4.3.2.2 Conversion modale

Les phénomènes de conversions modales suivent la même loi qu'en absence d'écoulement décrite §IV.5.1.1.2. Pour les conversions modales des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan, les résultats sont représentés Figure IV.49 pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

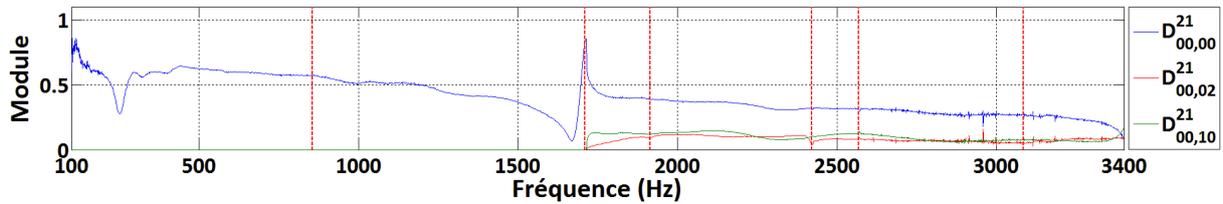


Figure IV.49 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

IV.4.3.2.3 Symétrie en transmission

L'effet de convection produit par l'écoulement aux vitesses étudiées a une influence négligeable sur la symétrie de la matrice de diffusion comme indiqué Figure IV.50 pour les coefficients de transmission pour le mode plan mesurés pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

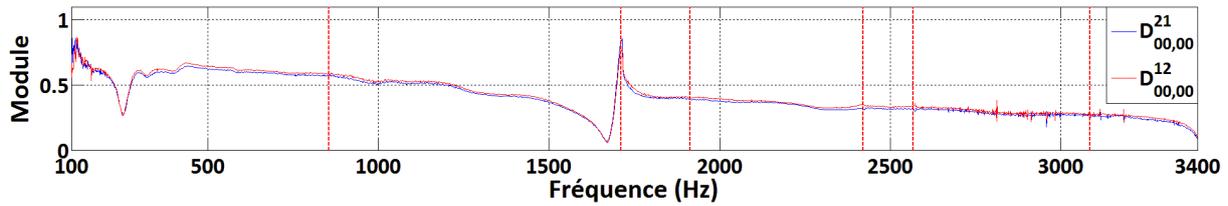


Figure IV.50 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.18 \text{ m/s}$.

IV.4.3.3 Conclusion

En absence d'écoulement, la comparaison des coefficients de la matrice de diffusion mesurés sur les volets industriel et académique suivant α indique des allures similaires. Les écarts de module observés proviennent du caractère dissipatif du volet académique plus élevé que celui du volet industriel notamment aux faibles angles. Les fréquences de Parker pour $\alpha > 15^\circ$ diffèrent en raison de la dissymétrie du volet industriel. Le comportement de type silencieux du volet est visible pour les deux géométries et les écarts de niveau d'atténuation proviennent des différences entre les volets. Les phénomènes de conversion modale pour le volet industriel sont impactés par la présence du Housing, celui-ci créant des conversions modales supplémentaires par rapport au volet académique.

L'effet de l'écoulement sur la matrice de diffusion est indépendant de la géométrie du volet.

Ces résultats indiquent que, pour la matrice de diffusion, le volet industriel ne peut pas être modélisé par un volet académique.

IV.4.4 Vecteur source

Les SWL mesurés sur les volets académique et industriel sont comparés. Les paramètres influant sur le SWL du volet industriel sont déterminés. L'évolution des SWL suivant U en fonction St est étudiée et les coefficients K sont déterminés et comparés suivant la géométrie.

IV.4.4.1 Puissances acoustiques totales

L'influence de la géométrie du volet sur les SWL est étudié aux vitesses et angles référencés dans le Tableau IV.8. Ces configurations concernent la vitesse la plus élevée pour chaque angle.

Angle d'ouverture ($^\circ$)	60	45	30	15
Vitesse (m/s)	4.75	3.44	1.18	1.18

Tableau IV.8 : Configurations de mesure pour les comparaisons suivant la géométrie du volet.

Les *SWL* rayonnés en aval du volet pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$ sont représentés Figure IV.51 et pour $\alpha = 45^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$ Figure IV.52.

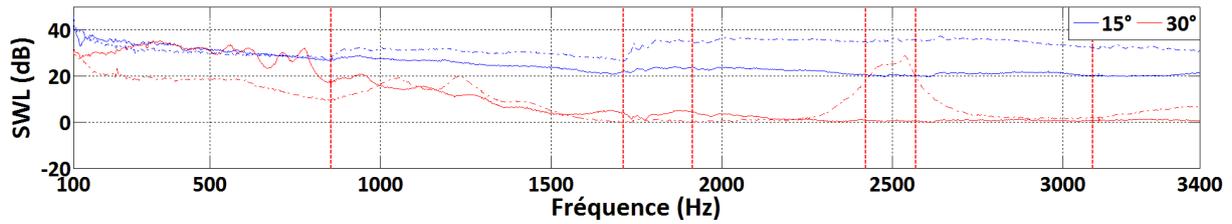


Figure IV.51 : *SWL* aval pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 30^\circ$.

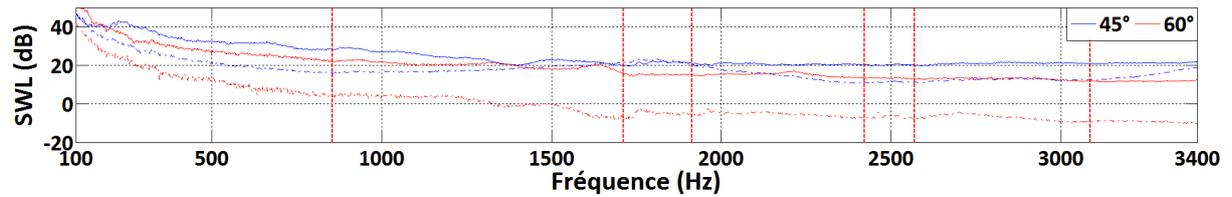


Figure IV.52 : *SWL* aval pour les volets industriel (trait plein) et académique (trait pointillé) pour $\alpha = 45^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$.

Les émergences caractéristiques des fréquences de Parker sont absentes sur la géométrie industrielle.

L'influence de la géométrie du volet sur les *SWL* dépend de α . En effet, pour $\alpha = 15^\circ$, le *SWL* du volet académique est supérieur de 10 *dB* par rapport à celui du volet industriel en hautes fréquences. L'augmentation de α se traduit par un rapprochement des *SWL* pour les deux géométries jusqu'à obtenir des niveaux plus élevés pour le volet industriel et $\alpha > 45^\circ$ atteignant un écart de l'ordre de 20 *dB* pour $\alpha = 60^\circ$ en hautes fréquences. Ces résultats sont valables pour les *SWL* amont non présentés.

L'écart de niveau entre les deux géométries provient de la dissymétrie du volet industriel mais aussi de la présence du Housing créant une source aéroacoustique supplémentaire. Afin de mettre en relief l'influence de cette source sur le *SWL* du volet industriel, deux mesures sont réalisées dans des conditions communes de $U = 4.75 \text{ m/s}$ et $\alpha = 45^\circ$. La première mesure comporte le montage complet du volet industriel et la seconde le même montage duquel a été retiré le Housing. Les *SWL* en aval sont représentés Figure IV.53.

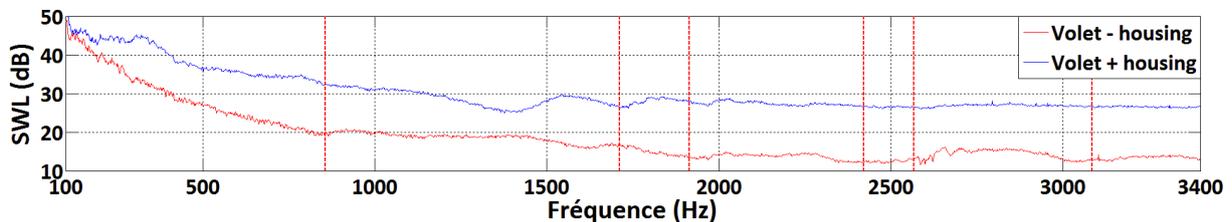


Figure IV.53 : *SWL* aval pour le volet industriel suivant la présence du housing.

Les résultats indiquent que, dans des conditions de U et α fixées, la suppression du Housing se traduit par une diminution large bande du *SWL* atteignant 15 *dB* de réduction en hautes fréquences.

IV.4.4.2 Théorie de Nelson et Morfey

Une première partie comprend l'estimation des lois d'évolution de SWL du volet industriel en fonction de St et de α et sont comparés à celles du volet académique. La seconde partie a pour objectif de déterminer le coefficient K caractéristique du volet industriel suivant α et de le comparer à celui du volet académique.

IV.4.4.2.1 Evolution du SWL en fonction de St

Comme dans le cas du volet académique, les évolutions des SWL du volet industriel suivant U et α sont déterminées à trois nombres de Strouhal St_1 , St_2 et St_3 correspondants respectivement à une propagation uniquement en mode plan, une propagation mode plan ou multimodale et une propagation uniquement multimodale. Ces résultats sont référencés pour les niveaux en aval et comparés à ceux du volet académique dans le Tableau IV.9 pour $\alpha = 15^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$.

Angle d'ouverture (°)	Nombre de Strouhal	Volet industriel	Volet académique
15	$St_1 = 3$	U^6	U^{17}
	$St_2 = 10$	$U^{8.6}$	U^{24}
	$St_3 = 16$	U^{10}	U^{28}
60	$St_1 = 4$	$U^{3.2}$	$U^{1.2}$
	$St_2 = 10$	$U^{3.3}$	$U^{6.7}$
	$St_3 = 18$	$U^{5.1}$	$U^{8.4}$

Tableau IV.9 : Lois d'évolution du SWL en aval du volet industriel.

Pour α fixé, les lois d'évolution du volet industriel sont inférieures à celles du volet académique et se rapprochent des lois attendues pour un comportement dipolaire en U^4 et U^6 . Ces évolutions varient suivant la densité modale et α où une diminution de α se traduit par une augmentation des lois d'évolution.

IV.4.4.2.2 Coefficients K en fonction de α

La Figure IV.54 représentent la superpositions des coefficients K en aval du volet industriel en fonction de U pour $\alpha = 30^\circ$.

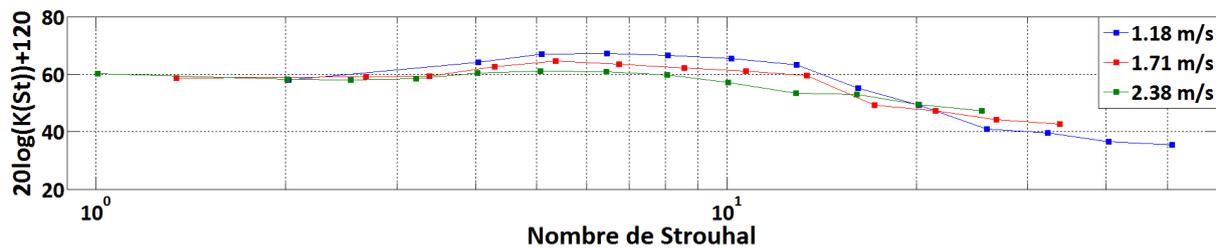


Figure IV.54 : Coefficients K en aval du volet industriel en fonction de U pour $\alpha = 30^\circ$.

Les coefficients K en aval concordent sur la majeure partie de la bande de St étudiée. Les écarts de l'évaluation de K sont de l'ordre de 8 dB entre $St = 4$ et $St = 10$. Ces remarques sont valables pour les angles et les coefficients K en amont non présentés. Ces résultats indiquent que la réduction des données demeure applicable.

A partir des coefficients mesurés, les courbes caractéristiques moyennes du volet sont calculées suivant α et comparées à celles obtenus pour le volet académique comme représenté Figure IV.55 pour $\alpha = 30^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$.

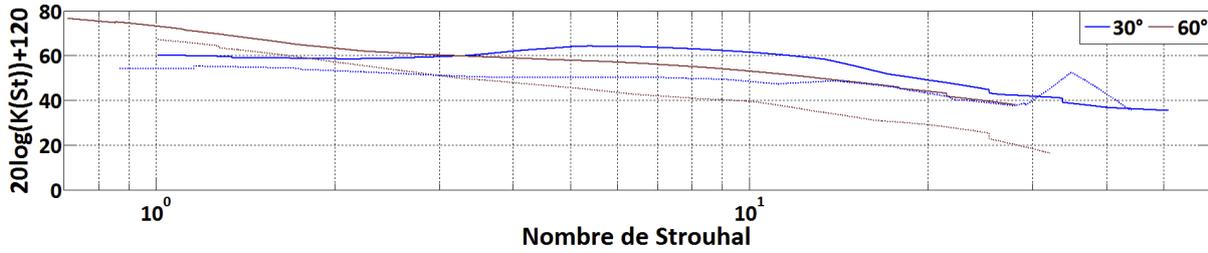


Figure IV.55 : Coefficients K moyens en aval du volet pour $\alpha = 30^\circ$ et $\alpha = 60^\circ$ pour les volets industriel (traits pleins) et académique (traits pointillés).

A α fixé, les coefficients moyens présentent une allure similaire. Les écarts observés entre les deux géométries dépendent de α et peuvent atteindre 15 dB pour $\alpha = 60^\circ$ et 14 dB pour $\alpha = 30^\circ$. Ces écarts proviennent des différences de SWL et de perte de charge entre les deux géométries.

Les courbes caractéristiques moyennes en aval du volet industriel suivant α sont représentées Figure IV.56. Celles-ci montrent la variation du coefficient K en fonction de α comme observé pour le volet académique. Les données de débit et de perte de charge fournissant la caractéristique aéraulique du volet sont représentées suivant α Figure IV.57.

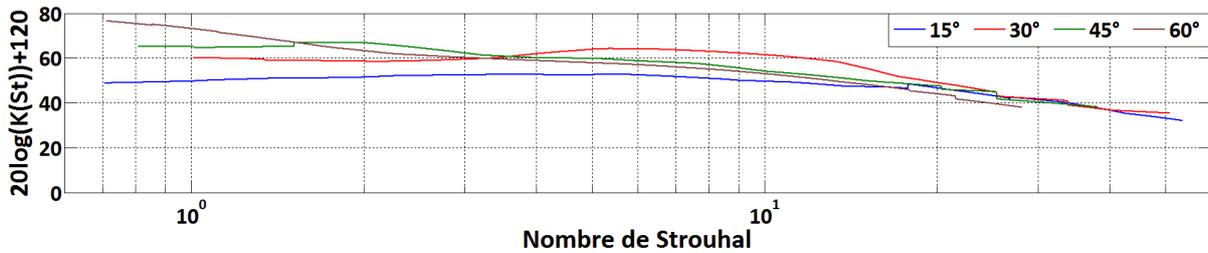


Figure IV.56 : Coefficients K moyens en aval du volet industriel suivant α .

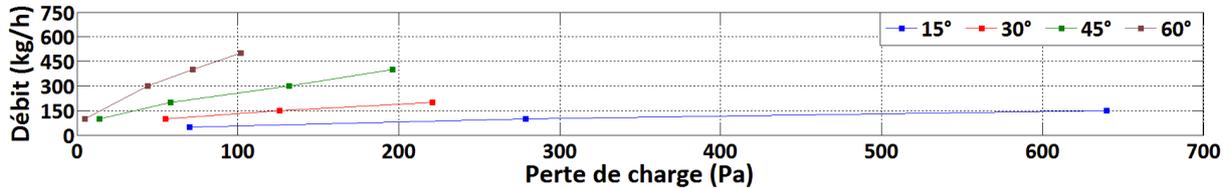


Figure IV.57 : Courbe $Q/\Delta P$ du volet industriel suivant α .

IV.4.4.3 Conclusion

Les SWL rayonnées en aval par un volet industriel en interaction avec un écoulement ont été présentés et comparés à ceux obtenus avec un volet académique. Les investigations menées ont montré des tendances similaires à celles du volet académique à savoir l'évolution du spectre du SWL suivant α et U .

Les résultats ont montré un SWL plus élevé pour le volet industriel par rapport au volet académique. Ces écarts sont liés à la présence du Housing dont la suppression, pour $\alpha = 45^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$, a permis la réduction du niveau jusqu'à 15 dB en hautes fréquences.

Les fréquences de Parker présentes pour le volet académique ont été observées pour le volet industriel aux configurations étudiées. Cependant il n'y a pas d'émergence sur les SWL pour le volet industriel. Ceci peut provenir de l'absence de coïncidence entre les fréquences des modes de Parker et les fréquences de détachement de tourbillon.

L'étude des SWL en fonction de St a montré des résultats similaires à ceux du volet académique à savoir des lois d'évolution suivant U qui dépendent de α . Aux faibles angles, ces lois sont inférieures à celles du volet académique et sont de l'ordre de celles d'un dipôle acoustique en conduit. Les réductions des coefficients K mesurés pour α fixé présentent des écarts de l'ordre de 3 dB et le calcul des coefficients K moyens indique que la courbe caractéristique du volet industriel évolue suivant α et présente des niveaux supérieurs à ceux du volet académique pouvant atteindre un écart de 15 dB . Couplées aux caractérisations aérauliques, les courbes caractéristiques moyennes constituent l'outil prédictif du bruit aéroacoustique du volet industriel.

Ces résultats indiquent que, pour le vecteur source, le volet industriel ne peut pas être modélisé par un volet académique.

IV.4.5 Bilan de puissance acoustique

Dans cette étude seule la méthode indirecte est appliquée et la contribution du tronçon droit est soustraite. L'étude comprend l'évaluation des potentiels de ΔW suivant α en absence d'écoulement puis en présence d'écoulement. Ces résultats sont confrontés à ceux obtenus pour le volet académique.

IV.4.5.1 En absence d'écoulement

Les potentiels minimum et maximum de ΔW sont calculés en absence d'écoulement suivant α . Les résultats obtenus sont comparés suivant la géométrie du volet et représentés pour $\alpha = 15^\circ$ Figures IV.58 et IV.59.

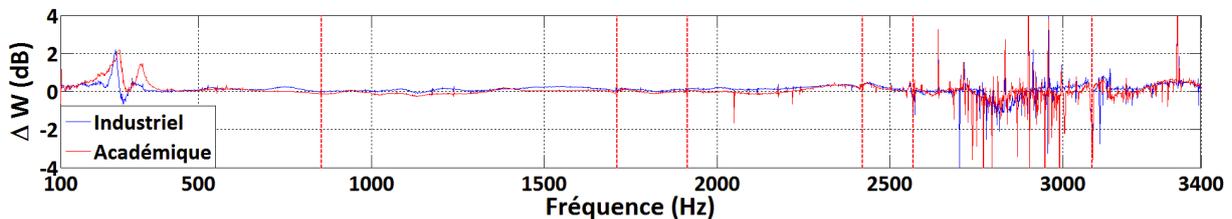


Figure IV.58 : Potentiel minimum de ΔW en absence d'écoulement pour $\alpha = 15^\circ$.

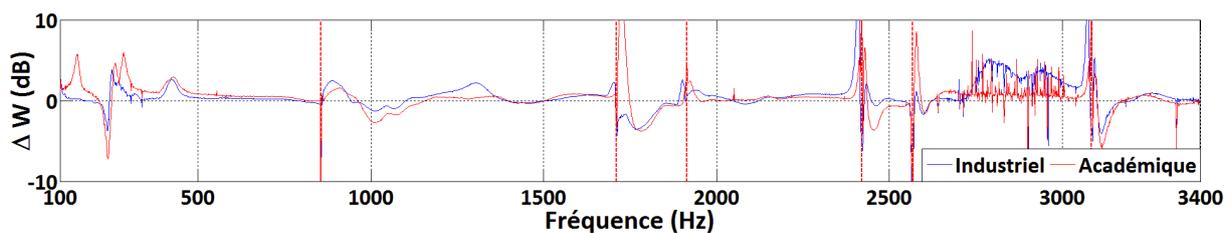
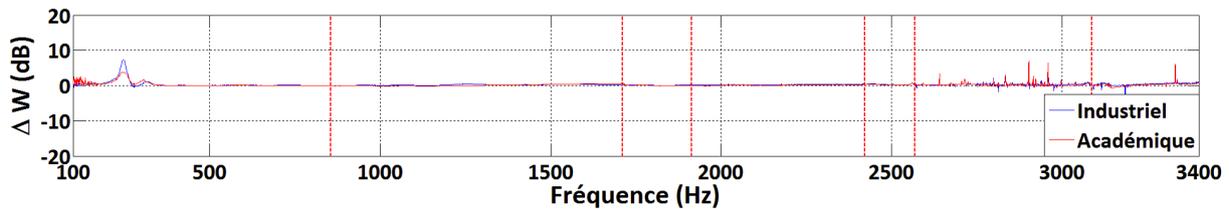
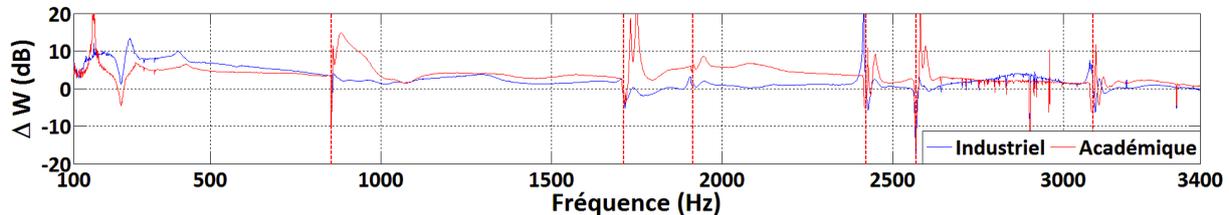


Figure IV.59 : Potentiel maximum de ΔW en absence d'écoulement pour $\alpha = 15^\circ$.

A α fixé, les potentiels minimums et maximums entre les deux géométries prennent des valeurs proches sauf autour des fréquences de vibration du tronçon test. Ces tendances sont valables pour les angles non présentés et indiquent que le volet est un élément réactif quelle que soit sa géométrie.

IV.4.5.2 En présence d'écoulement

Les potentiels de ΔW sont calculés en présence d'un écoulement commun de $U = 1.18\text{ m/s}$ suivant la géométrie du volet et sont représentés Figures IV.60 et IV.61 pour $\alpha = 15^\circ$.


 Figure IV.60 : Potentiel minimum de ΔW en présence d'écoulement.

 Figure IV.61 : Potentiel maximum de ΔW en présence d'écoulement.

A U et α fixés, la géométrie du volet n'a pas d'influence sur le potentiel minimum prenant une valeur proche de 0 sauf autour des fréquences de vibration du tronçon test. L'influence de la géométrie sur le potentiel maximum se traduit par des écarts autour des fréquences de vibration du tronçon test ainsi qu'une diminution de la dissipation pour le volet industriel.

A α fixé, l'influence de la variation de U est similaire entre les deux géométries et se traduit par une augmentation des potentiels maximums notamment aux faibles angles. Les potentiels minimums prennent une valeur proche de 0 indiquant que l'influence de la vitesse est négligeable quel que soit l'angle.

Comme pour le volet académique, ces résultats indiquent qu'en présence d'écoulement le volet faiblement ouvert est un élément dissipatif. Pour les angles supérieurs, le volet est un élément purement réactif.

IV.4.5.3 Conclusion

Les investigations menées ont montré qu'à faible angle la géométrie académique du volet induit un comportement dissipatif plus élevé que pour la géométrie industrielle. Les évolutions suivant U et α sont similaires entre les deux géométries.

IV.5 Conclusion

Dans ce chapitre, les procédures présentées chapitres I et II sont appliquées à un volet pour deux géométries.

Les démarches entreprises sur le volet académique conduisent aux conclusions suivantes :

- Matrice de diffusion :
 - En absence d'écoulement, la comparaison des coefficients mesurés et simulés montre un bon accord sauf aux fréquences de vibration du tronçon test. Les phénomènes de conversions modales mesurés sont en accord avec ceux simulés et la loi les régissant est décrite.
 - Les modes de Parker sont observés sur la matrice de diffusion et correspondent à des chutes de transmission suivant α . Le volet adopte un comportement de type silencieux.
 - En présence d'écoulement, l'effet de convection sur les modules aux vitesses étudiées est limité. L'interaction entre l'écoulement et le volet induit de la dissipation en basses fréquences pour $\alpha < 30^\circ$ et ne fait apparaître aucun effet d'amplification.

- Vecteur source :
 - L'étude des *SWL* suivant U et α montre que :
 - A α fixé, l'augmentation de U se traduit par une augmentation du *SWL*.
 - A U fixée, l'augmentation de α se traduit par une diminution du *SWL* jusqu'à ce que le volet ne rayonne plus.
 - Les lois d'évolution suivant U en fonction de la fréquence dépendent de la densité modale.
 - Les phénomènes de Parker sont observés pour des combinaisons de U et α et apparaissent à St fixe.
 - Les lois d'évolution suivant U en fonction de St aux faibles angles sont supérieures à la modélisation dipolaire et diminuent avec l'augmentation de α .
 - Les courbes caractéristiques du volet se superposent suivant U et les coefficients K moyens sont obtenues suivant α . Les résultats indiquent la variation de la courbe du volet en niveau et en St suivant α . Les courbes caractéristiques couplées aux caractérisations aérauliques constituent l'outil prédictif du bruit aéroacoustique du volet académique suivant son angle.
- Bilan de puissance acoustique :
 - En absence d'écoulement, les résultats mettent en évidence le caractère réactif du volet quel que soit son angle.
 - Dans les conditions d'écoulement et d'angle étudiées, le volet est un élément dissipatif en basses fréquences et aux faibles angles puis réactif au delà.

Les démarches entreprises sur le volet industriel et comparées au volet académique conduisent aux conclusions suivantes :

- Matrice de diffusion :
 - En absence d'écoulement, la comparaison des coefficients mesurés sur les volets académique et industriel montre un bon accord. Les écarts de module observés proviennent de la dissipation plus élevées pour le volet académique.
 - Le comportement de type silencieux est présent pour les deux géométries du volet.
 - En présence d'écoulement, l'effet de convection est similaire à celui observé pour le volet académique.
- Vecteur source :
 - L'étude des *SWL* générées par le volet industriel suivant U et α montre des tendances similaires à celles du volet académique.
 - Les *SWL* générés par le volet industriel pour $\alpha \geq 30^\circ$ sont plus élevés que ceux générés par le volet académique. Ces écarts proviennent du Housing dont la suppression a permis la réduction du niveau jusqu'à 15 *dB* en hautes fréquences pour $\alpha = 45^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$.
 - Les émergences associées aux phénomènes de Parker n'ont pas été observés pour le volet industriel aux configurations étudiées.
 - Les lois d'évolution suivant U en fonction de St sont inférieures à celles du volet académique mais demeurent supérieures à celles d'un dipôle acoustique en conduit.
 - Les courbes caractéristiques du volet issues de la théorie de Nelson et Morfey sont obtenues suivant α . Ces résultats indiquent la variation de la courbe en niveau et en St suivant la géométrie du volet. Les courbes caractéristiques couplées aux caractérisations aérauliques constituent l'outil prédictif du bruit aéroacoustique du volet industriel suivant son angle.
- Bilan de puissance acoustique :
 - Le comportement dissipatif du volet est indépendant de sa géométrie.
 - L'impact de l'écoulement sur le comportement dissipatif du volet industriel est identique à celui observé sur le volet académique.

Ces résultats indiquent que, pour la matrice de diffusion et ΔW , le volet industriel ne peut pas être modélisé par un volet académique en raison des différences géométrique et de la dissymétrie du volet industriel. Les caractéristiques actives diffèrent de manière significative suivant la géométrie de par des phénomènes qui leur sont propres.

Chapitre V. Caractérisation d'associations de deux éléments en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach

V.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, les procédures de mesure des caractéristiques passive et active d'un composant modélisé par un formalisme 2N-ports et le post-traitement de ces caractéristiques ont été appliquées successivement à un diaphragme puis à un volet.

Compte tenu de la compacité d'un HVAC, imposée par le cahier des charges constructeur, les distances de séparation entre les composants sont faibles et peuvent constituer des facteurs influant sur le bruit rayonné. Ce phénomène a été observé sur des éléments d'HVAC où l'augmentation de la distance entre un volet papillon et une grille de sortie d'air permet de réduire le niveau de pression acoustique jusqu'à 8 dB [19]. Une étude réalisée sur un volet d'HVAC a mis en évidence un sifflement provoqué par l'interaction de l'écoulement avec le joint d'étanchéité en forme de 'V' [59]. Des travaux menés sur un système de ventilation pour le bâtiment [23] ont montré qu'une association de deux ou plusieurs obstacles en conduit peut produire du bruit d'origine aéroacoustique dont les niveaux sont très supérieurs à ceux prédits par les guides utilisés dans l'industrie pour lesquels les effets d'interaction sont négligés [57].

Afin d'identifier les phénomènes physiques à l'origine de ces interactions et de définir des règles de conception adaptées, une étude du bruit produit par l'association de deux diaphragmes identiques en conduit soumis à un écoulement à faible nombre de Mach a été réalisée. Les investigations menées pour différentes valeurs de distance de séparation et de vitesse d'écoulement permettra de fournir une base de données expérimentale. Les résultats seront confrontés à la modélisation réalisée dans le cadre du projet CEVAS [2].

De plus, l'étude d'un cas industriel consistant en une association d'un volet industriel et d'un obstacle modélisé par un mur fournira un exemple d'interaction sur des composants d'HVAC.

Dans ce qui suit, les résultats de la recherche bibliographique sont présentés et les associations d'éléments sont décrites. Puis les résultats principaux sont présentés, analysés et comparés avec des modèles prédictifs [60].

V.2 Association de deux diaphragmes en conduit

V.2.1 *Etat de l'art*

L'analyse physique des phénomènes à l'origine du bruit produit par l'association de deux diaphragmes en conduit soumis à un écoulement à faible nombre de Mach a fait l'objet de nombreux travaux, essentiellement du point de vue mécanique des fluides. Les résultats publiés dans la littérature relatifs aux caractéristiques passives concernent uniquement la propagation en onde plane pour des distances de séparation élevées.

V.2.1.1 *Comportement aéraulique*

La cartographie représentant la composante axiale du vecteur vitesse de l'écoulement pour une vitesse moyenne de $U = 4.75 \text{ m/s}$ dans le conduit à section rectangulaire en présence de

l'association de deux diaphragmes pour une distance de séparation $L = 130 \text{ mm}$ est mesurée par PIV et présentée Figure V.1

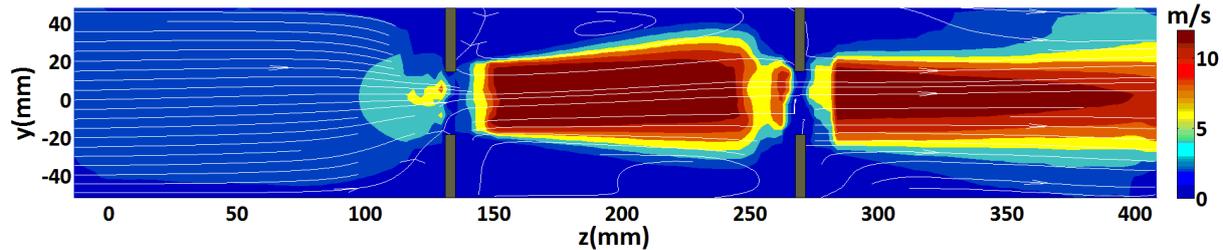


Figure V.1 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour d'une association de deux diaphragmes pour $U = 4.75 \text{ m/s}$ et $L = 130 \text{ mm}$.

L'écoulement d'air autour de l'association de deux diaphragmes présente des caractéristiques spécifiques propres à sept zones de l'amont vers l'aval :

- Zone 1 : très en amont du premier diaphragme où l'écoulement turbulent n'est pas perturbé par la présence de l'obstacle.
- Zone 2 : en amont et à proximité du premier diaphragme où l'écoulement décolle des parois du conduit. Une zone de faible pression est présente en amont à la jonction entre les parois du premier diaphragme et celles du conduit.
- Zone 3 : au niveau du premier diaphragme où l'écoulement est concentré en une zone de constriction.
- Zone 4 : entre les deux diaphragmes où le jet issu du premier diaphragme va impacter le second. Les caractéristiques de l'écoulement dans cette zone dépendent de la distance de séparation et de la vitesse moyenne en amont. Aux distances étudiées dans le cadre de cette thèse, l'écoulement turbulent n'est pas développé en amont du deuxième diaphragme. Une forte zone de recirculation est présente à la jonction entre les parois du deuxième diaphragme et celles du conduit et crée une boucle de recirculation de l'écoulement entre les deux diaphragmes.
- Zone 5 : au niveau du deuxième diaphragme où l'écoulement est concentré en une zone de constriction.
- Zone 6 : en aval du deuxième diaphragme où de fortes turbulences sont présentes. L'écoulement est d'abord séparé de la paroi du conduit et le diamètre de la couche de cisaillement augmente jusqu'à ce que l'écoulement recolle à la paroi. Une forte zone de recirculation est présente à la jonction entre les parois du deuxième diaphragme et celles du conduit.
- Zone 7 : région très en aval du diaphragme où l'écoulement turbulent est développé.

V.2.1.2 Matrice de diffusion

En conduit de section circulaire pour le mode plan incident, Lacombe [24] a mesuré la matrice de diffusion d'une association de deux diaphragmes potentiellement sifflants en présence d'écoulement à faible nombre de Mach pour des distances de séparation supérieures à dix fois le diamètre du conduit. Pour ces travaux, un modèle [61], consistant en l'assemblage des matrices de diffusion de diaphragmes en série, a permis de prédire les fréquences de sifflement. Le calcul des bilans de puissance acoustique de l'association a montré que les sifflements interviennent dans la même bande fréquentielle que le diaphragme seul.

V.2.1.3 Vecteur source

La caractérisation active d'une association d'éléments a fait l'objet du développement de plusieurs modèles acoustiques. La théorie d'Allam et Abom [62], valide pour le mode plan, permet la prédiction du vecteur source amont et aval d'une association de deux composants connaissant les

matrices de diffusion et les vecteurs sources de chacun de ces composants. Cette approche prend en compte la caractéristique passive des composants mais est difficilement applicable si les composants sont proches car la source aéroacoustique créée par le second diaphragme est inconnue. En effet, celle-ci va dépendre de l'écoulement l'impactant, lui-même dépendant de la distance de séparation. Un autre modèle a été développé par Mak et Yang [63] basé sur la théorie de Nelson et Morfey [14] et nécessite la connaissance des spectres de force appliqués sur chaque diaphragme et leur cohérence. Cette approche ne prend pas en compte les caractéristiques passives des composants, de plus il est difficile de connaître la cohérence entre les forces fluctuantes appliquées aux deux diaphragmes.

De nombreux travaux ont porté sur l'étude de la génération du bruit produit par l'interaction d'un écoulement en conduit avec divers éléments comme une cavité [64], une fente [65, 66], un organe de la voix humaine [67], un instrument de musique [68], une bouilloire [69]. Dans le cas d'un écoulement rasant sur une cavité, des fréquences discrètes ont été observées et sont dues à un mécanisme physique identifié par Rossiter [70] et représenté Figure V.2.

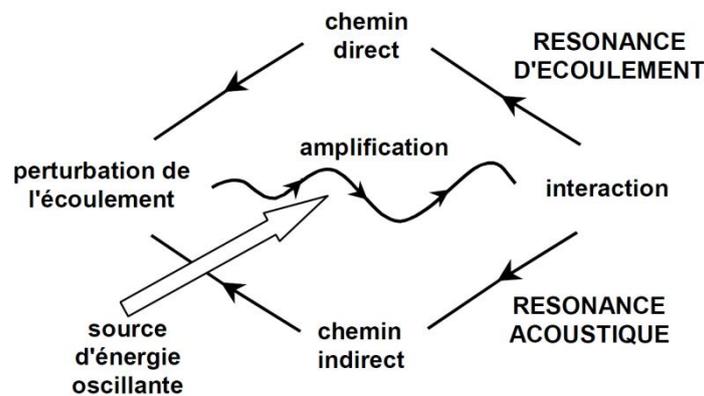


Figure V.2 : Mécanisme d'oscillations autoentretenues [65].

Pour une association de deux diaphragmes faiblement séparés, le mécanisme physique commence avec l'impact de l'écoulement sur le premier diaphragme qui génère des tourbillons en son aval. L'impact de ces tourbillons sur le second diaphragme crée des perturbations et transforme une part de l'énergie du champ de vorticité en énergie acoustique. Ceci a un effet de rétroaction dit « direct » sur les tourbillons crées sur le premier diaphragme. Si un résonateur acoustique est présent, les ondes acoustiques présentes peuvent exciter ce résonateur et créer de nouvelles ondes acoustiques dont l'effet de rétroaction est dit « indirect » sur les tourbillons crées sur le premier diaphragme. Dans le cadre de ces travaux, les coefficients de réflexion des terminaisons présentés Chapitre I sont proches de zéro. Les volumes de part et d'autre de l'association de deux diaphragmes ne sont pas résonants et la rétroaction est alors considérée comme directe.

Dans un conduit à section circulaire de diamètre D_0 avec deux orifices de diamètre D_1 tel que $\frac{D_1}{D_0} = 0.3$ et séparés de L , Coiret *et al.* [71] ont étudié le bruit produit par un écoulement impactant ces deux orifices pouvant atteindre des niveaux supérieurs à 120 dB répartis sur quelques fréquences lorsque $0.1 < \frac{L}{D_0} < 1$ et jusqu'à des nombres de Reynolds de $3 \cdot 10^4$.

Les fréquences de rétroaction f_n sont associées à un mode hydrodynamique n correspondant au nombre de tourbillons présents entre les deux diaphragmes et responsables de la boucle de rétroaction. Rossiter propose une formule empirique [70] permettant d'estimer ces fréquences discrètes par

$$f_n = \frac{n - \varepsilon}{L \left(\frac{1}{U_{convection}} + \frac{1}{c_0} \right)} \quad (82)$$

avec ε le décalage entre l'impact d'un tourbillon sur le deuxième diaphragme et le départ de l'onde acoustique vers l'amont et $U_{convection}$ la vitesse de convection des tourbillons dans la cavité constituée par les deux diaphragmes distants de L .

V.2.2 Configurations d'étude

L'association de deux diaphragmes utilisée dans le cadre de cette étude est représentée Figure V.3. Les diaphragmes utilisés sont identiques à ceux décrit §III.3.1.

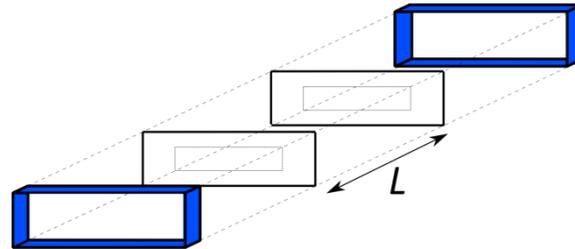


Figure V.3 : Représentation du tronçon contenant l'association de deux diaphragmes.

Pour observer le phénomène de rétroaction décrit par Rossiter, trois distances L ont été choisies dont deux satisfaisant le critère de Coiret *et all.* [71] avec le diamètre équivalent du conduit à section rectangulaire défini par

$$D_{eq} = \sqrt{\frac{4S}{\pi}}. \quad (83)$$

L'ensemble des configurations étudiées est référencé dans le Tableau V.1.

Configuration	L (m)	$\frac{L}{D_{eq}}$	Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	60	0.37	0	0	0
2			150	1.71	34
3			300	3.44	132
4			450	5.15	290
5			600	6.95	515
6	130	0.81	0	0	0
7			150	1.71	45
8			300	3.44	177
9			450	5.15	388
10			600	6.95	693
11	210	1.31	0	0	0
12			150	1.71	49
13			300	3.44	201

14			450	5.15	469
15			600	6.95	812

Tableau V.1 : Configurations de mesure pour l'association de deux diaphragmes.

V.2.3 Matrice de diffusion

V.2.3.1 En absence d'écoulement

Dans le cas sans écoulement, les résultats de coefficients de la matrice de diffusion mesurés sont comparés à des résultats issus de la simulation numérique de l'expérience développée par ESI Group dans le cadre du projet CEVAS où les parois du conduit et des diaphragmes sont supposées parfaitement rigides.

V.2.3.1.1 Coefficients de transmission

La Figure V.4 représente les modules du coefficient $D_{00,00}^{21}$ mesurés et simulés suivant L .

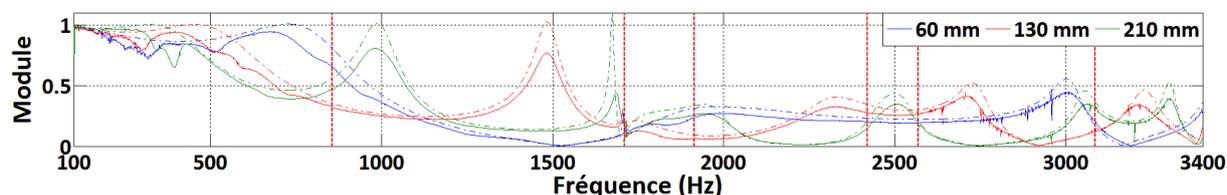


Figure V.4 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ mesurés (trait plein) et simulés (trait pointillé) suivant L .

Un très bon accord est trouvé entre les résultats issus de la mesure et de la simulation. Les écarts observés en basses fréquences autour de 280 Hz proviennent des vibrations du tronçon test qui dépendent de L . Au-delà, les écarts de module proviennent de la dissipation non prise en compte par la simulation. Des maximums de module atteints autour de 1000 Hz, 1500 Hz et 3000 Hz respectivement pour $L = 210$ mm, $L = 130$ mm et $L = 60$ mm correspondent aux fréquences de résonance axiale du premier harmonique de la cavité constituée par les deux diaphragmes.

V.2.3.1.2 Conversion modale

A 1711 Hz, les modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ deviennent propagatifs. Les modules des coefficients $D_{00,02}^{21}$ et $D_{00,10}^{21}$ représentent respectivement les conversions modales des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan et sont représentés Figure V.5 pour $L = 130$ mm et comparés au coefficient $D_{00,00}^{21}$.

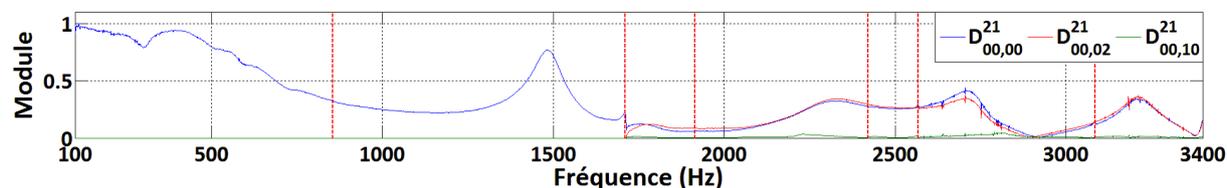


Figure V.5 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $L = 130$ mm.

Dans le cas d'une association de deux diaphragmes, les conversions sont identiques à celles présentes sur le diaphragme seul (voir §III.4.1.2).

V.2.3.1.3 Symétrie en transmission

Afin d'étudier la symétrie de la matrice de diffusion en absence d'écoulement, le coefficient D^{21} traduisant la transmission de l'amont vers l'aval est comparé au coefficient D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont. Pour $L = 130 \text{ mm}$, cette comparaison pour le mode plan est représentée Figure V.6.

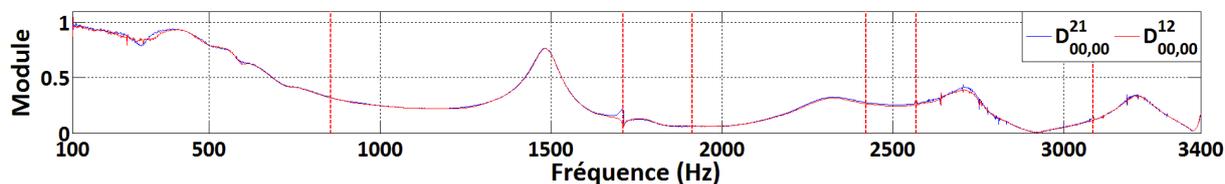


Figure V.6 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour $L = 130 \text{ mm}$ en absence d'écoulement.

Les coefficients de transmission sont symétriques. Cette propriété a été vérifiée pour les modes d'ordres élevés, les coefficients de réflexion ainsi que pour les valeurs de L non présentés.

V.2.3.2 En présence d'écoulement

V.2.3.2.1 Bande fréquentielle d'étude

Comme décrit Chapitre III, le domaine de validité des mesures de fonction de transfert est déduit de la mesure de la fonction de cohérence entre les signaux issus du microphone 72, situé en aval du composant testé, et de la tension envoyée au HP1, situé en amont. La Figure V.7 représente la cohérence de ces signaux suivant L pour la vitesse la plus élevée $U = 6.95 \text{ m/s}$.

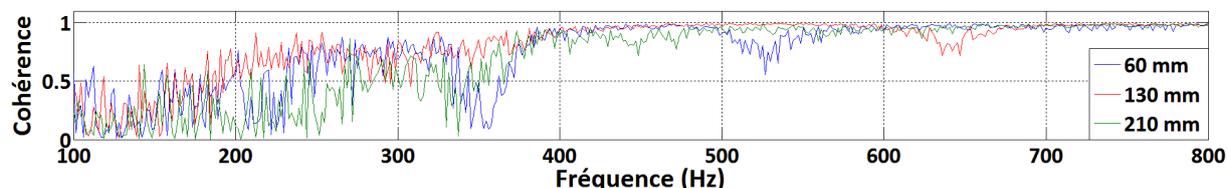


Figure V.7 : Influence de L sur la cohérence du microphone 72 pour $U = 6.95 \text{ m/s}$.

En présence d'un écoulement de $U = 6.95 \text{ m/s}$, la cohérence devient supérieure à 0.95 à partir de 400 Hz. Les chutes observées autour de 450 Hz, 530 Hz et 650 Hz correspondent à de forts niveaux du vecteur source comme il sera montré ultérieurement. Les spectres en présence d'écoulement seront donc présentés pour des fréquences supérieures à 400 Hz.

V.2.3.2.2 Coefficients de transmission

Les coefficients D^{21} mesurés en présence d'écoulement sont comparés au cas sans écoulement pour le mode plan et $L = 130 \text{ mm}$, et sont représentés Figure V.8.

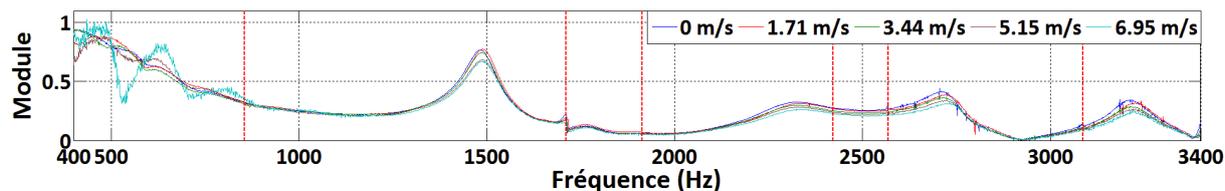


Figure V.8 : Influence de l'écoulement sur le module du coefficient $D_{00,00}^{21}$ en fonction de U pour $L = 130 \text{ mm}$.

L'influence de l'écoulement sur les coefficients de la matrice de diffusion est important entre 400 et 1000 Hz. Des fluctuations sont observées à certaines fréquences pour $U = 6.95 \text{ m/s}$ et correspondent à des SWL élevés comme décrit §V.2.4. Cependant l'interprétation de ces résultats

est difficile en raison de la cohérence dégradée pour certaines de ces fluctuations. Entre 1000 et 3400 Hz, l'influence de l'écoulement est similaire à celui observé pour le diaphragme Chapitre III.

V.2.3.2.3 Conversion modale

Les conversions modales suivent la même loi qu'en absence d'écoulement décrite Eq.(80). Ceci est illustré Figure V.9 pour les conversions des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan pour $L = 130 \text{ mm}$ et $U = 6.95 \text{ m/s}$.

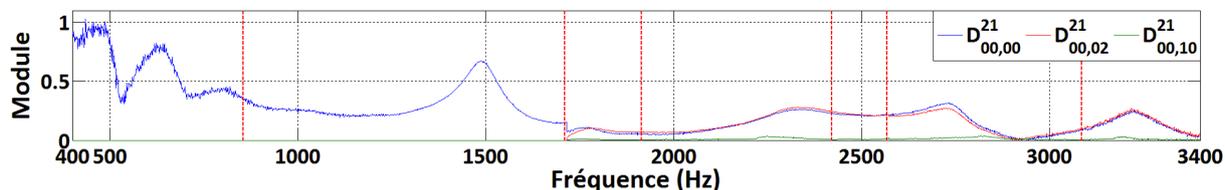


Figure V.9 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $L = 130 \text{ mm}$ et $U = 6.95 \text{ m/s}$.

V.2.3.2.4 Symétrie en transmission

La symétrie de la matrice de diffusion en présence d'écoulement est étudiée en comparant le coefficient D^{21} traduisant la transmission de l'amont vers l'aval et le coefficient D^{12} traduisant la transmission de l'aval vers l'amont. Pour $L = 130 \text{ mm}$ et $U = 6.95 \text{ m/s}$, cette comparaison est représentée pour le mode plan Figure V.10.

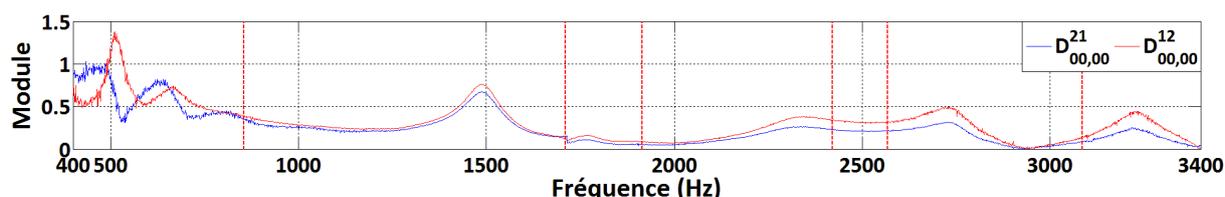


Figure V.10 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour $L = 130 \text{ mm}$ et $U = 6.95 \text{ m/s}$.

Comme décrit précédemment, en basses fréquences, le rapport signal sur bruit pour $U = 6.95 \text{ m/s}$ ne permet de tirer de conclusion sur les phénomènes observés à ces fréquences. Aux fréquences supérieures à 1000 Hz, l'effet de convection produit par l'écoulement dissymétrise les coefficients de la matrice de diffusion comme observé Chapitre III pour le diaphragme.

V.2.3.3 Conclusion

En absence d'écoulement un bon accord a été trouvé entre expérience et simulation. Les fréquences de résonances de la cavité ont été identifiées. La loi inhérente aux conversions modales est identique à celle décrite pour le diaphragme Chapitre III.

En présence d'écoulement, une influence importante a été mesurée pouvant mettre en évidence le comportement amplificateur de l'association de deux diaphragmes. Cependant l'interprétation de ces résultats aux fréquences inférieures à 1000 Hz est incertaine en raison de la cohérence dégradée. Au dessus de 1000 Hz, l'influence de U sur les coefficients de la matrice est faible et similaire à celle observé pour le diaphragme Chapitre III. L'effet de convection se traduit par une modification des modules des coefficients de la matrice de diffusion selon le sens de propagation des ondes acoustiques.

V.2.4 Vecteur source

Les *SWL* mesurés sont comparés avec ceux obtenus par la simulation développée par l'UTC dans le cadre du projet CEVAS [2]. Ensuite, l'analyse des *SWL* en amont et en aval de l'association de deux diaphragmes suivant U et L est présentée. Puis, une analyse des phénomènes physiques observés sur les *SWL* est développée. Enfin, les coefficients K sont déterminés.

V.2.4.1 Puissances acoustiques totales

V.2.4.1.1 Corrélation essai-calcul

Les *SWL* rayonnées en amont et en aval de l'association de deux diaphragmes sont calculés par la simulation numérique développée par l'UTC [2]. Les résultats sont confrontés à l'expérience et représentés Figure V.11. Les comparaisons montrent un très bon accord pour $L = 210 \text{ mm}$. Pour $L = 130 \text{ mm}$, des écarts sont présents en basses fréquences où des pics émergent de plus de 10 dB par rapport au bruit large bande. L'analyse physique permettant d'expliquer ce phénomène est développée §V.2.4.2. Celle-ci a permis de mettre en évidence les limites du modèle physique théorique qui suppose un fluide incompressible ne prenant pas en compte les effets de rétroaction de Rossiter.

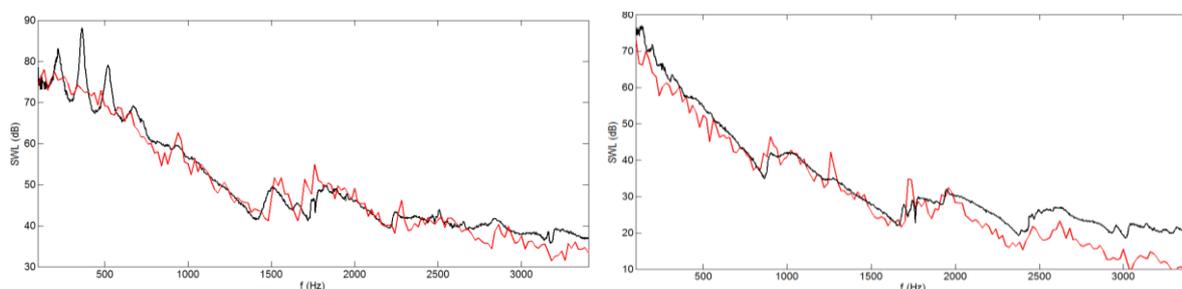


Figure V.11 : Comparaison essai (noir) – calcul (rouge) des *SWL* aval pour $L = 130 \text{ mm}$ et $U = 6.95 \text{ m/s}$ (à gauche) et $L = 210 \text{ mm}$ et $U = 3.9 \text{ m/s}$ (à droite).

V.2.4.1.2 Influence de L à U fixée

La Figure V.12 représente les *SWL* générées en amont pour les trois valeurs de L pour $U = 3.44 \text{ m/s}$. Ces résultats sont comparés à ceux obtenus pour le diaphragme seul à la même vitesse présentée Chapitre III.

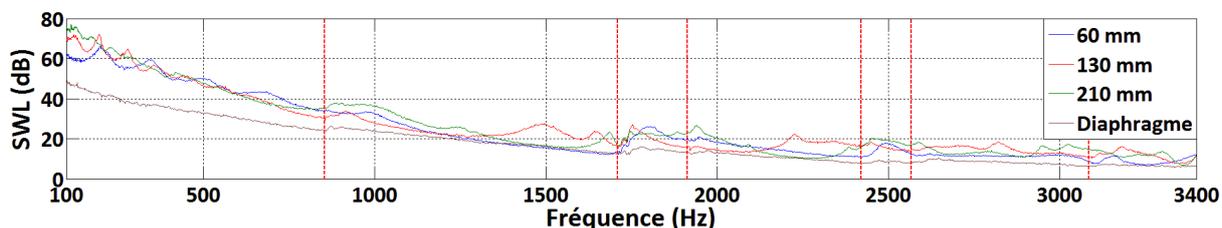


Figure V.12 : *SWL* amont suivant L pour $U = 3.44 \text{ m/s}$.

Le *SWL* du diaphragme seul est inférieur de 15 dB en basses fréquences et 3 dB en hautes fréquences par rapport à celui de l'association de deux diaphragmes quelle que soit L . Ce résultat confirme les observations déjà publiées [19, 63]. La variation de L se traduit par une variation des *SWL* et des émergences de fréquences discrètes.

V.2.4.1.3 Influence de U à L fixée

La Figure V.13 représente les *SWL* générées en amont par l'association de deux diaphragmes suivant U pour $L = 130 \text{ mm}$.

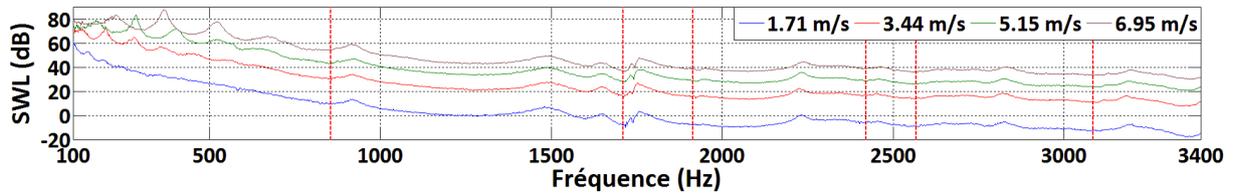


Figure V.13 : *SWL* suivant *U* pour $L = 130 \text{ mm}$.

A L fixée, entre 100 et 1000 *Hz*, l'augmentation de U se traduit par une augmentation du *SWL* et par l'apparition d'émergences dont les fréquences dépendent de U . Au delà de 1000 *Hz*, le spectre reste large bande avec une augmentation des *SWL* avec U .

V.2.4.1.4 Symétrie

Afin d'étudier la symétrie du vecteur source, les *SWL* amont et aval sont comparés Figure V.14 pour deux configurations ($L = 130 \text{ mm}, U = 3.44 \text{ m/s}$) et ($L = 210 \text{ mm}, U = 6.95 \text{ m/s}$).

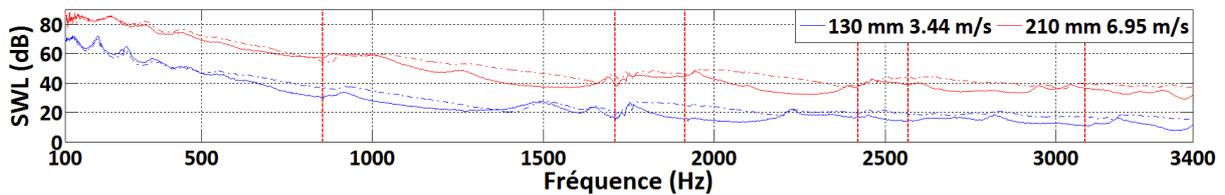


Figure V.14 : *SWL* amont (traits pleins) et aval (traits pointillés) suivant L et U .

Les résultats obtenus montrent que l'association de deux diaphragmes rayonne de 10 *dB* supplémentaires en aval qu'en amont à partir de 500 *Hz* quelles que soient U et L .

V.2.4.1.5 Evolution du *SWL* en fonction de la fréquence

L'évolution du *SWL* suivant U est décrite par l'expression $SWL \sim \log(U^\eta)$. Les valeurs de η sont estimées suivant la densité modale dans une bande fréquentielle donnée à partir des mesures en amont. Les résultats obtenus sont comparés avec ceux du diaphragme et résumés Tableau V.2.

Bande fréquentielle (<i>Hz</i>)	Nombre de modes propagatifs	η diaphragme	η association de deux diaphragmes		
			$L = 60 \text{ mm}$	$L = 130 \text{ mm}$	$L = 210 \text{ mm}$
100 – 800	1	6.5	7.5	7.7	7.9
900 – 1650	2	7.6	8	8.2	8.3
1750 – 1850	4	8	8.4	8.5	8.4
1950 – 2350	5	8.1	8.7	8.6	8.5
2450 – 2550	6	8.3	8.7	8.6	8.6
2600 – 3050	7	8.5	9	8.6	8.8
3100 – 3400	8	8.7	9.2	8.7	8.8

Tableau V.2 : Influence de U et L sur l'évolution du *SWL*.

La comparaison de ces résultats montre qu'entre 100 et 800 *Hz*, où sont localisées les émergences pour l'association de deux diaphragmes, le coefficient η est supérieur à celui du diaphragme de 13%

pour $L = 60 \text{ mm}$ et de 17% pour $L = 210 \text{ mm}$. L'augmentation de la densité modale se traduit par une augmentation de α jusqu'à atteindre des valeurs proches de celles du diaphragme.

V.2.4.2 Analyse du phénomène physique à l'origine des fréquences discrètes contenues dans le spectre des SWL

Dans le paragraphe précédent, les mesures de SWL ont mis en évidence l'apparition de fréquences discrètes en dessous de 1000 Hz dont les valeurs dépendent de L et U . Dans cette section, ces émergences sont expliquées sur la base des travaux issus de l'état de l'art. En particulier, les fréquences mesurées sont comparées à celles prédites par la formule empirique proposée par Rossiter [70]. La dépendance de ces fréquences par mode hydrodynamique est mise en relief par la représentation des résultats expérimentaux et théoriques en fonction de St et du nombre de Reynolds Re .

V.2.4.2.1 Représentation des SWL en fonction des nombres de Strouhal et de Reynolds

Dans la littérature relative à l'étude de la source aéroacoustique constituée de deux diaphragmes plusieurs définitions de St ont été utilisées [72, 69]. Le choix de St est déterminé pour mettre en évidence des fréquences de Rossiter à la vitesse de convection des tourbillons issus du premier diaphragme $U_{convection}$ par

$$St_n = f_n L / U_{convection} \quad (84)$$

La valeur de $U_{convection}$ peut être déduite de la vitesse de constriction $U_{constriction}$, associée au premier diaphragme par la relation

$$U_{convection} = \kappa \cdot U_{constriction} \quad (85)$$

avec κ à définir suivant L et U . Les valeurs de $U_{constriction}$ sont déduites des caractéristiques aérauliques du diaphragme seul décrites §III.5.2.2 et résumées Tableau V.3.

Configuration	Vitesse moyenne (m/s)	Perte de charge (Pa)	$U_{constriction}$ (m/s)
1	0	0	0
2	1.71	41	9.93
3	3.44	166	19.99
4	5.15	365	29.68
6	6.95	651	39.71

Tableau V.3 : $U_{constriction}$ de l'association de deux diaphragmes.

Le rapport κ entre les $U_{constriction}$ et $U_{convection}$ a fait l'objet de plusieurs études. Langthjem et Nakano [73] ont développé une simulation numérique pour le calcul du niveau de pression acoustique en conduit à section circulaire pour deux orifices distants de $50 \text{ mm} < L < 125 \text{ mm}$ et $U = 10 \text{ m/s}$ et ont déduit que $0.6 \leq \kappa \leq 0.7$. El Hassan *et al.* [64] ont réalisé des mesures de pression acoustique en conduit à section rectangulaire avec une source créée par un écoulement rasant sur des fentes distantes de $L = 104 \text{ mm}$ et $L = 213 \text{ mm}$ pour $18 \text{ m/s} \leq U \leq 56 \text{ m/s}$. Ces investigations montrent que κ croît avec L et diminue avec U . De plus, ces études ont montré que le coefficient ε intervenant dans la formule de Rossiter est égal à 0 si κ est correctement choisi.

Les valeurs de κ sont déduites de l'équation de Rossiter (voir Eq.(82)) par

$$\kappa = \frac{1}{U_{constriction} \left(\frac{n - \varepsilon}{f_n L} - \frac{1}{c_0} \right)} \quad (86)$$

où les fréquences associées aux émergences sont supposées être les fréquences de Rossiter f_n . Les résultats référencés Tableau V.4 montrent que $0.51 < \kappa < 0.65$ et que κ augmente suivant L à U fixée comme montré par El Hassan *et al.* [64]. A L fixée, l'augmentation de U se traduit par une diminution de κ . Ce résultat a été validé par simulation numérique [60] à partir de la sauvegarde d'images successives du fluide entre les diaphragmes.

Configuration	L (m)	U (m/s)	$U_{constriction}$ (m/s)	κ	$U_{convection}$ (m/s)
1	60	1.71	9.93	0.54	5.36
2		3.44	19.99	0.53	10.59
3		5.15	29.68	0.52	15.43
4		6.95	39.71	0.51	20.25
5	130	1.71	9.93	0.64	6.35
6		3.44	19.99	0.63	12.59
7		5.15	29.68	0.62	18.4
8		6.95	39.71	0.61	24.22
9	210	1.71	9.93	0.65	6.45
10		3.44	19.99	0.64	12.79
11		5.15	29.68	0.63	18.70
12		6.95	39.71	0.62	24.62

Tableau V.4 : $U_{convection}$ pour l'association de deux diaphragmes.

Les SWL amont mesurés en fonction de St sont représentés Figure V.15.

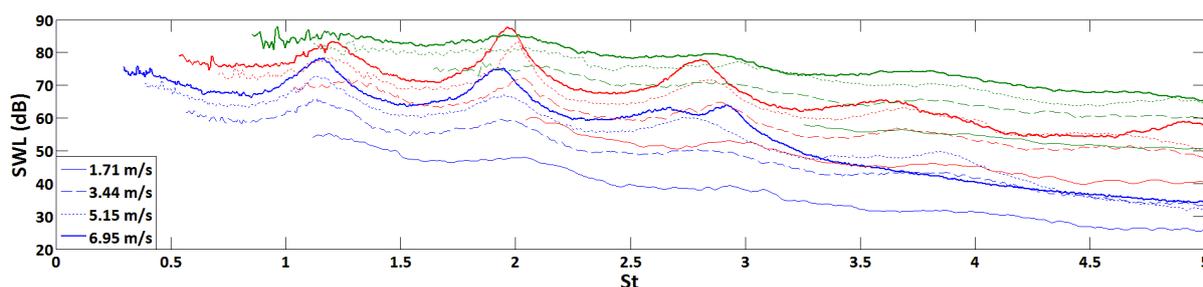


Figure V.15 : SWL amont suivant St pour $L = 60$ mm (bleu), $L = 130$ mm (rouge) et $L = 210$ mm (vert).

La représentation des SWL en fonction de St met en évidence des émergences pour des St fixes.

Afin de valider l'hypothèse de Rossiter, il est nécessaire de faire correspondre à chaque fréquence la valeur du mode hydrodynamique n associé. Ce résultat est obtenu en représentant la variation théorique de $St_{th,n} = f_{th,n} L / U_{convection}$ avec $f_{th,n}$ issu de l'Eq.(82) et les valeurs mesurées $St_{exp,n}$ en fonction du nombre de Reynolds Re défini par $Re = U L / \nu$ avec ν la viscosité de l'air ($\nu = 1.54 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2/\text{s}$). Les résultats sont représentés Figure V.16.

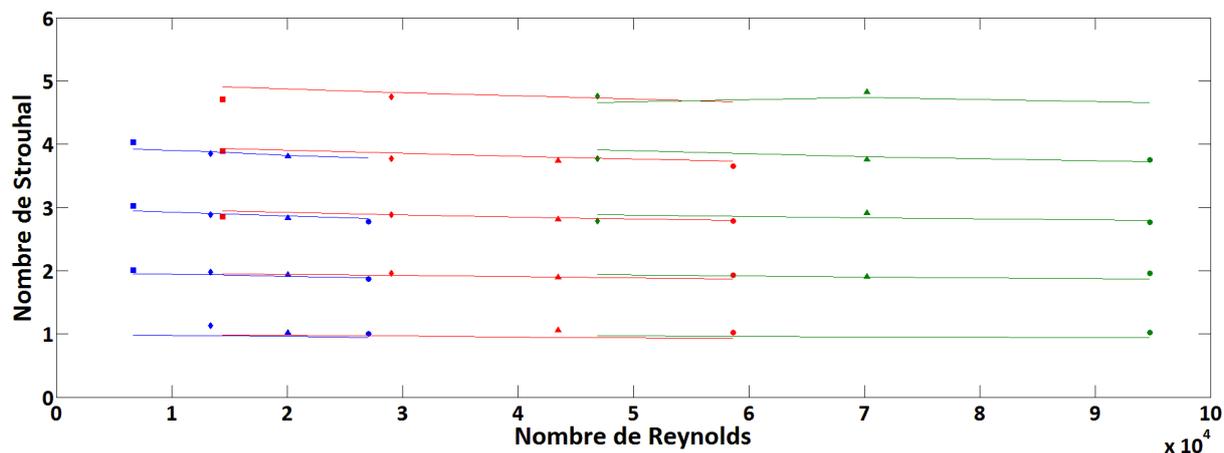


Figure V.16 : Variation des $St_{exp,n}$ (marqueurs) et $St_{th,n}$ (traits pleins) en fonction de Re pour $L = 60 \text{ mm}$ (bleu), $L = 130 \text{ mm}$ (rouge) et $L = 210 \text{ mm}$ (vert).

Chaque mode hydrodynamique est identifié par une valeur de $St_{th,n}$ relativement constante en fonction de Re et la superposition avec les $St_{exp,n}$ montre que les fréquences discrètes identifiées expérimentalement sont celles prévues par Rossiter.

V.2.4.3 Théorie de Nelson et Morfey

Une première partie comprend l'estimation des lois d'évolution des SWL en fonction de St défini Eq.(84) et de L . La seconde partie a pour objectif de déterminer la courbe K de l'association de deux diaphragmes suivant L .

V.2.4.3.1 Evolution du SWL en fonction de St

L'application de la théorie développée par Nelson et Morfey suppose que l'élément étudié génère un champ de puissance acoustique suivant un modèle dipolaire. Pour ce modèle, à St fixé, le SWL suit une évolution en U^4 pour une propagation en mode plan et U^6 pour une propagation multimodale sous réserve d'une densité modale suffisante.

A partir des mesures de SWL en amont et en aval de l'association de deux diaphragmes, les évolutions de SWL en fonction de U sont déterminées à St_1 , St_2 , St_3 et St_4 correspondants respectivement à une propagation uniquement en mode plan en dehors des émergences discrètes de Rossiter, une propagation uniquement en mode plan sur une émergence de Rossiter, une propagation alliant mode plan ou multimodale et une propagation uniquement multimodale. Ces résultats sont référencés pour les niveaux aval dans le Tableau V.5.

Distance de séparation (mm)	Nombre de Strouhal	Evolution en aval
60	$St_1 = 1.6$	$U^{3.3}$
	$St_2 = 2$	$U^{4.4}$
	$St_3 = 6$	$U^{2.6}$
	$St_4 = 9$	$U^{3.7}$
130	$St_1 = 2.4$	$U^{2.7}$
	$St_2 = 2.8$	$U^{4.9}$
	$St_3 = 8$	$U^{3.2}$
210	$St_1 = 3.4$	$U^{3.2}$

	$St_2 = 3.8$	$U^{3.6}$
	$St_3 = 11$	$U^{2.8}$
	$St_4 = 25$	$U^{4.2}$

Tableau V.5 : Lois d'évolution du *SWL* en aval de l'association de deux diaphragmes.

Pour *L* fixée, les lois d'évolution varient suivant la densité modale comme observé dans le cas du diaphragme §III.5.2.3. Cependant les lois d'évolution en dehors des fréquences de Rossiter sont inférieures à celles d'un dipôle acoustique. L'augmentation de *L* se traduit une faible augmentation des lois d'évolution pour St_4 . La validité de la théorie de Nelson et Morfey dépendra de la superposition des coefficients *K* suivant *U*.

V.2.4.3.2 Coefficients *K* en fonction de *L*

A partir des *SWL* mesurés en tiers d'octave, les coefficients *K* en amont et en aval sont déduits. La Figure V.17 représente la superposition des coefficients *K* en amont et en aval pour $L = 130\text{ mm}$ et $U = 6.95\text{ m/s}$.

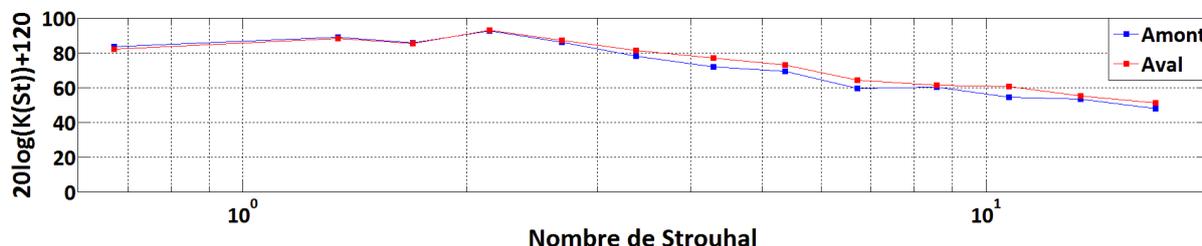


Figure V.17 : Coefficients *K* amont et aval pour $L = 130\text{ mm}$ et $U = 6.95\text{ m/s}$.

Les résultats obtenus sont similaires à ceux observés pour les *SWL* et montrent que l'association de deux diaphragmes rayonne davantage en aval qu'en amont. Pour $L = 130\text{ mm}$ et $U = 6.95\text{ m/s}$, un écart de 5 *dB* est observé à partir de $St = 4$.

La Figure V.18 représente la superposition des coefficients *K* en amont pour $L = 130\text{ mm}$ suivant *U*.

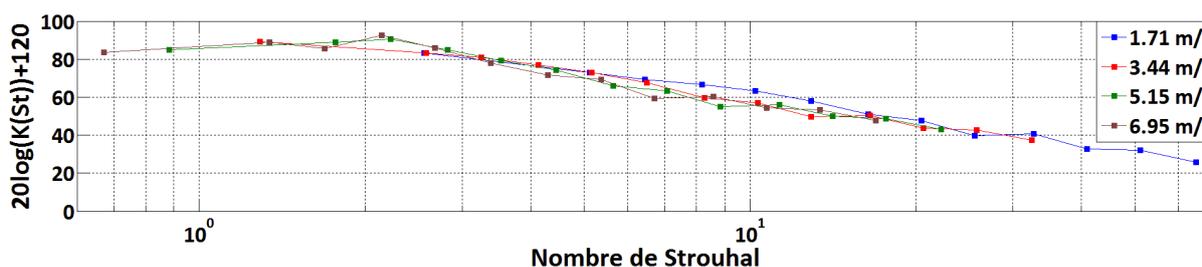


Figure V.18 : Coefficients *K* amont pour $L = 130\text{ mm}$ suivant *U*.

Les coefficients *K* concordent sur une majeure partie de la bande de *St*. Autour de $St = 10$, où se superposent des coefficients associés aux propagations en mode plan et multimodale, l'écart observé est de 5 *dB* et provient des lois d'évolution inférieures à celles d'un dipôle acoustique ainsi que de la faible densité modale comme observé Chapitre III pour le diaphragme. Ces résultats indiquent que la théorie de Nelson et Morfey demeure applicable malgré des lois d'évolution faiblement inférieures à celles d'un dipôle. Ces remarques sont valables pour les *L* non présentées ainsi que pour les coefficients *K* en aval.

Les coefficients *K* moyens en amont et en aval sont calculés suivant *L* et représentés dans le cas amont Figure V.19. Le coefficient *K* augmente suivant l'augmentation de *L*. Les données de débit

et de perte de charge fournissant la caractérisation aéraulique du volet sont représentées suivant L Figure V.20.



Figure V.19 : Coefficients K moyens en amont de l'association de deux diaphragmes suivant L .

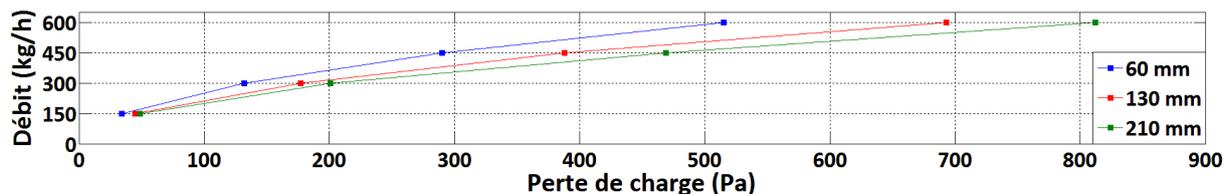


Figure V.20 : Courbe $Q/\Delta P$ de l'association de deux diaphragmes suivant L .

V.2.4.4 Conclusion

Les résultats de la mesure des SWL en amont et en aval de l'association de deux diaphragmes en interaction avec un écoulement montrent que :

- Le SWL subit une forte augmentation du bruit large bande par rapport au diaphragme seul avec l'apparition de fréquences discrètes.
- Ces fréquences discrètes correspondent aux fréquences théoriques du phénomène de Rossiter et ont été observées pour $0.37 \leq \frac{L}{D_{eq}} \leq 1.31$. Ce critère est concordant avec celui de Coiret *et al.* [71].

L'étude des SWL en fonction de St a montré que l'association de deux diaphragmes ne satisfait pas au modèle dipolaire :

- Les SWL amont et aval présentent des écarts suivant la fréquence pouvant atteindre $10 dB$,
- Les lois d'évolution suivant U dépendent de L . Pour les trois valeurs de L étudiées, ces lois sont faiblement inférieures à celles d'un dipôle acoustique.

Les superpositions des coefficients K mesurés pour chaque L présentent des écarts de l'ordre de $5 dB$ notamment pour les St où se superposent les propagations en onde plane et multimodale. Le calcul des coefficients moyens indique que la courbe caractéristique évolue suivant L . Couplées aux caractérisations aérauliques, les courbes caractéristiques pour chaque L constituent l'outil prédictif du bruit aéroacoustique de l'association de deux diaphragmes.

V.2.5 Bilan de puissance acoustique

Dans cette étude seule la méthode indirecte permettant d'estimer les potentiels de ΔW est appliquée et la contribution du tronçon droit est soustraite. Ce calcul étant basé sur la mesure de la matrice de diffusion, la bande fréquentielle retenue en présence d'écoulement est limitée à $f > 400 Hz$. L'étude comprend l'évaluation des potentiels de ΔW suivant L en absence d'écoulement puis en présence d'écoulement. Il est à noter qu'autour des fréquences de coupure du banc, le spectre des maximums de ΔW est entaché d'une erreur importante.

V.2.5.1 En absence d'écoulement

Les potentiels minimum et maximum de ΔW sont calculés en absence d'écoulement suivant L et représentés respectivement Figures V.21 et V.22.

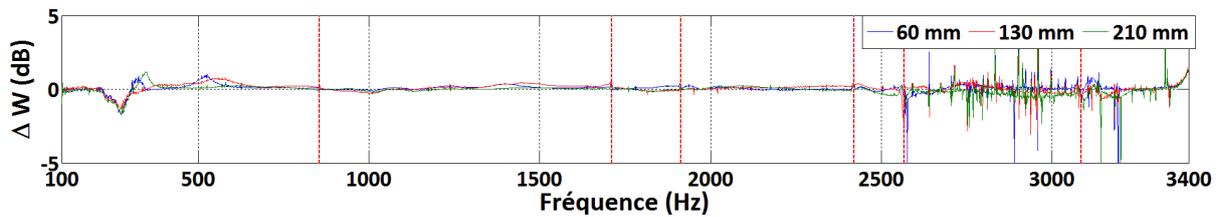


Figure V.21 : Potentiel minimum de ΔW en absence d'écoulement.

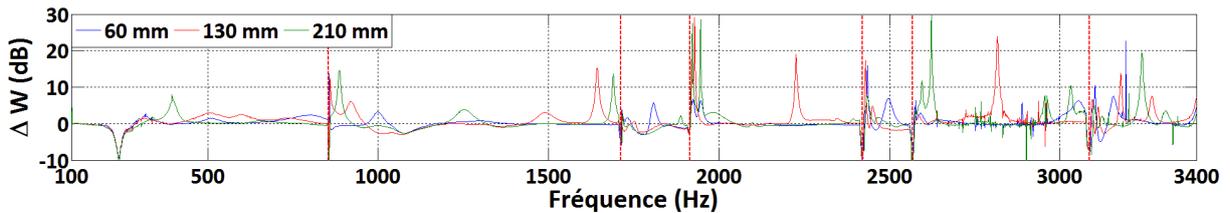


Figure V.22 : Potentiel maximum de ΔW en absence d'écoulement.

En absence d'écoulement, les potentiels de ΔW doivent traduire le caractère réactif de l'association de deux diaphragmes. Le potentiel minimum prend une valeur proche de 0 pour les fréquences supérieures à 700 Hz ce qui permet de valider le caractère réactif de l'association quelle que soit L . En dessous de 700 Hz, des disparités pouvant atteindre 1 dB sont observées et proviennent de la vibration du tronçon test. En hautes fréquences, l'aspect bruité des résultats provient des mesures bruitées de la matrice de diffusion.

Le potentiel maximum met en évidence des pics observés à 250 Hz et 400 Hz qui sont liés à la vibration du tronçon ainsi qu'à la méthode de calcul des potentiels sans la contribution du tronçon test. Pour les fréquences supérieures à 500 Hz, le potentiel maximum met en évidence des pics de dissipation variant suivant L qui correspondent aux fréquences de résonance de la cavité constituée par les deux diaphragmes comme observé sur la matrice de diffusion. Ce résultat confirme l'hypothèse d'influence de la dissipation sur l'écart observé entre les résultats expérimentaux et numériques de la matrice de diffusion.

V.2.5.2 En présence d'écoulement

V.2.5.2.1 Influence de L pour $U = 6.95 \text{ m/s}$

Les potentiels de ΔW sont calculés en présence d'un écoulement de $U = 6.95 \text{ m/s}$ suivant L et sont représentés Figures V.23 et V.24.

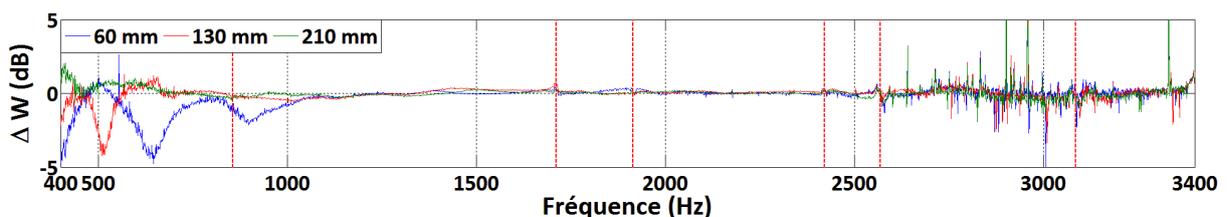


Figure V.23 : Potentiel minimum de ΔW en présence d'écoulement suivant L pour $U = 6.95 \text{ m/s}$.

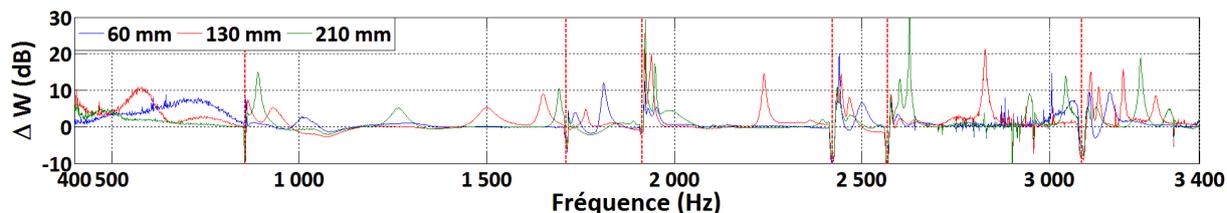


Figure V.24 : Potentiel maximum de ΔW en présence d'écoulement suivant L pour $U = 6.95 \text{ m/s}$.

A U fixée, le potentiel minimum reste proche de zéro quelle que soit L sauf en dessous de 1000 Hz où des valeurs de -5 dB sont atteintes à des fréquences qui correspondent aux fréquences de Rossiter mesurés. Pour les fréquences supérieures à 500 Hz , la cohérence pour la mesure de la matrice de diffusion est supérieure à 0.95 . Ceci permet de conclure que l'association de deux diaphragmes est un système potentiellement amplificateur.

A U fixée, le potentiel maximum est positif quelle que soit L . Des maximums de dissipation de l'ordre de 10 dB qui dépendent de L sont observés et correspondent aux fréquences de résonance de la cavité comme observé en absence d'écoulement.

V.2.5.2.2 Influence de U pour $L = 130 \text{ mm}$

Les potentiels minimum et maximum sont calculés suivant U pour $L = 130 \text{ mm}$ et sont représentés respectivement Figures V.25 et V.26.

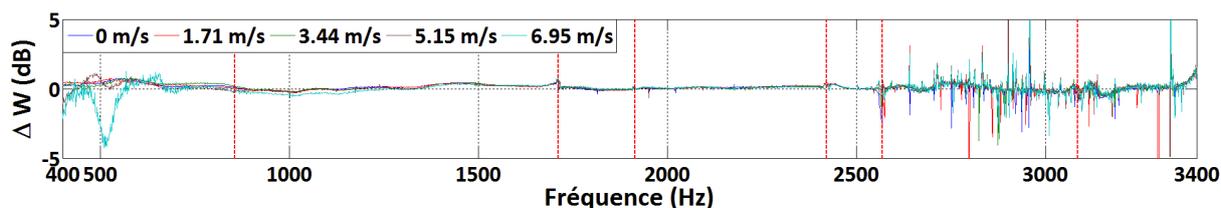


Figure V.25 : Potentiel minimum de ΔW pour $L = 130 \text{ mm}$ suivant U .

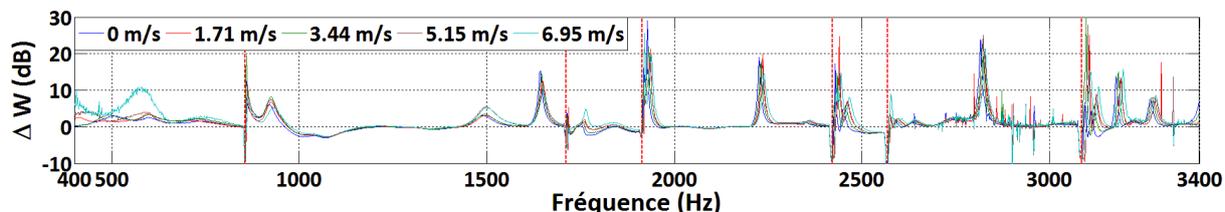


Figure V.26 : Potentiel maximum de ΔW pour $L = 130 \text{ mm}$ suivant U .

A L fixée, l'augmentation de U n'a pas d'influence sur les potentiels, sauf en dessous de 1000 Hz comme indiqué précédemment où des valeurs de -4 dB et 10 dB sont observées aux fréquences de Rossiter. Au delà de 1000 Hz le potentiel minimum prend une valeur proche de 0 et le potentiel maximum prend une valeur proche de 0 sauf autour des fréquences de résonance de la cavité. Ces résultats sont similaires à ceux observés pour le diaphragme Chapitre III.

V.2.5.3 Conclusion

Le comportement potentiellement amplificateur et dissipateur de l'association de deux diaphragmes est mis en évidence pour certaines fréquences de Rossiter. L'amélioration du rapport signal sur bruit lors de la mesure de la matrice de diffusion permettra de confirmer ces résultats pour toutes les fréquences de Rossiter. Au delà de 1000 Hz , l'association de deux diaphragmes est un élément réactif quelles que soient U et L sauf autour des fréquences de résonance de la cavité.

V.3 Association d'un volet industriel et d'un mur en conduit

Dans cette seconde partie, un exemple d'association de composants représentatifs d'un HVAC est étudié : un volet industriel et un mur.

V.3.1 Etat de l'art

Un cas industriel d'associations de composants ont porté sur un volet précédé d'un coude a été étudié par Jäger *et al.* [74]. L'objectif de cette étude a été la validation de modèles et donc aucune recherche liée à l'interaction n'a été présentée. Une étude similaire réalisée par Guérin [19] a porté sur l'association d'un volet suivi d'une grille de sortie d'air et a mis en évidence l'influence de la distance de séparation des deux composants sur le *SWL*.

V.3.2 Comportement aéraulique

La structure de l'écoulement autour de l'association d'un volet et d'un mur est différente de celle décrite pour le volet seul §IV.2.1. L'évolution de la composante axiale du vecteur vitesse de l'écoulement pour une vitesse en amont de 1 m/s pour $\alpha = 15^\circ$ est mesurée par PIV et représentée suivant la position du mur Figures V.27 et V.28.

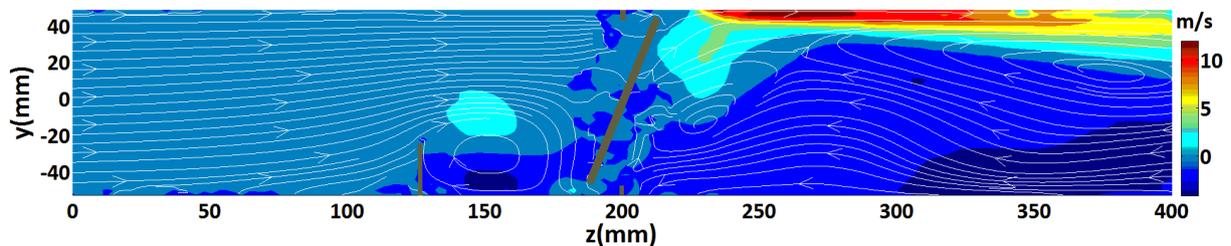


Figure V.27 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour d'une association d'un volet industriel à $\alpha = 15^\circ$ et d'un mur en position basse pour $U = 1 \text{ m/s}$.

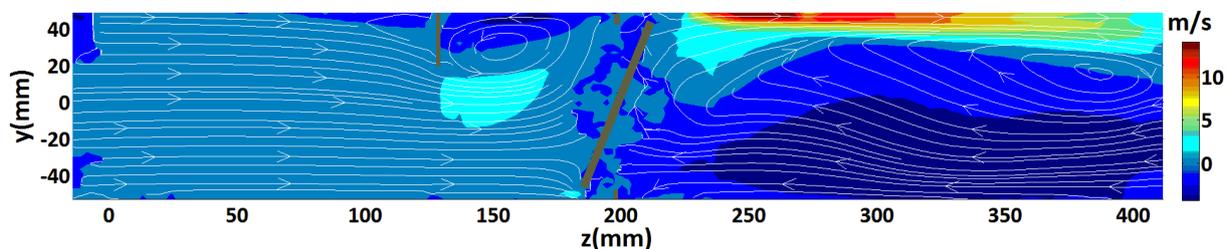


Figure V.28 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour d'une association d'un volet industriel à $\alpha = 15^\circ$ et d'un mur en position haute pour $U = 1 \text{ m/s}$.

La structure de l'écoulement autour de l'association d'un volet et d'un mur se décompose en six zones :

- Zone 1 : très en amont du mur où l'écoulement turbulent n'est pas perturbé par la présence des obstacles.
- Zone 2 : en amont et à proximité du mur où l'écoulement décolle des parois du conduit.
- Zone 3 : une zone de recirculation est formée entre le mur et le volet.
- Zone 4 : en amont et à proximité du volet où l'écoulement se concentre sur les bords supérieur et inférieur.
- Zone 5 : Un seul jet est développé sur le bord supérieur du volet pour $\alpha = 15^\circ$, contrairement au cas sans mur où deux jets sont développés sur les bords supérieur et inférieur. Une zone de recirculation est formée en aval du volet.
- Zone 6 : région très en aval du volet où l'écoulement turbulent est développé.

V.3.3 Configurations d'étude

L'association d'un volet industriel, décrit §IV.4.1, et d'un mur utilisée dans le cadre de cette étude est représentée Figure V.29. Le mur consiste en une bande de largeur 100 mm, de hauteur 20 mm et d'épaisseur 2 mm. La distance de séparation entre le mur et l'axe de rotation du volet est représentative de la compacité d'un HVAC et correspond à 70 mm. Pour les configurations étudiées, le mur est placé en amont du volet et sa position varie entre les faces basse et haute du conduit.

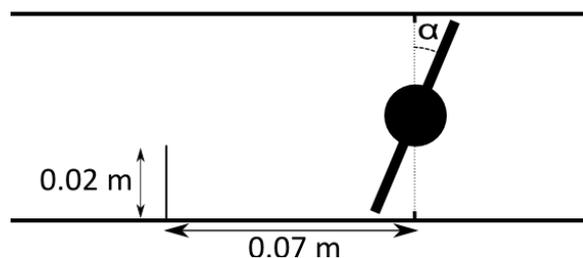


Figure V.29 : Représentation du tronçon contenant l'association du volet industriel et du mur en position basse.

L'étude de l'association d'un volet et d'un mur a pour objectif de déterminer les effets d'interaction sur les caractéristiques passives et actives. La position du mur et l'influence de l'angle d'ouverture du volet sont étudiés pour différents débits. Les configurations étudiées sont référencées dans le Tableau V.6.

Configuration	α (°)	Position du mur	Débit (kg/h)	Vitesse (m/s)	Perte de charge (Pa)
1	15	Haute	0	0	0
2			150	1.71	616
3		Basse	0	0	0
4			150	1.71	637
5	30	Haute	0	0	0
6			150	1.71	122
7		Basse	0	0	0
8			150	1.71	138

Tableau V.6 : Configurations de mesure pour l'association d'un volet industriel et d'un mur.

V.3.4 Matrice de diffusion

V.3.4.1 En absence d'écoulement

Dans le cas sans écoulement, les résultats de coefficients de la matrice de diffusion mesurés suivant la position du mur sont comparés aux résultats du volet industriel seul.

V.3.4.1.1 Coefficients de transmission

Les modules du coefficient $D_{00,00}^{21}$ mesurés en absence et en présence du mur suivant sa position dans le conduit sont représentés Figure V.30 pour $\alpha = 30^\circ$.

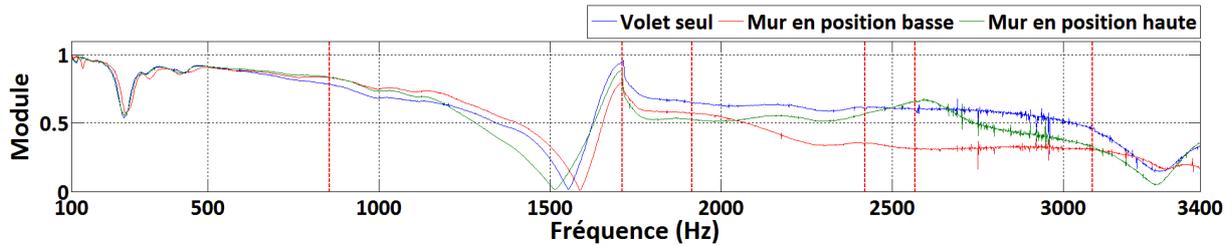


Figure V.30 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ pour $\alpha = 30^\circ$.

Pour les fréquences inférieures à 1700 Hz, l'influence du mur suivant sa position dans le conduit, se traduit par la variation des modules ainsi que la modification des fréquences de Parker. Pour les fréquences supérieures à 1700 Hz, la présence du mur se traduit par une diminution du module notamment en position basse. Ce résultat est confirmé par le TL calculé pour $\alpha = 30^\circ$ et représenté Figure V.31.

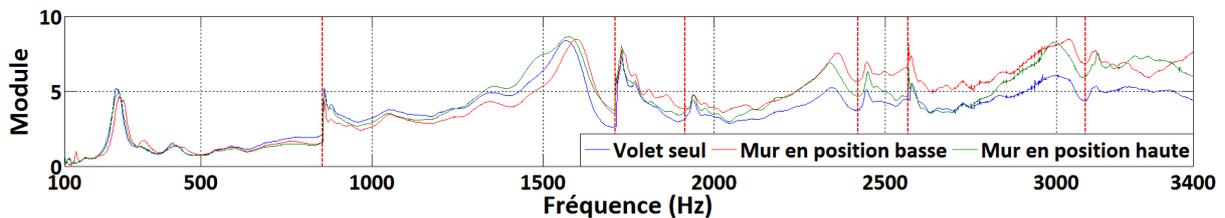


Figure V.31 : Evolution du TL suivant la position du mur pour $\alpha = 30^\circ$.

V.3.4.1.2 Conversion modale

Les modules des coefficients $D_{00,02}^{21}$ et $D_{00,10}^{21}$ sont mesurés suivant la position du mur et comparés au résultat du volet industriel seul pour $\alpha = 30^\circ$. Ces résultats sont représentés Figures V.32 et V.33 respectivement pour les coefficients $D_{00,02}^{21}$ et $D_{00,10}^{21}$.

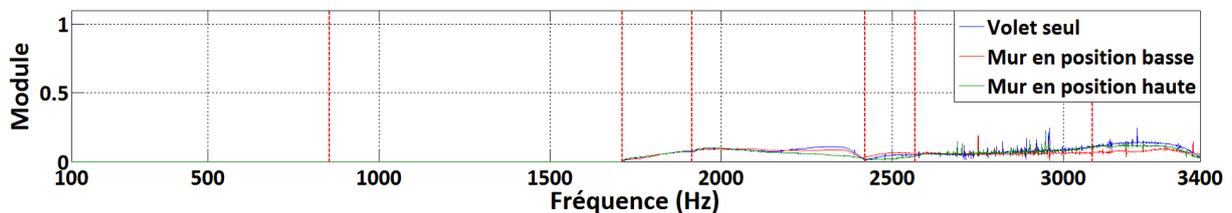


Figure V.32 : Module du coefficient de conversion modale $D_{00,02}^{21}$ pour $\alpha = 30^\circ$.

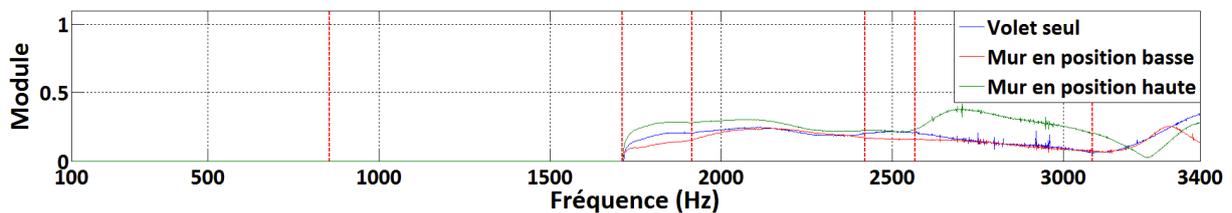


Figure V.33 : Module du coefficient de conversion modale $D_{00,10}^{21}$ pour $\alpha = 30^\circ$.

L'influence du mur sur les conversions modales se traduit par la variation des modules. La loi régissant les conversions modales pour le volet industriel (voir Eq.(86)) est cependant respectée.

V.3.4.1.3 Symétrie en transmission

Afin d'étudier l'influence du mur sur la symétrie de la matrice de diffusion, le coefficient D^{21} est comparé au coefficient D^{12} . Pour $\alpha = 30^\circ$, les résultats sont représentés Figures V.34 et V.35 respectivement pour les positions basse et haute du mur.

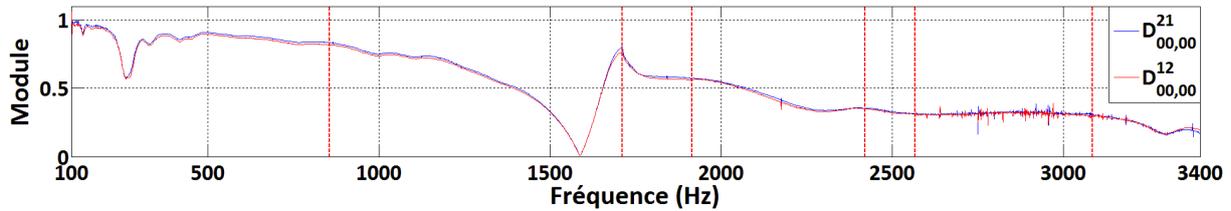


Figure V.34 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour le mur en position basse et $\alpha = 30^\circ$.

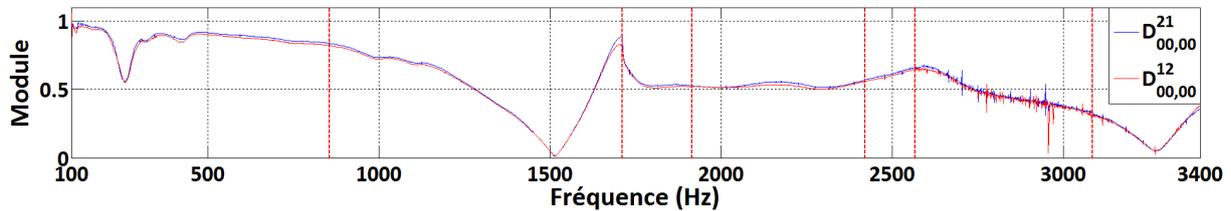


Figure V.35 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour le mur en position haute et $\alpha = 30^\circ$.

La présence du mur et sa position dans le conduit n'ont pas d'incidence sur la symétrie de la matrice de diffusion. Ces observations sont valables pour les résultats à $\alpha = 15^\circ$ non présentés et les autres modes de propagation.

V.3.4.2 En présence d'écoulement

V.3.4.2.1 Coefficients de transmission

Pour $\alpha = 30^\circ$, les coefficients $D_{00,00}^{21}$ mesurés sont comparés au cas sans écoulement et sont représentés Figures V.36 et V.37 respectivement pour le mur en position basse et haute.

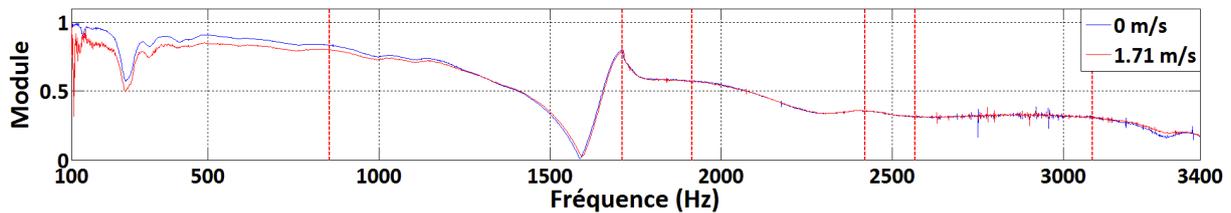


Figure V.36 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ en présence d'écoulement pour le mur en position basse.

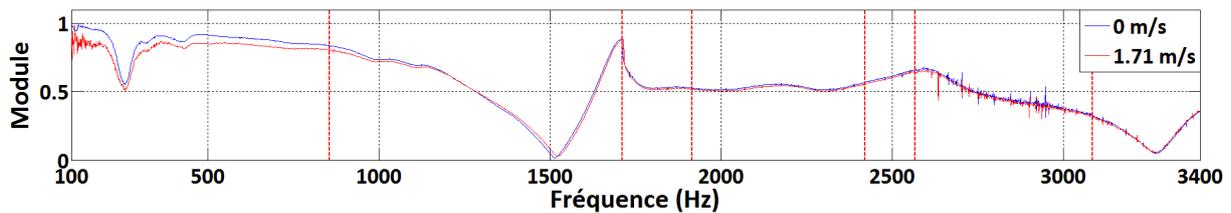


Figure V.37 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ en présence d'écoulement pour le mur en position haute.

L'influence de l'écoulement sur la matrice de diffusion en présence du mur est similaire à celui observé pour le volet seul §IV.4.2.2. Cette influence se traduit par une augmentation de la dissipation en basses fréquences et aux faibles angles en raison d'une vitesse de constriction élevée.

V.3.4.2.2 Conversion modale

Les phénomènes de conversions modales présents sur l'association du volet industriel et du mur sont similaires à ceux observés en absence d'écoulement comme représenté Figure V.38 pour les conversions des modes $(m, n) = (0, 2)$ et $(m, n) = (1, 0)$ sur le mode plan, $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$ en présence du mur en position basse.

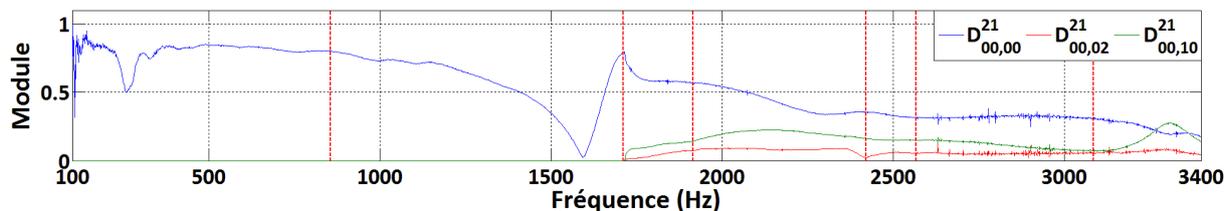


Figure V.38 : Modules des coefficients de conversions modales D^{21} sur le mode plan pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

V.3.4.2.3 Symétrie en transmission

L'effet de convection produit par l'écoulement aux vitesses étudiées a une influence négligeable sur la symétrie de la matrice de diffusion quelle que soit la position du mur dans le conduit comme indiqué Figure V.39 pour les coefficients de transmission pour le mode plan mesurés, $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

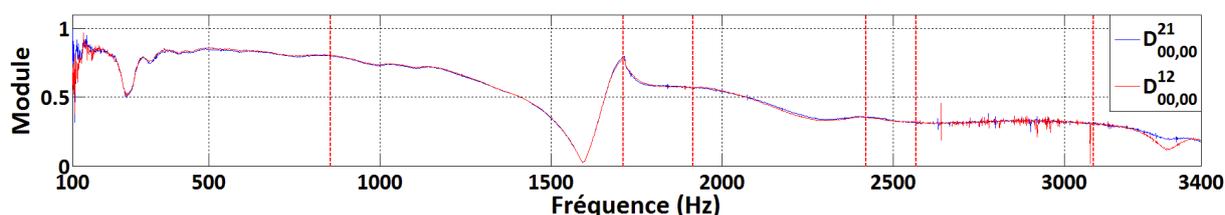


Figure V.39 : Modules des coefficients $D_{00,00}^{21}$ et $D_{00,00}^{12}$ pour le mur en position basse, $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

V.3.4.3 Conclusion

En absence d'écoulement, les coefficients de la matrice de diffusion mesurés présentent des écarts avec ceux du volet industriel seul. A α fixé, le TL de l'association est supérieur de l'ordre de 3 dB en hautes fréquences par rapport au TL du volet industriel seul. Les phénomènes de Parker observés pour le volet seul sont conservés et l'insertion du mur se traduit par un décalage de ces fréquences de l'ordre de 20 Hz . Ces résultats indiquent que la présence du mur dans le conduit peut induire des interactions différentes suivant sa position.

En présence d'écoulement, l'influence de la vitesse aux angles étudiés sur les coefficients de la matrice de diffusion de l'association est similaire à celui observé sur le volet industriel seul. A savoir un effet de convection limité sur les modules aux vitesses étudiées.

V.3.5 Vecteur source

Les SWL sont mesurés et comparés avec les résultats du volet industriel seul afin de déterminer l'influence de la présence du mur et de sa position dans le conduit.

V.3.5.1 Puissances acoustiques totales

V.3.5.1.1 Pour $\alpha = 15^\circ$

Les Figures V.40 et V.41 représentent respectivement les SWL générées en amont et en aval de l'association du volet industriel et du mur pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$. Ces résultats sont comparés suivant la position du mur à ceux issus du volet industriel seul.

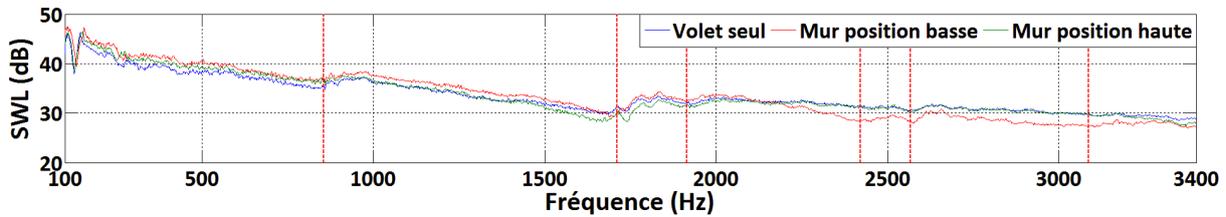


Figure V.40 : *SWL* amont suivant la position du mur pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

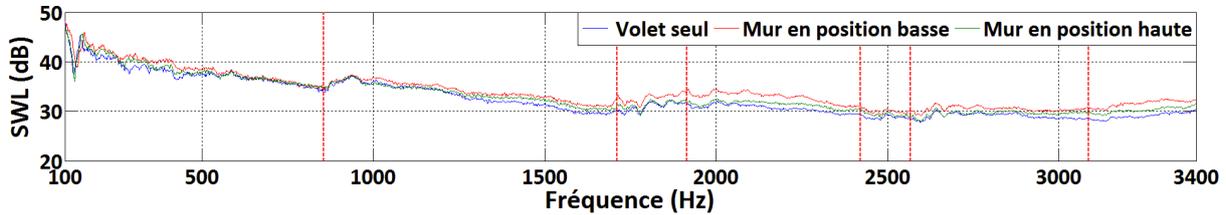


Figure V.41 : *SWL* aval suivant la position du mur pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

L'influence du mur se traduit par la variation du *SWL* suivant sa position dans le conduit. En position basse et entre 100 et 2000 Hz, l'influence du mur se traduit par une augmentation du *SWL* de l'ordre de 2 dB en amont et en aval par rapport au volet seul. Au dessus de 2000 Hz, l'influence du mur varie suivant le sens de propagation : le *SWL* amont diminue de 3 dB et le *SWL* aval augmente de 3 dB par rapport au volet seul. En position haute, le *SWL* est identique à celui du volet industriel seul.

L'évolution des *SWL* en fonction de la position du mur peut être corrélée avec le champ de vitesse autour des obstacles. Les cartographies du champ de vitesse mesurées par PIV et représentées Figures V.27 et V.28 montrent qu'en présence d'écoulement, une zone de recirculation apparaît entre le mur et le volet. La présence du mur perturbe l'écoulement sur le volet et donne lieu à une variation de la perte de charge. Lorsque le mur est en position basse, la perte de charge est supérieure à celle associée au mur en position haute. Ceci permet d'expliquer l'augmentation du *SWL*.

V.3.5.1.2 Pour $\alpha = 30^\circ$

Les Figures V.42 et V.43 représentent respectivement les *SWL* générées en amont et en aval de l'association du volet industriel et du mur pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$. Ces résultats sont comparés suivant la position du mur à ceux issus du volet industriel seul.

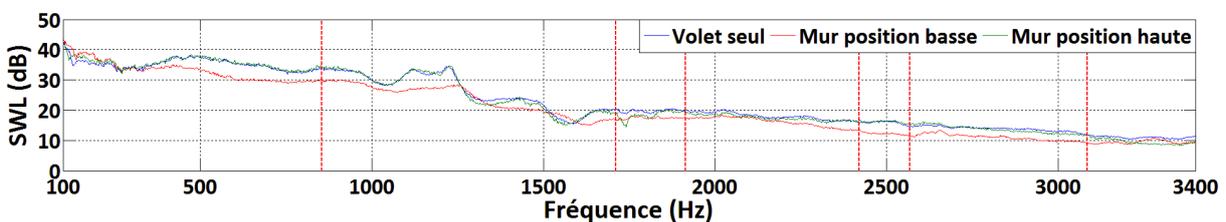


Figure V.42 : *SWL* amont suivant la position du mur pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

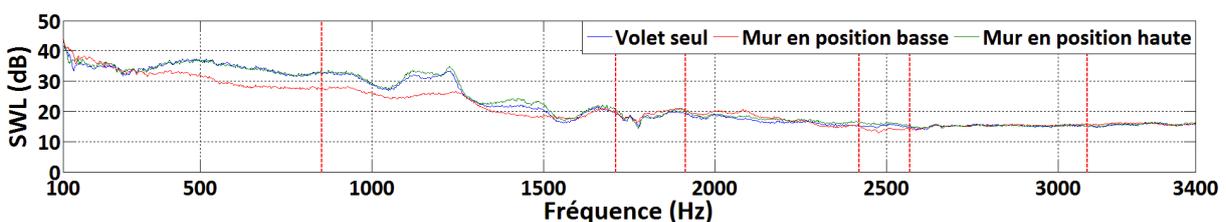


Figure V.43 : *SWL* aval suivant la position du mur pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

L'influence du mur se traduit par la variation du *SWL* suivant sa position dans le conduit. En position basse et entre 300 et 1500 *Hz*, l'influence du mur se traduit par une diminution du *SWL* de l'ordre de 5 *dB* en amont et en aval par rapport au volet seul. Au dessus de 1500 *Hz*, l'influence du mur varie suivant le sens de propagation : le *SWL* amont diminue de 3 *dB* et le *SWL* aval reste identique au volet seul. En position haute, l'influence du mur est limité sur le *SWL* où il ne présente pas d'écart par rapport au volet seul.

Ces résultats sont liés aux interactions spécifiques entre le volet pour $\alpha = 30^\circ$ et le mur. L'évolution de la composante axiale du vecteur vitesse de l'écoulement autour de l'association du volet pour $\alpha = 30^\circ$ et du mur pour $U = 2.38 \text{ m/s}$ est mesurée par PIV et représentée suivant la position du mur Figures V.44 et V.45.

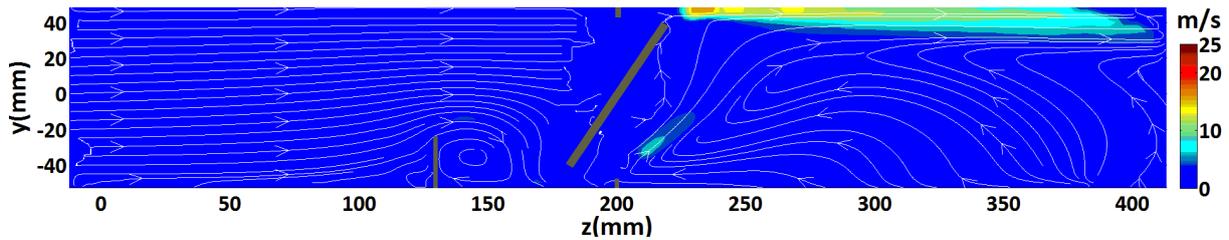


Figure V.44 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour d'une association d'un volet industriel à $\alpha = 30^\circ$ et d'un mur en position basse pour $U = 2.38 \text{ m/s}$.

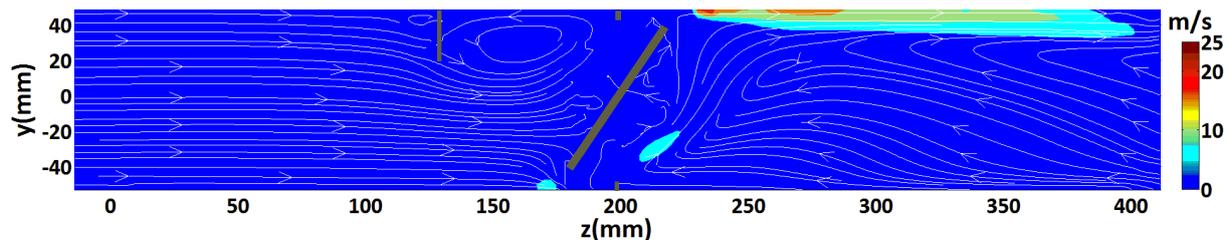


Figure V.45 : Mesure par PIV de la composante axiale du vecteur vitesse d'écoulement autour d'une association d'un volet industriel à $\alpha = 30^\circ$ et d'un mur en position haute pour $U = 2.38 \text{ m/s}$.

La cartographie du champ de vitesse montre que lorsque le mur est en position basse, la zone de recirculation entre le mur et le volet s'étale sur 40 *mm* et est plus petite que lorsque le mur est en position haute où elle atteint 80 *mm*. La zone de jet sur le bord supérieur du volet atteint une vitesse de 17 *m/s* pour le mur en position basse et 23 *m/s* en position haute. Le mur en position basse limite la vitesse du jet et donc le bruit généré. Ces résultats confirment l'influence de la position du mur dans le conduit sur le bruit généré par son interaction avec le volet.

V.3.5.2 Symétrie

V.3.5.2.1 Pour $\alpha = 15^\circ$

Les Figures V.46 et V.47 représentent respectivement les *SWL* générées en amont et en aval par l'association du volet industriel et du mur pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$ suivant la position du mur.

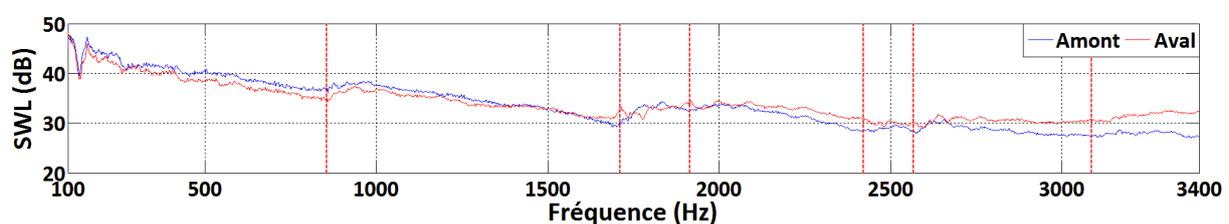


Figure V.46 : *SWL* amont et aval pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$ pour le mur en position basse.

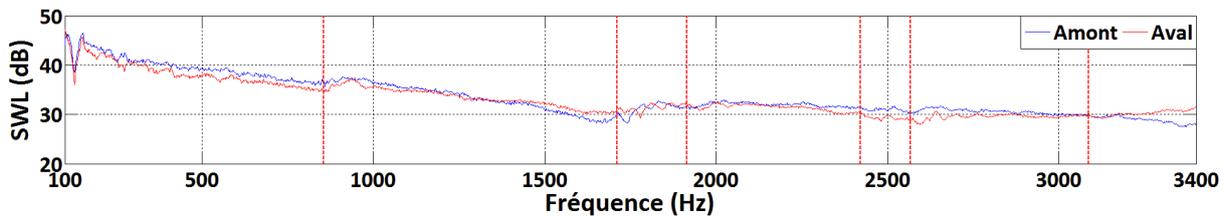


Figure V.47 : *SWL* amont et aval pour $\alpha = 15^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$ pour le mur en position haute.

Les résultats montrent que les *SWL* présentent des écarts pouvant atteindre 2 dB en basses fréquences et 4 dB en hautes fréquences. Ces écarts sont supérieurs à ceux mesurés pour le volet industriel seul.

V.3.5.2.2 Pour $\alpha = 30^\circ$

Les Figures V.48 et V.49 représentent respectivement les *SWL* générées en amont et en aval de l'association du volet industriel et du mur pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$.

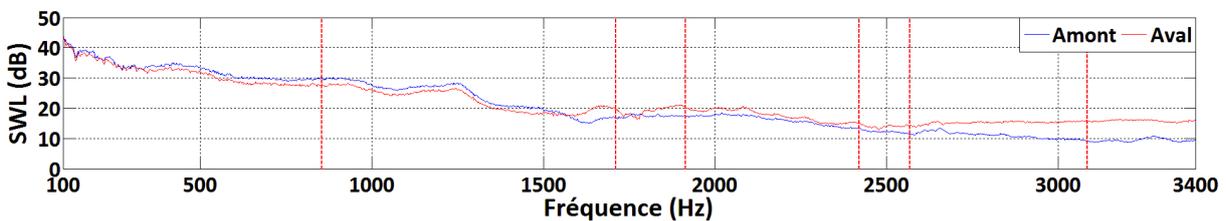


Figure V.48 : *SWL* amont et aval pour $\alpha = 30^\circ$ et $U = 1.71 \text{ m/s}$ pour le mur en position basse.

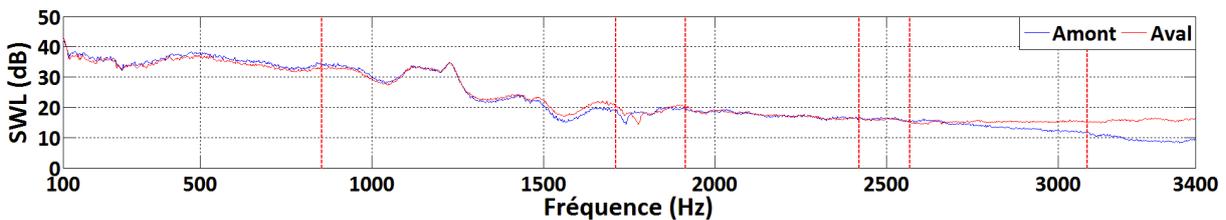


Figure V.49 : *SWL* amont et aval pour $\alpha = 30^\circ$ à $U = 1.71 \text{ m/s}$ pour le mur en position haute.

Les résultats sont similaires à ceux obtenus pour $\alpha = 15^\circ$ et indiquent qu'en présence du mur les *SWL* présentent des écarts pouvant atteindre 2 dB en basses fréquences et 6 dB en hautes fréquences.

V.3.5.3 Conclusion

Pour une distance de séparation et une vitesse d'écoulement fixée, les mesures effectuées montrent que l'influence de l'insertion du mur par rapport au *SWL* du volet seul varie suivant l'angle du volet et la position du mur. En effet, suivant ces deux paramètres, les variations du *SWL* dépendent des interactions entre ces deux éléments et l'écoulement. Les résultats obtenus pour la position du mur sont opposés suivant l'angle considéré.

V.3.6 Conclusion

Les investigations menées sur l'association du volet industriel et du mur ont montré, qu'en absence d'écoulement, l'influence de l'insertion du mur sur les caractéristiques passives se traduit par une augmentation de l'atténuation par rapport à celle du volet industriel seul. Les phénomènes acoustiques observés sur le volet seul sont peu influencés par la présence du mur.

En présence d'écoulement, la présence du mur n'a pas d'influence sur les caractéristiques passives par rapport au volet seul. Les caractéristiques actives sont influencées par la présence du mur et varient suivant sa position dans le conduit. Ces interactions, suivant l'angle du volet et la position du mur, peuvent induire une réduction du SWL par rapport au volet industriel seul.

V.4 Conclusion

Dans ce chapitre, les procédures présentées Chapitres I et II sont appliquées à des associations de deux éléments. Les démarches entreprises sur l'association de deux diaphragmes conduisent aux conclusions suivantes :

- Matrice de diffusion :
 - En absence d'écoulement, la comparaison des coefficients mesurés et simulés montre un bon accord sauf aux fréquences de vibration du tronçon test. Les fréquences de résonance de la cavité constituée par les deux diaphragmes ont été identifiées. La loi décrivant les phénomènes de conversions modales est identique à celle décrite pour le diaphragme Chapitre III.
 - En présence d'écoulement, la bande fréquentielle de l'étude est réduite en basses fréquences en raison d'un faible rapport signal sur bruit. L'effet de convection sur les modules des coefficients est observé mais demeure faible aux vitesses étudiées.
- Vecteur source :
 - Aux distances de séparation étudiées, l'écoulement entre les diaphragmes n'est pas uniforme. Le bruit généré par l'association est supérieur de 10 *dB* par rapport à celui généré par le diaphragme seul.
 - Aux distances de séparation proches des dimensions transversales du conduit, des émergences de l'ordre de 10 *dB* apparaissent en basses fréquences. Ces émergences correspondent à des phénomènes de rétroaction associés à des modes hydrodynamiques. La formule décrite par Rossiter permet de prédire ces fréquences et la représentation des *St* mesurés en fonction de *Re* permet d'exposer les modes hydrodynamiques.
 - Les lois d'évolution suivant la vitesse d'écoulement en fonction de *St* sont inférieures à la modélisation dipolaire.
 - La superposition des coefficients *K* pour une distance fixée montre des écarts pouvant atteindre 5 *dB* aux *St* où se superposent des propagations en mode plan et multimodale. La détermination d'un coefficient moyen pour chaque distance de séparation montre que la courbe caractéristique de l'association de deux diaphragmes évolue suivant la distance de séparation.
- Bilan de puissance acoustique :
 - En absence d'écoulement, les résultats mettent en évidence le caractère purement réactif de l'association de deux diaphragmes ainsi que les fréquences de résonance de la cavité.
 - Dans les conditions d'écoulement étudiées, l'association de deux diaphragmes présente des amplifications et dissipations aux fréquences de Rossiter. Ces résultats sont cependant difficiles à interpréter en raison d'une diminution de la cohérence à certaines de ces fréquences. Au delà, le système est réactif sauf aux fréquences de résonance de la cavité où des pics de dissipation sont observés.

Les démarches entreprises sur l'association d'un volet industriel et d'un mur conduisent aux conclusions suivantes :

- Matrice de diffusion :
 - En absence d'écoulement, les coefficients mesurés présentent des écarts avec ceux du volet industriel seul. Les phénomènes de Parker spécifiques au volet sont conservés mais présentent des écarts en fréquence suivant la position du mur. Ces résultats sont confirmés par le calcul du *TL*.
 - En présence d'écoulement, l'influence de la vitesse est similaire à celui observé sur le volet industriel seul.
- Vecteur source :

- Les cartographies obtenues par PIV montrent, qu'à vitesse amont fixée, le champ de vitesse autour du système varie en fonction de l'angle d'ouverture du volet et de la position du mur dans le conduit.
- L'influence du mur sur les SWL varie suivant la position du mur dans le conduit ainsi que l'angle d'ouverture du volet.

Les études réalisées sur une association de deux éléments montrent l'existence d'interactions pouvant influencer sur les caractéristiques passives et actives. Les paramètres régissant ces interactions sont liés aux distances de séparation ainsi qu'au caractère turbulent de l'écoulement entre les éléments. De plus, les phénomènes aéroacoustiques associés à ces interactions varient suivant les éléments considérés.

Conclusions générales et perspectives

Sur la base du banc d'essai construit lors du projet CESAM, la caractérisation aéroacoustique, fondée sur le formalisme à 2N-ports, de composants d'HVAC en conduit à faible nombre de Mach, a été améliorée et complétée sur les aspects instrumentations, procédures de mesure et post-traitement. Afin de réduire les incertitudes sur la mesure acoustiques des caractéristiques passive et active du composant, un tronçon source acoustique et deux tronçons de microphones ont été intégrés au banc, suivant les propositions faites durant CESAM. De plus, des moyens de mesure aérauliques ont été ajoutés et consistent en un débitmètre, permettant la mesure précise de la vitesse d'écoulement, une instrumentation dédiée à la mesure de la perte de charge statique et une instrumentation de mesure PIV fournissant la cartographie 2D et 3D du champ de vitesse d'écoulement autour des composants.

Les procédures de mesure ont été simplifiées permettant la réduction du temps d'une mesure complète de 4 heures, lors du projet CESAM, à 45 minutes. L'optimisation et la simplification du programme de post-traitement ont permis la réduction du temps d'exécution ainsi que l'organisation des résultats.

La qualification du banc d'essai et des procédures de mesure a été réalisée sur un tronçon droit. Les modules et phases des coefficients mesurés de la matrice de diffusion, représentant la caractéristique passive, sont en accord avec les valeurs théoriques sauf aux fréquences basses de vibration du tronçon test et autour des fréquences de coupure des modes du conduit. Les mesures des matrices de réflexions des terminaisons en tronçon droit seront utilisées pour la détermination du vecteur source, représentant la caractéristique active, afin de remédier aux problèmes de rapport signal sur bruit. La méthode de mesure du vecteur source par interspectres entre deux sections de microphones est appliquée pour un tronçon droit en présence d'une source acoustique (HP). Ces travaux mettent en évidence les limites de la méthode de mesure par interspectres qui sont fonctions de la vitesse d'écoulement et de la dynamique de mesure entre le bruit de la source aéroacoustique et celui de l'écoulement.

A partir des mesures sur banc, des procédures de post-traitement sont développées pour déterminer des propriétés acoustiques complémentaires utiles à la qualification acoustique du composant. La puissance acoustique totale ou par mode, rayonnée en amont et en aval du composant est calculée. Sur la base de la théorie de Nelson et Morfey, la courbe caractéristique K , représentative du bruit d'origine aéroacoustique, est déduite des mesures de SWL calculés en tiers d'octave. Elle permet de prédire le SWL connaissant la vitesse d'écoulement, la perte de charge associée et la dimension caractéristique du composant. D'autre part, la formulation des potentiels de bilan de puissance d'un composant développée par Aurégan et Starobinsky a été étendue au cas multimodal lors de cette thèse. Ces potentiels permettent la prédiction d'amplification ou de dissipation d'une source externe par un composant. Des mesures directes sur banc avec un tronçon droit ont permis de valider ce post-traitement pour différentes vitesses.

Les essais sur le diaphragme à bords droits ont validé la méthode de mesure des caractéristiques d'une source aéroacoustique académique modélisée par un dipôle :

- L'effet de l'écoulement sur les coefficients de la matrice de diffusion est, comme attendu, faible aux vitesses étudiées. Un très bon accord est obtenu entre les résultats mesurés de la matrice de diffusion, en absence d'écoulement, avec ceux issus de la simulation de l'expérience réalisée par ESI-Group. Le diaphragme produit de la conversion modale suivant une règle présentée en accord avec la littérature. L'étude des potentiels de bilans de puissance acoustique montre que le diaphragme est un élément réactif et non amplificateur.

- Une confrontation de la mesure du *SWL* rayonnée par le diaphragme a été effectuée avec la modélisation UTC. Les disparités atteignent 10 dB autour des fréquences de coupure du banc. Le diaphragme est assimilable à une source dipolaire. En effet les niveaux mesurés de *SWL* en amont et en aval du diaphragme sont égaux dans la gamme de vitesse étudiée. De plus, les *SWL*, à nombre de Strouhal fixé, suivent les évolutions décrites par Nelson et Morfey, à savoir en U^4 pour une propagation en onde plane et U^6 pour une propagation multimodale sous réserve d'une densité modale suffisante.

- La courbe caractéristique *K* fournit un outil de prédiction du *SWL* du diaphragme en tiers d'octave.

Les essais sur un volet académique plat à bords droits ont mis en évidence des phénomènes physiques pertinents spécifiques à ce composant :

- Un très bon accord est obtenu entre les résultats mesurés de la matrice de diffusion, en absence d'écoulement, avec ceux issus de la simulation de l'expérience réalisée par ESI-Group quel que soit α . La confrontation des résultats avec un calcul FEM montre que les fréquences auxquelles les coefficients de transmission chutent correspondent aux fréquences des modes de Parker. Ces phénomènes consistent en une résonance longitudinale des cavités élémentaires, issues de la séparation du conduit par le volet, et dont la longueur effective est fonction de α . L'effet de l'écoulement sur la matrice de diffusion est faible sauf pour $\alpha < 30^\circ$ où la dissipation augmente.

- Le volet académique est un élément réactif en absence d'écoulement et devient potentiellement dissipatif en basses fréquences pour $\alpha < 30^\circ$.

- Un bon accord est trouvé entre la mesure du *SWL* rayonnée par le volet et la modélisation de l'UTC sauf en hautes fréquences pour la configuration $\alpha = 60^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$. Les mesures de *SWL* ont permis de mettre en évidence des émergences pour des combinaisons (U, α) expliquées par la coïncidence entre les fréquences de résonance des modes de Parker et les fréquences associées au détachement tourbillonnaire au niveau du volet.

- La source aéroacoustique constituée par l'interaction de l'écoulement avec le volet académique ne peut être modélisée par un dipôle acoustique en conduit quel que soit α . Les *SWL* amont et aval sont similaires mais les lois d'évolution des *SWL* à St fixé pour les faibles angles d'ouverture ne suivent pas les lois théoriques d'un dipôle. La courbe caractéristique *K* du volet a été déterminée pour chaque angle.

L'influence de la géométrie et du montage du volet industriel issu de l'HVAC a été mis en évidence sur ses caractéristiques passives et actives :

- La matrice de diffusion évolue de façon similaire à celle du volet académique. Des fréquences associées à des chutes de transmission sont observées et sont proches des fréquences de résonance des modes de Parker observées sur le volet académique. Les résultats de *TL* sont similaires et présentent un comportement de type silencieux du volet quelle que soit sa géométrie.

- Le volet industriel est un élément réactif sauf pour $\alpha < 30^\circ$ où il devient potentiellement dissipatif en basses fréquences.

- Pour $\alpha > 30^\circ$, le *SWL* du volet industriel est supérieur à celui du volet académique quelles que soient U et α . Le housing constitue une des origines de ces écarts. En effet, sa suppression pour $\alpha = 45^\circ$ et $U = 4.75 \text{ m/s}$ a permis de réduire le *SWL* jusqu'à 15 dB en hautes fréquences. Les émergences liées aux fréquences de Parker n'ont pas été observées aux configurations étudiées.

- Les conclusions relatives à la caractérisation du volet industriel par les coefficients K sont similaires à celles du volet académique.

Les essais sur une association de deux diaphragmes à bords droits ont mis en évidence des phénomènes physiques spécifiques liés à la proximité des composants :

- Un très bon accord est obtenu entre les résultats mesurés de la matrice de diffusion, en absence d'écoulement, avec ceux issus de la simulation de l'expérience réalisée par ESI-Group quel que soit la distance de séparation. Les fréquences de résonance de la cavité, entre les deux diaphragmes, ont été identifiées. Les potentiels de bilans de puissances acoustiques en présence d'écoulement, sous réserve de valeurs de cohérence acceptables, mettent en évidence des potentiels d'amplification et de dissipation aux fréquences de Rossiter.

- Les SWL rayonnées en amont sont inférieurs à ceux en aval et sont tous deux supérieurs à ceux du diaphragme seul. Les fréquences discrètes mesurées en basses fréquences sont identifiées aux fréquences de Rossiter.

- La confrontation des SWL mesurés avec ceux simulés montre que l'augmentation du bruit large bande est prédite mais que les effets de rétroaction à l'origine des fréquences de Rossiter ne sont pas obtenus.

Les études menées sur l'association du volet industriel et d'un mur ont mis en évidence des phénomènes d'interaction spécifique :

- Pour un angle de volet et une vitesse d'écoulement fixés, la position du mur dans le conduit influe sur les modules de la matrice de diffusion.

- L'étude du vecteur source a montré que les phénomènes d'interaction sont fonction de la position du mur dans le conduit et de l'angle d'ouverture du volet. Des investigations supplémentaires sont nécessaires pour l'étude détaillée de cette association.

Le travail réalisé ouvre des perspectives d'approfondissement sur le plan scientifique dans l'aéroacoustique en conduit. L'analyse des phénomènes de Parker devra être complétée par des cartographies du champ de pression acoustique par microphone et du champ de vitesse par PIV à proximité du composant. Les émergences associées aux phénomènes de Parker n'ayant pas été observées sur le volet industriel, des investigations supplémentaires sont nécessaires afin de les observer ou de déterminer les conditions nécessaires à leur apparition. Les prochaines études devront s'attarder sur l'impact de l'angle d'incidence de l'écoulement sur les obstacles.

Les études présentées ont montré la spécificité des phénomènes aéroacoustiques observés pour des associations d'éléments. Les prochaines études devront porter sur des combinaisons de composants dans des tronçons représentatifs de leur intégration dans le véhicule telles que le volet et l'échangeur thermique, le volet et le pulseur, l'association de deux volets...

Références bibliographiques

- [1] S. Bennouna, O. Cheriaux, S. Moreau and J. Ville, "Automotive HVAC unit noise prediction," *Automotive NVH Comfort Conference, Le Mans, France, 2014*.
- [2] N. Papaxanthos, "Simulation aéroacoustique numérique en conduit à faible nombre de Mach, application aux systèmes de ventilation d'air automobiles," Thèse de doctorat de l'Université de Technologie de Compiègne, Compiègne, France, 2016.
- [3] M. Legros, "Synthèse vibro-acoustique d'un module de ventilation automobile," Thèse de doctorat de l'Université de Technologie de Compiègne, Compiègne, France, 2016.
- [4] H. Trabelsi, "Banc d'essai et procédure pour la caractérisation des éléments d'un HVAC par un système "2N-ports" avec écoulement : validation et application à des sources aéroacoustiques," Thèse de doctorat de l'Université de Technologie de Compiègne, Compiègne, France, 2011.
- [5] T. Brungart, G. Lauchle and J. Tichy, "Acoustic diagnostics of an automotive HVAC system," The Pennsylvania State University, Pennsylvanie, Etats-Unis, 1991.
- [6] P. Davies, "Practical flow duct acoustics," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 124, pp. 91-115, 1988.
- [7] J. Lavrentjev and M. Abom, "Characterization of fluid machines as acoustic multi-port sources," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 197, pp. 1-16, 1996.
- [8] A. Sittel, "Méthodes de mesure des matrices acoustiques des discontinuités à un ou deux ports en présence des modes élevés," Thèse de doctorat de l'Université de Technologie de Compiègne, Compiègne, France, 2005.
- [9] M. Abom, "Measurement of the scattering-matrix of acoustical two-ports," *Mechanical Systems and Signal Processing*, vol. 5, pp. 89-104, 1991.
- [10] C. L. Morfey, "Sound transmission and generation in ducts with flow," *Journal of sound and vibration*, vol. 14, pp. 37-55, 1971.
- [11] W. Neise and F. Arnold, "On sound power determination in flow ducts," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 244, pp. 481-503, 2001.
- [12] S. Allam and M. Abom, "Advanced Experimental Procedure for in-duct Aero-Acoustics," *Journal of Sound and Vibration*, 2006.
- [13] D. Palumbo, "Determining correlation and coherence length in turbulent boundary layer flight data," *Journal of Sound and Vibration*, pp. 3721-3737, 2012.

- [14] P. A. Nelson and C. L. Morfey, "Aerodynamic sound production in low speed flow ducts," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 79, pp. 263-289, 1981.
- [15] D. Oldham and A. Ukpoho, "A pressure based technique for predicting regenerated noise levels in ventilation systems," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 140, pp. 259-272, 1990.
- [16] D. Waddington and D. Oldham, "Generalized flow noise prediction curves for air duct elements," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 222, pp. 163-169, 1999.
- [17] J. Gijrath, B. Verhaar and J. Bruggeman, "Prediction model for broadband noise in bends," Institute of Applied Physics, Delft, 1999.
- [18] D. Oldham and D. Waddington, "The prediction of airflow-generated noise in ducts from considerations of similarity," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 248, pp. 780-787, 2001.
- [19] S. Guérin, E. Thomy and M. Wright, "Aeroacoustics of automotive vents," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 285, pp. 859-875, 2004.
- [20] S. Allam and M. Abom, "Aeroacoustic study of single and double diaphragm orifices under subsonic conditions," Royal Institute of Technology, Stockholm, Suède, 2005.
- [21] A. Al Mezzawi, "Démarche de prédiction du bruit d'une unité de ventilation automobile par une méthode de synthèse," Thèse de doctorat de l'Université de Technologie de Compiègne, Compiègne, France, 2012.
- [22] C. Mak and D. Oldham, "The application of Computational Fluid Dynamics to the prediction of flow generated noise in low speed ducts. Part 1 : Fluctuating drag forces on a flow spoiler," *Journal of Building Acoustics*, pp. 123-141, 1997.
- [23] C. Mak and W. Au, "A turbulence-based prediction technique for flow generated noise produced by in-duct elements in a ventilation system," *Applied Acoustics*, vol. 70, pp. 11-20, 2009.
- [24] R. Lacombe, "Sifflement de diaphragmes en conduit soumis à un écoulement subsonique turbulent," Thèse de doctorat de l'Université du Maine, Le Mans, France, 2011.
- [25] Y. Aurégan and R. Starobinsky, "Determination of acoustic energy dissipation/production potentiality from the acoustic transfer functions of a multiport," *Acustica*, vol. 85, pp. 788-792, 1999.
- [26] P. Testud, "Aéroacoustique des diaphragmes en conduit: sifflement et cavitation," Thèse de doctorat de l'Université du Maine, Le Mans, France, 2006.
- [27] P. Joseph, C. Morfey and C. Lewis, "Multi-mode sound transmission in ducts with flow," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 264, pp. 523-544, 2003.
- [28] C. Morfey, "Sound transmission and generation in ducts with flow," *Journal of sound and vibration*, vol. 14, pp. 37-55, 1971.

- [29] S. Bennouna, B. Ouedraogo, S. Moreau, J. Ville, F. Foucart and O. Cheriaux, "Caractérisation acoustique d'un diaphragme dans un conduit avec écoulement à faible nombre de Mach," *Congrès Français d'acoustique, Poitiers, France, 2014*.
- [30] S. Bennouna, S. Naji, O. Cheriaux, S. Moreau, B. Ouedraogo and J. Ville, "Aeroacoustic Prediction Methods of Automotive HVAC Noise," *Noise and Vibration Conference and Exhibition, Grand Rapids (Mi), United States, 2015*.
- [31] N. Agarwal, "The sound field in fully developed turbulent pipe flow due to internal flow separation, Part I: wall-pressure fluctuations," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 169, pp. 89-109, 1994.
- [32] R. Muehleisen and D. Swanson, "Modal coupling in acoustic waveguides : planar discontinuities," *Applied Acoustics*, vol. 63, pp. 1375-1392, 2002.
- [33] E. Kerschen and J. Johnston, "Modal content of noise generated by a coaxial jet in a pipe," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 76, pp. 95-115, 1981.
- [34] F. Van Herpe and D. Crighton, "Noise generation by turbulent flow in ducts," *Journal de physique*, vol. 4, 1994.
- [35] G. Guilloud, C. Schram and J. Gollard, "Achieving accurate and efficient prediction of HVAC diaphragm noise at realistic Reynolds and Mach numbers," *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics conference, Miami, Floride, Etats-Unis, 2009*.
- [36] M. Abom and S. Allam, "Aero-Acoustics of flow duct singularities at low Mach numbers," *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Cambridge, Massachusetts, 2006*.
- [37] Y. Aurégan, A. Maurel, V. Pagneux and J. Pinton, "Sound flow interactions," *Lecture notes in physics, 2002*.
- [38] G. Batchelor, *An introduction to fluid dynamics*, Cambridge, UK: Cambridge university press edition, 1967.
- [39] M. Abom and H. Bodèn, "A note on the aeroacoustic source character of in-duct axial fans," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 186, pp. 589-598, 1995.
- [40] C. Gordon, "Spoiler-generated flow noise. II: Results," *Journal of the Acoustical Society of America*, pp. 214-223, 1969.
- [41] O. Karekull, G. Efraimsson and M. Abom, "Prediction model of flow duct constriction noise," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 82, pp. 45-52, 2014.
- [42] S. Bennouna, S. Moreau, J. Ville and O. Cheriaux, "Aerulic and Aeroacoustic Experimental Characterization of Academic and Industrial HVAC Flaps," *International Styrian Noise Vibration and Harshness Conference, Graz, Austria, 2016*.
- [43] S. Bennouna, N. Papaxanthos, B. Ouedraogo, S. Moreau, E. Perrey-Debain, J. Ville and O. Cheriaux, "Aeroacoustic Investigation of an HVAC Flap in a Low Mach Number Flow Duct,"

Automotive NVH Comfort Conference, Le Mans, France, 2016.

- [44] J. Adam, "Aeroacoustic simulation of automotive ventilation outlets," *Congrès Français d'Acoustique, Paris, France, 2008.*
- [45] M. Morris and J. Dutton, "Compressible flow field characteristics of butterfly valves," *Journal of Fluid Engineering*, vol. 111, pp. 400-407, 1989.
- [46] A. Chauvin, "Experimental and numerical study of the noise generation in an outflow butterfly valve," *21th AIAA aeroacoustics conference, Dallas, Etats-Unis, 2015.*
- [47] J. Ryu, "Computation of internal aerodynamic noise from a uick-opening throttle valve using frequency-domain acoustic analogy," *Applied Acoustics*, vol. 66, pp. 1278-1308, 2005.
- [48] C. Gordon, "Spoiler-generated flow noise. I: The experiment," *Journal of the Acoustical Society of America*, pp. 1041-1048, 1968.
- [49] Y. Duan, "Complex resonances and trapped modes in duct domains," *Journal of Fluid Mechanics*, pp. 119-147, 2007.
- [50] R. Parker, "Resonance effects in wake shedding from parallel plates : some experimental observations," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 4, pp. 62-72, 1966.
- [51] R. Parker, "Resonance effects in wake shedding from parallel plates : calculation of resonant frequencies," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 5, pp. 330-343, 1967.
- [52] M. Welsh, A. Stokes and R. Parker, "Flow-resonant sound interaction in a duct containing a plate, Part I : semi-circular leading edge," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 95, pp. 305-323, 1984.
- [53] H. Dechipre, "Aeroacoustic simulation based on linearized Euler equations and stochastic sound source modelling," *Congrès Français d'Acoustique, Paris, France, 2008.*
- [54] J. Kreuzinger, "Analysis of resonance phenomena caused by obstacles in HVAC nozzles using a combined CFD-CAA approach," *19th AIAA aeroacoustics conference, Berlin, Allemagne, 2013.*
- [55] W. Koch, "Resonant acoustic frequencies of flap plate cascades," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 88, pp. 233-242, 1983.
- [56] M. Rim and Y. Kim, "Narrowband noise attenuation characteristics of in-duct acoustic screens," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 234, pp. 737-759, 2000.
- [57] J. Graham, "The status of fan noise measurement in North Nmerica," *Fan Noise*, 1992.
- [58] J. Chen and Y. Fang, "Strouhal numbers of inclined flat plates," *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, vol. 61, pp. 99-112, 1996.
- [59] D. Kurniawan and E. Rogers, "Investigation of airflow induced whistle noise by HVAC control doors utilizing a 'V-shape' rubber seal," *SAE Noise and Vibration Conference and Exhibition*,

2011.

- [60] S. Bennouna, N. Papaxanthos, B. Ouedraogo, S. Moreau, E. Perrey-Debain and C. O. Ville J.M., "Etude aéroacoustique d'un double diaphragme en conduit avec écoulement à faible nombre de Mach," *Congrès Français d'Acoustique, Le Mans, France, 2016*.
- [61] G. Furnell and D. Bies, "Matrix analysis of acoustic wave propagation within curved ducting systems," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 132, pp. 245-263, 1989.
- [62] S. Allam and M. Abom, "Aeroacoustic investigation of diaphragm orifices in ducts," Istanbul, Turkey, 2007.
- [63] C. Mak and J. Yang, "A prediction method for aerodynamic sound produced by closely spaced elements in air ducts," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 229, pp. 743-753, 2000.
- [64] M. El Hassan, L. Labraga and L. Kiersbulck, "Aeroacoustic oscillations inside large deep cavities," *16th Australian fluid mechanics conference, 2007*.
- [65] A. Billon, "Etude expérimentale des sons auto-entretenus produits par un jet issu d'un conduit et heurtant une plaque fendue," Thèse de doctorat de l'Université de La Rochelle, La Rochelle, France, 2003.
- [66] M. Glesser, "Sons auto-entretenus produits par l'interaction d'un jet plan avec une plaque fendue: étude expérimentale et modélisation du couplage avec un résonateur," Thèse de doctorat de l'Université de La Rochelle, La Rochelle, France, 2006.
- [67] T. Wilson, "Experiments on the fluid mechanics of whistling," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 50, pp. 366-372, 1970.
- [68] S. Dequand, J. Willems, M. Leroux, R. Vullings, M. Van Weert, C. Thieulor and A. Hirschberg, "Simplified models of the flue instruments : influence of mouth geometry on the sound source," *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, pp. 1724-1735, 2003.
- [69] R. Henrywood and A. Agarwal, "The aeroacoustics of a steam kettle," *Physics of fluids*, vol. 25, 2013.
- [70] J. Rossiter, "Wind-tunnel experiments on the flow over rectangular cavities at subsonic and transonic speeds," London, 1966.
- [71] A. Coiret, S. S. A. Guérin and R. Henry, "A numerical approach of self-sustained tone generation and reduction in ducts," *Journal of low frequency noise, vibration and active noise*, vol. 20, pp. 21-31, 2001.
- [72] K. Hourigan, M. Welsh and M. S. A. Thompson, "Aerodynamic Sources of Acoustic Resonance in a Duct With Baffles," *Journal of Fluid and Structures*, vol. 4, pp. 345-370, 1990.
- [73] M. Langthjem and M. Nakano, "A numerical simulation of the hole-tone feedback cycle based on an axisymmetric discrete vortex method and Curle's equation," *Journal of Sound and Vibration*,

vol. 288, pp. 133-176, 2005.

- [74] A. Jäger, F. Decker, M. Hartmann, M. Islam, T. Lemke, V. Schwarz, F. Ullrich, B. Crouse, G. Balasubramanian, F. Mendonca and R. Drobietz, "Numerical and experimental investigations of the noise generated by a flap in a simplified HVAC duct," *American institute of aeronautics and astronautics*, p. 17, 2008.
- [75] M. Raffel, C. Willert and J. Kompenhans, *Particle Image Velocimetry, a practical guide*, Berlin Heidelberg New York: Springer, 1998.
- [76] S. Bennouna, B. Ouedraogo, S. Moreau, J. Ville and O. Cheriaux, "Aeroacoustic Measurement of Automotive HVAC In-Duct Elements," *International Conference on Fan Noise, Technology and Numerical Methods, Lyon, France*, 2015.

Annexe 1 : Caractérisation aéralique par PIV

La PIV (Particule Image Velocimetry) est une méthode optique de mesure du champ de vitesse par visualisation de particules-traceurs. La source laser génère deux impulsions décalées d'un intervalle Δt ajustable. Une caméra synchronisée aux déclenchements du laser, permet d'enregistrer l'image des particules pour chaque impulsion. La vitesse de chaque particule est alors donnée suivant la relation

$$u = \frac{\Delta x}{\Delta t} \quad (87)$$

avec Δx le déplacement local des particules estimé par corrélation entre les deux images prises à un intervalle de temps Δt .

L'instrumentation pour la caractérisation aéralique par PIV est composée d'un tronçon transparent support de l'élément testé, d'un système d'ensemencement par fumée, d'un laser, de deux caméras pour les mesures 3D et d'un ordinateur pour l'enregistrement et le traitement des données.

I. Ensemencement

Les mesures par PIV consistent en des mesures de vitesse de particules solides ou fluides plongées dans le fluide. La principale hypothèse de ces techniques est que les particules d'ensemencement suivent parfaitement le mouvement du fluide sans le perturber. Ainsi, ces particules doivent être suffisamment petites pour ne pas perturber et suivre fidèlement l'écoulement et suffisamment grandes pour renvoyer suffisamment de lumière incidente vers les capteurs optiques.

Les particules utilisées dans cette étude sont générées sous forme de fumée froide à l'eau glycolée (Safex Inside-Nebelfluid). Le diamètre de ces particules est d'environ $5 \mu m$ ce qui est suffisant pour suivre l'écoulement de l'air pulsé à l'intérieur du banc. Le générateur de fumée est disposé à l'entrée du ventilateur du banc pour faciliter l'ensemencement dans le tronçon test.

II. Laser

Le laser utilisé est de type Nd-YAG à double impulsion de 135 mJ/impulsion avec une longueur d'onde de 532 nm . La fréquence de répétition des doubles impulsions est de 15 Hz . Chaque impulsion a une durée de 6 ns . Les impulsions sont synchronisées à la caméra par un boîtier Timer Box et un module de synchronisation Frame grabber de National Instruments.

Lors d'une mesure PIV, le laser génère deux impulsions décalées d'un intervalle Δt ajustable. L'intervalle de temps Δt entre les deux impulsions laser doit être choisi pour que le déplacement des particules soit inférieur à un quart de la taille d'une fenêtre d'interrogation [75]. Par exemple pour une fenêtre d'interrogation de $32 \times 32 \text{ pixels}$, le déplacement maximal est de 8 pixels pour une mesure optimum et

$$\Delta t = \frac{\Delta x}{U} = \frac{8d_p e}{U} \quad (88)$$

avec e le facteur d'échelle de la caméra et d_p la taille d'un pixel.

III. Cameras

Le système de prise de vue comprend une ou deux caméras CCD FlowSense EO de 4 Mégapixels de définition $2048 \times 2048 \text{ pixels}^2$. Cette définition peut être changée et adaptée au champ de mesure souhaité. La résolution est de 8 à 12 *bits/pixel* en mode double trame (doublet d'image) et de 14 *bits/pixel* en mode simple trame (une image).

Pour les mesures 2D, une caméra est placée perpendiculairement au plan de la nappe laser. Pour les mesures 3D, les deux caméras sont dirigées sur des angles différents du plan de mesure. Un montage optique Scheimpflug assure la focalisation sur l'ensemble du plan. La combinaison des projections des deux caméras permet la reconstruction du déplacement réel des particules dans la section de mesure et ainsi l'évaluation des trois composantes de vitesse.

La fréquence maximale d'acquisition pour ces caméras est de 16 images/seconde en mode double trame et de 20 images/seconde en mode simple trame. Le temps minimum d'exposition du capteur de la caméra est de $10 \mu\text{s}$ pour le mode simple trame et pour la première trame du mode double trame. Le temps d'exposition de la deuxième trame pour le mode double trame est largement supérieure à la première pour permettre le transfert de la première image dans la mémoire tampon interne de la caméra.

IV. Enregistrement et post-traitement des données

L'enregistrement des images et le post-traitement sous DynamicStudio 3.41 (calcul des vecteurs vitesse des champs instantanés et moyens) sont réalisés sur deux stations d'accueil séparées. Le reste du traitement est réalisé sous Matlab.

Les résultats issus de la mesure aéraulique par système PIV sont statistiques et basés sur la décomposition de Reynolds

$$u = \bar{u} + u', \quad \bar{u} = \frac{1}{n} \sum_{i=0}^n u_i \quad (89)$$

où u , \bar{u} , et u' désignent respectivement les modules des vitesses instantanée, moyenne et fluctuante. Le nombre de champs de vitesse instantanée enregistré est de $n = 400$ pour assurer la convergence des résultats.

Annexe 2 : Formulation de Nelson et Morfey et incertitudes

I. Théorie de Nelson et Morfey

A faible nombre de Mach ($M < 0.1$), le bruit généré par l'interaction entre l'écoulement d'air et un élément dans un conduit peut être modélisé en remplaçant l'élément par une distribution de sources dipolaires comme représenté Figure 1.

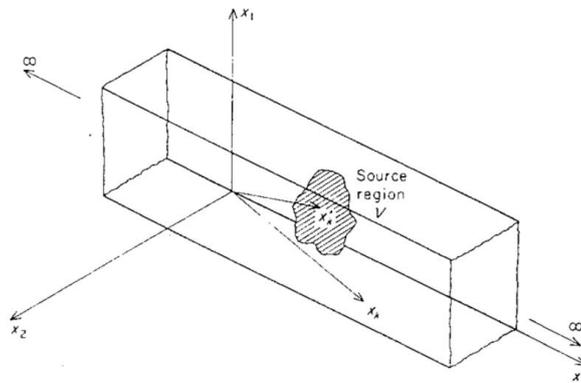


Figure 01 : Représentation d'un conduit infini comportant une distribution de dipôles [14].

La distribution totale de la pression agissant sur un élément est assimilée à la superposition des contributions de chaque volume d'un point source de coordonnées (x, y, z) jusqu'au point d'observation de coordonnées (x', y', z')

$$P(x, y, z, \omega) = \iiint dP(x, y, z, \omega, x', y', z'). \quad (90)$$

Dans un conduit d'axe z , la résolution de cette équation fournit l'expression de la pression acoustique

$$P(z, \omega) = \sum_{m,n} \frac{1}{2S} \rho_0 c_{mn} \psi_{mn}(x, y) e^{+ik_{mn}z} Q_{mn}(\omega) \quad (91)$$

avec S la section du conduit, c_{mn} la célérité du son pour le mode (m, n) décrite par

$$c_{mn} = \frac{c_0}{\sqrt{1 - (2\pi f_{mn}^c / \omega)^2}}, \quad (92)$$

$Q_{mn}(\omega)$ le terme source décrit par

$$Q_{mn}(\omega) = -\frac{1}{i\omega} \iiint \nabla f_i(\omega) \psi_{mn}^*(x', y') e^{ik_{mn}z'} dV. \quad (93)$$

avec f_i la force agissant sur le volume V .

A partir de la pression acoustique, la densité spectrale de puissance acoustique rayonnée par la distribution de sources dipolaires est exprimée par

$$W(\omega) = \sum_{m,n} \frac{1}{4A} \rho_0 c_{mn} S_{mn}(\omega) \quad (94)$$

$$S_{mn}(\omega) = |Q_{mn}(\omega)|^2.$$

De par son interaction avec l'écoulement, l'élément est soumis à deux forces aérodynamiques représentées Figure 02 : la portance et la trainée.

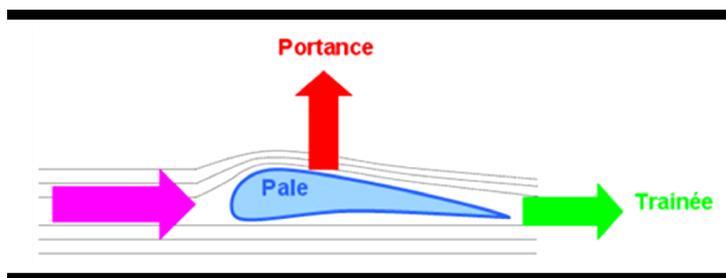


Figure 2 : Représentation des forces aérodynamiques agissant sur un élément en conduit.

Nelson et Morfey émettent l'hypothèse qu'à faible nombre de Mach, les forces aérodynamiques agissent sur l'élément en conduit uniquement dans le sens de propagation.

Le terme source est exprimé uniquement en fonction de la densité spectrale de la force de traînée $S_F(\omega)$

$$S_{mn}(\omega) = \frac{1}{\rho_0^2 |c_{mn}|^2} S_F(\omega) \frac{1}{S} \iint |\psi_{mn}(x'_k)|^2 dS(x'_k)$$

$$W(\omega) = \frac{1}{4S\rho_0} S_F(\omega) \sum_{mn} \frac{1}{|c_{mn}|} \frac{1}{S} \iint |\psi_{mn}(x'_k)|^2 dS(x'_k) .$$
 (95)

La densité spectrale de la force de traînée est liée aux fluctuations de la force de traînée par

$$(F_{trainée})_{RMS}^2 = \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_F(\omega) d\omega .$$
 (96)

A faible nombre de Mach, la force de traînée statique agissant sur l'élément en conduit est égale à

$$\overline{F_{trainée}} = \Delta P \cdot S$$
 (97)

avec ΔP la perte de charge statique du composant.

La théorie de Nelson et Morfey repose sur l'hypothèse que les composantes fluctuantes et la moyenne de la force de traînée, agissant sur un élément dans une bande fréquentielle Δf , sont proportionnelles à un coefficient K dépendant du nombre de Strouhal St :

$$(F_{trainée})_{RMS,\Delta f} = K(St) \overline{F_{trainée}} .$$
 (98)

Ces hypothèses donnent

$$W(\omega) = \frac{K^2(St)\Delta P^2 S}{4\rho_0} \sum_{mn} \frac{1}{|c_{mn}|} \frac{1}{S} \iint |\psi_{mn}(x'_k)|^2 dS(x'_k) .$$
 (99)

La densité spectrale de puissance rayonnée par cette distribution de sources est exprimée de deux manières suivant la relation entre la longueur d'onde λ et les dimensions du conduit L_x et L_y .

a. Cas d'une propagation en onde plane

La densité spectrale de puissance pour chaque bande de tiers d'octave est exprimée par

$$W(f_c) = \frac{S\Delta P^2}{4\rho_0 c_0} K^2(St) .$$
 (100)

Le coefficient K est déterminé connaissant le niveau de puissance acoustique SWL par

$$20 \log_{10}(K(St)) + 120 = SWL(f_c) - 10 \log_{10} \left(\frac{\rho_0 S C_D^2 U^4}{16 c_0} \right) \quad (101)$$

avec C_D le coefficient de traînée définit par

$$C_D = \frac{\Delta P}{0.5 \rho_0 U^2}. \quad (102)$$

b. Cas d'une propagation multimodale

Dans le cas d'une propagation multimodale, la puissance devient

$$W(f_c) = \frac{\pi S f_c \Delta P^2}{48 \rho_0 c_0^3} [8 S f_c + 3 c_0 (L_x + L_y)] K^2(St). \quad (103)$$

Le coefficient K est déterminé connaissant le niveau de puissance acoustique par

$$20 \log_{10}(K(St)) + 120 = SWL(f_c) - 10 \log_{10} \left(\frac{\rho_0 S^2 k_0^2 (1 + (3\pi/4k_0)(L_x + L_y)/S) C_D^2 U^4}{96 \pi c_0} \right). \quad (104)$$

II. Sensibilité des coefficients K aux incertitudes de mesure

Les coefficients K sont déterminés à partir des mesures de SWL , U et ΔP . Afin de prendre en compte les incertitudes relatives à ces mesures, un calcul d'erreur est réalisé.

Les données constructeurs indiquent que les microphones utilisés de type B&K 4947 ont une incertitude de mesure du niveau de pression acoustique (SPL) de ± 2 dB. L'erreur relative sur la mesure du SPL est exprimée par

$$\frac{\Delta_{SPL}}{SPL} = 10^{\frac{\pm 2 - SPL}{20}}. \quad (105)$$

L'erreur relative sur la mesure du SWL est exprimée par

$$\frac{\Delta_{SWL}}{SWL} = 2 \frac{\Delta_{SPL}}{SPL}. \quad (106)$$

Les erreurs relatives sur les mesures du débit et de la perte de charge sont indiquées sur les données constructeurs et sont respectivement de 1% et 2%. L'erreur relative sur la mesure du coefficient de traînée est

$$\frac{\Delta_{C_D}}{C_D} = \frac{\Delta_{\Delta p}}{\Delta p} + 2 \frac{\Delta_Q}{Q} = 4\%. \quad (107)$$

L'erreur relative sur les coefficients K quelle que soit la densité modale est exprimée par

$$\frac{\Delta_{K^2}}{K^2} = \frac{\Delta_{SWL}}{SWL} + 2 \frac{\Delta_{C_D}}{C_D} + 4 \frac{\Delta_Q}{Q} = 12\%. \quad (108)$$

Ces résultats indiquent que les incertitudes des quantités aérauliques sur les coefficients K sont prépondérantes par rapport à l'incertitude acoustique. En considérant un $SPL = 60$ dB, l'erreur sur les coefficients K est de ± 0.5 dB.

Annexe 3 : Bilan de puissance acoustique

I. Critère de sifflement

Le critère de sifflement basé sur les travaux d'Aurégan et Starobinsky est présenté dans le cas d'une propagation en mode plan. L'équation de conservation de l'énergie acoustique est définie en présence d'écoulement par Morfey [28] sous la forme

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla J = -D \quad (109)$$

avec E la densité d'énergie acoustique, J le flux d'énergie acoustique et D le taux d'énergie acoustique dissipée par unité de volume. En utilisant le flux de masse acoustique m' et l'exergie acoustique \mathcal{E}' , la densité d'énergie acoustique et le flux d'énergie acoustique s'écrivent

$$\begin{aligned} E &= \frac{1}{2}(u'm' + \rho'\mathcal{E}') \\ J &= \mathcal{E}'m'. \end{aligned} \quad (110)$$

avec u' la fluctuation irrotationnelle de la vitesse et ρ' la fluctuation de la masse volumique. Le flux de masse acoustique m' et l'exergie acoustique \mathcal{E}' sont définis par

$$\begin{aligned} m' &= \rho_0 u' + \rho' U \\ \mathcal{E}' &= \frac{p'}{\rho_0} + u_0 u' \end{aligned} \quad (111)$$

avec U la vitesse moyenne de l'écoulement, p' la fluctuation de la pression et ρ_0 la masse volumique de l'air.

En présence d'un écoulement uniforme, l'hypothèse de propagation en onde plane est prise en compte et l'exergie acoustique satisfait l'équation de propagation. Dans ce cas l'exergie acoustique et le flux de masse acoustique peuvent être décomposés comme la somme de deux termes se propageant dans des directions opposées

$$\begin{aligned} \mathcal{E}' &= \mathcal{E}^+ + \mathcal{E}^- \\ m' &= \frac{\rho_0}{c_0}(\mathcal{E}^+ + \mathcal{E}^-). \end{aligned} \quad (112)$$

L'exergie acoustique peut être alors exprimée en fonction de la pression acoustique P et du nombre de Mach M par

$$\mathcal{E}^\pm = \frac{(1 \pm M)P^\pm}{\rho_0}. \quad (113)$$

La puissance acoustique dissipée W_S par le système étudié est

$$W_{dis} = - \iiint_V D. \quad (114)$$

Le volume de contrôle V inclut le système et est fermé par les sections amont et aval respectivement nommées S_1 et S_2 et est de normale sortante n . En considérant un champ acoustique périodique, la densité d'énergie acoustique sur une période est constante et

$$W_{dis} = \iint_{S_1 \cup S_2} \langle J \cdot n \rangle. \quad (115)$$

Cette puissance est décomposée en une partie sortante par le volume V nommée W_{so} et une partie entrante nommée W_{en}

$$W_{dis} = W^{en} - W^{so} \quad (116)$$

avec

$$\begin{aligned} W^{so} &= \iint_{S_1} \langle J_1^- \cdot n \rangle + \iint_{S_2} \langle J_2^+ \cdot n \rangle \\ W^{en} &= \iint_{S_1} \langle J_1^+ \cdot n \rangle + \iint_{S_2} \langle J_2^- \cdot n \rangle \end{aligned} \quad (117)$$

où les termes J_i^+ et J_i^- représentent les flux d'énergie acoustique dans le sens de l'écoulement et dans le sens contraire au niveau de la section S_i . En utilisant les flux d'énergies acoustiques, les puissances émise et reçue sont exprimées par

$$\begin{aligned} W^{so} &= S_1 \frac{\rho_0}{c_0} \mathcal{E}_1^{-2} + S_2 \frac{\rho_0}{c_0} \mathcal{E}_2^{+2} = \langle \alpha \rangle \{ \mathcal{E}_e \} \\ W^{en} &= S_1 \frac{\rho_0}{c_0} \mathcal{E}_1^{+2} + S_2 \frac{\rho_0}{c_0} \mathcal{E}_2^{-2} = \langle \alpha \rangle \{ \mathcal{E}_r \}. \end{aligned} \quad (118)$$

avec

$$\langle \alpha \rangle = \left\langle \frac{S_1 \rho_0}{c_0} \quad \frac{S_2 \rho_0}{c_0} \right\rangle \quad (119)$$

et les vecteurs d'exergie acoustique sortante et entrante

$$\begin{aligned} \{ \mathcal{E}^{so} \} &= \begin{Bmatrix} \mathcal{E}_2^+ \\ \mathcal{E}_1^- \end{Bmatrix} \\ \{ \mathcal{E}^{en} \} &= \begin{Bmatrix} \mathcal{E}_1^+ \\ \mathcal{E}_2^- \end{Bmatrix}. \end{aligned} \quad (120)$$

En considérant les sections amont et aval égales à S , soit dans le cas d'un conduit à section constante, les puissances émise et reçue s'écrivent

$$\begin{aligned} W^{so} &= \frac{S \rho_0}{c_0} (\mathcal{E}_1^{-2} + \mathcal{E}_2^{+2}) \\ W^{en} &= \frac{S \rho_0}{c_0} (\mathcal{E}_1^{+2} + \mathcal{E}_2^{-2}). \end{aligned} \quad (121)$$

Les vecteurs colonnes d'exergie acoustique sont liés par la matrice de diffusion en exergie $[D_e]$ par $\begin{Bmatrix} \mathcal{E}_2^+ \\ \mathcal{E}_1^- \end{Bmatrix} = [D_e] \begin{Bmatrix} \mathcal{E}_1^+ \\ \mathcal{E}_2^- \end{Bmatrix}$ avec

$$[D_e] = \begin{bmatrix} D^{21} & \frac{1+M}{1-M} D^{11} \\ \frac{1-M}{1+M} D^{22} & D^{12} \end{bmatrix}. \quad (122)$$

La puissance acoustique dissipée par le volume V est obtenue à partir de la différence entre W^{en} et W^{so} par

$$\begin{aligned} W_D &= W_r - W_e = \frac{S \rho_0}{c_0} (\| \mathcal{E}_r \|^2 - \| \mathcal{E}_e \|^2) \\ \Leftrightarrow W_r - W_e &= \frac{S \rho_0}{c_0} (\{ \mathcal{E}_r \}^t \{ \mathcal{E}_r \} - \{ \mathcal{E}_e \}^t \{ \mathcal{E}_e \}) \end{aligned} \quad (123)$$

$$\Leftrightarrow W^{en} - W^{so} = \frac{S\rho_0}{c_0} \{\mathcal{E}_r\}^t ([I] - [D_e]^t [D_e]) \{\mathcal{E}_r\}.$$

En normalisant la puissance acoustique dissipée par W_r , celle-ci s'écrit

$$\frac{W^{en} - W^{so}}{W^{en}} = ([I] - [D_e]^t [D_e]). \quad (124)$$

La puissance acoustique dissipée normalisée est caractérisée par la matrice $([I] - DetDe)$. Ses valeurs propres représentent les bornes de la puissance dissipée

$$\xi_{min} \leq \frac{W^{en} - W^{so}}{W^{en}} = ([I] - [D_e]^t [D_e]) \leq \xi_{max} \quad (125)$$

avec ξ_{min} et ξ_{max} respectivement les valeurs propres minimale et maximale de la matrice $([I] - [D_e]^t [D_e])$. Cette méthode, développée par Aurégan et Starobinsky [25] uniquement pour le mode plan, permet de déterminer les bandes fréquentielles potentiellement sifflantes d'un système connaissant les valeurs ξ_{min} et ξ_{max} :

- $\xi_{min} \geq 0$, le système dissipe la puissance acoustique reçue quelles que soient les conditions de champ acoustique incident.
- $\xi_{min} < 0$, le système peut amplifier la puissance acoustique reçue pour des conditions de champ acoustique incident définies.

II. Bilan de puissance acoustique

Dans leurs travaux respectifs Sitel [8] et Trabelsi [4] se sont basés sur le critère de sifflement développé par Aurégan et Starobinsky pour déterminer le potentiel bilan de puissance acoustique dans le cas d'une propagation en mode plan. Le bilan de puissance acoustique permet de déterminer le caractère dissipatif d'un système. Celui-ci est défini par

$$\Delta W (dB) = 10 \log \left(\frac{W_{en}}{W_{so}} \right) \quad (126)$$

avec W_{en} et W_{so} respectivement les puissances acoustiques entrante et sortante du système. Si la valeur du bilan de puissance est positif, le système dissipe l'énergie acoustique. Si la valeur du bilan de puissance est négatif, le système amplifie l'énergie acoustique.

Les puissances acoustiques entrante et sortante sont calculées pour le mode plan à partir des vecteurs de puissances acoustiques entrante et sortante par

$$\begin{aligned} W^{en} &= \{\Pi^{en}\}_2^{t*} \cdot \{\Pi^{en}\}_2 \\ W^{so} &= \{\Pi^{so}\}_2^{t*} \cdot \{\Pi^{so}\}_2 \end{aligned} \quad (127)$$

avec Π^{en} et Π^{so} respectivement, les vecteurs des puissances acoustiques entrante et sortante. Ces vecteurs de puissances acoustiques sont exprimés en fonctions des vecteurs de pressions acoustiques par

$$\begin{aligned} \{\Pi^{en}\}_2 &= [X^{en}]_{2 \times 2} \cdot \begin{Bmatrix} P^{I+} \\ P^{II-} \end{Bmatrix}_2 \\ \{\Pi^{so}\}_2 &= [X^{so}]_{2 \times 2} \cdot \begin{Bmatrix} P^{I-} \\ P^{II+} \end{Bmatrix}_2 \end{aligned} \quad (128)$$

où

$$[X^{en}]_{2 \times 2} = \begin{bmatrix} [diag(X^+)] & [0] \\ [0] & [diag(X^-)] \end{bmatrix} \quad (129)$$

$$[X^{so}]_{2 \times 2} = \begin{bmatrix} [diag(X^-)] & [0] \\ [0] & [diag(X^+)] \end{bmatrix}$$

avec

$$X^+ = \sqrt{\left[\left(\frac{1+M^2}{2} \right) \beta^+ + \frac{\rho c_0 M}{2} (\beta^+)^2 + \frac{M}{2\rho c_0} \right] \cdot N} \quad (130)$$

$$X^- = \sqrt{\left[\left(\frac{1+M^2}{2} \right) \beta^- + \frac{\rho c_0 M}{2} (\beta^-)^2 + \frac{M}{2\rho c_0} \right] \cdot N}$$

et

$$\beta^+ = \frac{-K^+}{\rho c(k_0 + MK^+)} \quad (131)$$

$$\beta^- = \frac{-K^-}{\rho c(k_0 + MK^-)}.$$

Les vecteurs des pressions acoustiques entrante et sortante sont liées par la matrice de diffusion en pression par

$$\begin{Bmatrix} P^{I-} \\ P^{II+} \end{Bmatrix}_2 = [D]_{2 \times 2} \cdot \begin{Bmatrix} P^{I+} \\ P^{II-} \end{Bmatrix}_2. \quad (132)$$

La matrice de diffusion en puissance permet de lier les vecteurs des puissances acoustiques entrante et sortante par

$$\{\Pi^{so}\}_2 = [D']_{2 \times 2} \{\Pi^{en}\}_2 \quad (133)$$

avec

$$[D']_{2 \times 2} = [X^{so}]_{2 \times 2} [D]_{2 \times 2} [X^{en}]_{2 \times 2}^{-1}. \quad (134)$$

En utilisant les expressions des vecteurs des puissances acoustiques entrante et sortante et la matrice de diffusion en pression, la puissance acoustique dissipée par un système est définie par

$$W_{dis} = W^{en} - W^{so}$$

$$\Leftrightarrow W_{dis} = \{\Pi^{en}\}_2^{t*} \{\Pi^{en}\}_2 - \{\Pi^{so}\}_2^{t*} \{\Pi^{so}\}_2$$

$$\Leftrightarrow W_{dis} = \{\Pi^{en}\}_2^{t*} \{\Pi^{en}\}_2 - \{\Pi^{en}\}_2^{t*} [D']_{2 \times 2}^{t*} [D']_{2 \times 2} \{\Pi^{en}\}_2 \quad (135)$$

$$\Leftrightarrow W_{dis} = \{\Pi^{en}\}_2^{t*} ([I]_{2 \times 2} - [D']_{2 \times 2}^{t*} [D']_{2 \times 2}) \{\Pi^{en}\}_2$$

$$\Leftrightarrow W_{dis} = \{\Pi^{en}\}_2^{t*} ([I]_{2 \times 2} - [H]_{2 \times 2}) \{\Pi^{en}\}_2$$

avec

$$[H]_{2 \times 2} = [D']_{2 \times 2}^{t*} [D']_{2 \times 2}. \quad (136)$$

Les valeurs propres $[\lambda_i]_{2 \times 2}$ et les vecteurs propres $[U]_{2 \times 2}$ de la matrice $[H]_{2 \times 2}$ permettent une interprétation physique des phénomènes de dissipation et d'amplification de l'énergie acoustique par le système étudié. A partir de ses valeurs propres et vecteurs propres, la matrice $[H]_{2 \times 2}$ est exprimée par

$$[H]_{2 \times 2} = [U]_{2 \times 2} [\lambda_i]_{2 \times 2} [U]_{2 \times 2}^{-1}. \quad (137)$$

La puissance acoustique dissipée devient

$$W_{dis} = \{\Pi^{en}\}_2^{t*} ([I]_{2 \times 2} - [U]_{2 \times 2} [\lambda_i]_{2 \times 2} [U]_{2 \times 2}^{-1}) \{\Pi^{en}\}_2 \quad (138)$$

$$\begin{aligned}\Leftrightarrow W_{dis} &= \{d\}_2^{t*} [\text{diag}(1 - \lambda_i)]_{2 \times 2} \{d\}_2 \\ \Leftrightarrow W_{dis} &= \sum_{i=1}^2 (1 - \lambda_i) |d_i|^2\end{aligned}$$

avec $\{d\}_2 = [U]_{2 \times 2}^{t*} \cdot \{\Pi^{en}\}_2$ qui correspond à la projection du vecteur des puissances acoustiques incidentes sur la base des vecteurs propres de la matrice $[H]_{2 \times 2}$. Ces quantités permettent alors de calculer les puissances acoustiques entrantes et sortantes à partir de la matrice de diffusion en pression par

$$\begin{aligned}W^{en} &= \{\Pi^{en}\}_2^{t*} \{\Pi^{en}\}_2 \\ \Leftrightarrow W^{en} &= \{d\}_2^{t*} [U]_{2 \times 2}^{t*} [U]_{2 \times 2} \{d\}_2 \\ \Leftrightarrow W^{en} &= \{d\}_2^{t*} [I]_{2 \times 2} \{d\}_2 \\ \Leftrightarrow W^{en} &= \sum_{i=1}^2 |d_i|^2\end{aligned} \tag{139}$$

et

$$\begin{aligned}W^{so} &= W^{en} - W_{dis} \\ \Leftrightarrow W^{so} &= \sum_{i=1}^2 |d_i|^2 - \sum_{i=1}^2 (1 - \lambda_i) |d_i|^2 \\ \Leftrightarrow W^{so} &= \sum_{i=1}^2 \lambda_i |d_i|^2\end{aligned} \tag{140}$$

A partir de ces expressions le bilan de puissance acoustique devient

$$\Delta W(dB) = 10 \log \left(\frac{\sum_{i=1}^2 |d_i|^2}{\sum_{i=1}^2 \lambda_i |d_i|^2} \right). \tag{141}$$

Sur la base des valeurs et vecteurs propres de la matrice $[H]_{2 \times 2}$, cette méthode permet de déterminer un potentiel de bilan de puissance associé au vecteur des puissances acoustiques entrantes $\{\Pi^{en}\}_2$. Dans les travaux de Trabelsi [4], le vecteur de pression retenu est $\{P^{en}\}_2 = (1 \ 0)^t$ soit une pression acoustique incidente provenant de l'amont du système étudié.

Annexe 4 : Détermination des lois d'évolution $SWL \sim \log(U^n)$

L'évolution du SWL suivant U est étudiée suivant deux modes de représentation, le nombre de Strouhal et la fréquence. La méthode d'estimation utilisée est présentée pour chaque cas dans ce qui suit.

I. En fonction de St

Les SWL calculés en bandes fines sont représentés en fonction de St comme illustré Figure 3.

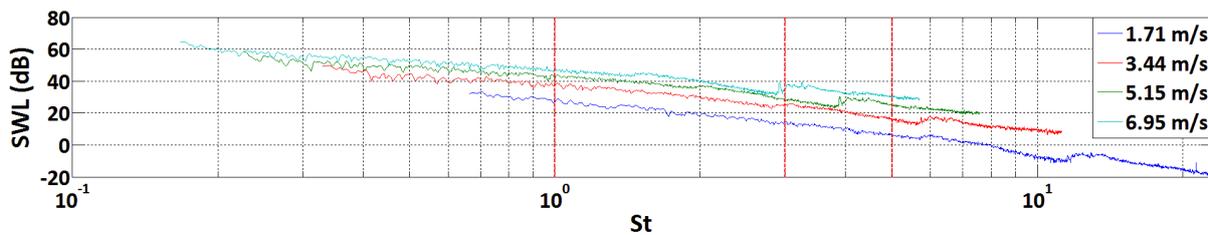


Figure 3 : SWL rayonnés en aval du diaphragme.

Pour une valeur de St , les valeurs de SWL sont relevées pour chaque vitesse et les couples de valeurs $(\log(U), SWL)$ sont approximés par un polynôme de degré 1 comme représenté Figure 4.

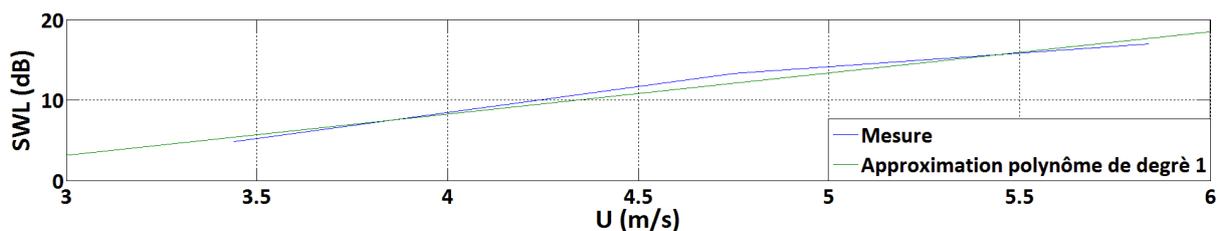


Figure 4 : SWL relevés pour St fixé.

Le coefficient directeur du polynôme est estimé et représente η .

II. En fonction de la fréquence

Les SWL calculés en bandes fines sont représentés en fonction de la fréquence suivant U comme illustré Figure 5.

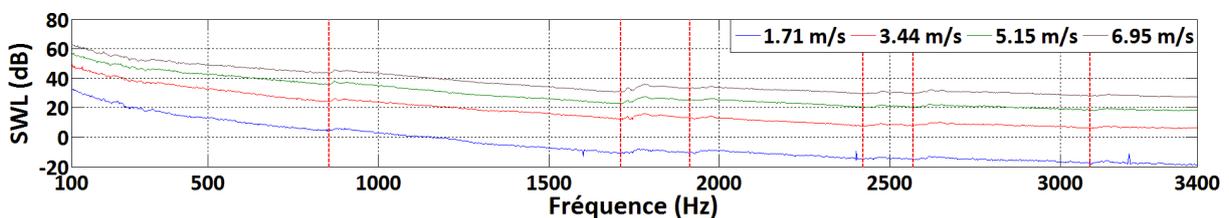


Figure 5 : SWL en amont du diaphragme en fonction de f et suivant U .

Dans une bande fréquentielle fixée, le SWL moyen est estimé pour chaque vitesse et les couples de valeurs (U, SWL) sont approximés par un polynôme de degré 1. η représente le coefficient directeur du polynôme.