THÈSE

Pour l'obtention du grade de
DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS
École nationale supérieure d'ingénieurs (Poitiers)
Pôle poitevin de recherche pour l'ingénieur en mécanique, matériaux et énergétique - PPRIMME (Poitiers)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École doctorale : Sciences et ingénierie en matériaux, mécanique, énergétique et aéronautique - SIMMEA (Poitiers)
Secteur de recherche : Acoustique

Présentée par :
Christian Zumu Doli

Transmission des fluctuations de bruit aéroacoustique dans un modèle d'habitacle automobile, générées par un écoulement instationnaire : étude en soufflerie

Directeur(s) de Thèse :
Laurent-Emmanuel Brizzi, Jean-Christophe Valière, Vincent Valeau

Soutenue le 14 décembre 2018 devant le jury

Jury :

Président	**Anas Sakout**	Professeur, Université de la Rochelle
Rapporteur	**Laurent Simon**	Professeur, LAUM, Université du Mans
Rapporteur	**Philippe Druault**	Maître de conférences, Sorbonne Université, Paris
Membre	**Laurent-Emmanuel Brizzi**	Professeur, PPRIME, ENSIP, Université de Poitiers
Membre	**Jean-Christophe Valière**	Professeur, Université de Poitiers
Membre	**Vincent Valeau**	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	**Veronique Moriniere**	Maître de conférences, Université de Poitiers
Membre	**Francois Van Herpe**	Ingénieur de recherche, PSA

Pour citer cette thèse :
Christian Zumu Doli. *Transmission des fluctuations de bruit aéroacoustique dans un modèle d'habitacle automobile générées par un écoulement instationnaire : étude en soufflerie* [En ligne]. Thèse Acoustique. Poitiers : Université de Poitiers, 2018. Disponible sur Internet <http://theses.univ-poitiers.fr>

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(École Nationale Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers)
(Diplôme National)

École Doctorale : Science et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de Recherche : Acoustique

Présentée par :

Christian Zumu Doli

Transmission des fluctuations de bruit aéroacoustique dans un modèle d'habitacle automobile générées par un écoulement instationnaire : étude en soufflerie

---

Directeurs de Thèse :

Vincent Valeau - Laurent-Emmanuel Brizzi - Jean-Christophe Valière

Soutenue le 14 décembre 2018
devant la Commission d'Examen

JURY

Philippe Druault	Maître de conférences, Sorbonne Université	Rapporteur
Laurent Simon	Professeur, Université du Mans	Rapporteur
Laurent-Emmanuel Brizzi	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
Véronique Morinière	Maître de conférences, Université de Poitiers	Examinateur
Anas Sakout	Professeur, Université de La Rochelle	Examinateur
Vincent Valeau	Maître de conférences, Université de Poitiers	Examinateur
Jean-Christophe Valière	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur
François Van Herpe	Ingénieur, Groupe PSA	Examinateur

Remerciements

Cette thèse a été réalisée au sein de l'Institut Pprime de Poitiers dans le cadre d'un financement provenant de l'OpenLab Fluidics (fluidics@poitiers).

Mes remerciements vont en premier lieu à l'ensemble du jury pour avoir accepté d'évaluer mon travail, en particulier aux rapporteurs de ce manuscrit, Philippe Druault et Laurent Simon. Je remercie également mes directeurs de thèse et tuteurs industriels au sein du Groupe PSA pour leur encadrement.

Je souhaite également remercier l'ensemble des personnes au sein de l'institut Pprime ayant participé à la réalisation de cette thèse, notamment au niveau du soutient informatique, de la conception des maquettes expérimentales et de la préparation de la métrologie nécessaire aux mesures.

Je remercie enfin l'ensemble des doctorants et stagiaires côtoyés au cours de ces années de thèse en particulier W.J. Goncalves Da Silva Pinto, T. Martin et R. Sebastian avec qui j'ai pu avoir des discussions scientifiques très enrichissantes.

Résumé

Cette étude vise à caractériser en soufflerie les mécanismes aérodynamiques à l'origine de la génération puis la transmission des fluctuations de bruit dans un modèle d'habitacle automobile. Le banc d'essai conçu en soufflerie anéchoïque consiste en un écoulement dont la vitesse incidente est modulée par un volet mobile, et qui par interaction avec une marche montante rayonne un bruit aéroacoustique transmis à travers une vitre dans un caisson anéchoïque. L'approche retenue consiste, pendant le temps de maniement du volet, à mesurer et relier le champ de vitesse externe mesuré à l'aide de la technique de vélocimétrie laser par images de particules (TR-PIV échantillonnée à 20 kHz) à la pression pariétale d'une part, puis au champ acoustique interne obtenu par transmission d'autre part. Des outils de corrélation spatio-temporelle sont alors utilisés pour mettre en évidence les zones de l'écoulement les plus corrélées avec les fluctuations d'énergie de la pression pariétale et celles du niveau de bruit intérieur. La fluctuation du chargement aérodynamique de la vitre sous la bulle de recirculation est logiquement liée à l'activité instationnaire de cette dernière, puis plus en aval, au lâcher tourbillonnaire. Quant au bruit transmis dans le modèle d'habitacle, il semble principalement lié aux fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement. Enfin, une procédure spécifique a permis d'évaluer le caractère quasi-stationnaire des variations temporelles des quantités fluctuantes ainsi que la réponse acoustique de la vitre.

Mots-clefs : aéroacoustique – écoulement instationnaire – fluctuations de bruit – soufflerie– PIV – marche montante – habitacle automobile

Abstract

This study aims at characterizing in a wind tunnel the aerodynamic mechanisms contributing to the generation and transmission of the noise fluctuations into a car interior model. The test bench designed in anechoic wind tunnel consists of a flow whose incoming flow velocity is modulated by a mobile flap, and which by interaction with a forward-facing step radiates an aeroacoustic noise transmitted through a glass into an anechoic box. The adopted approach consists, during the flap handling time, in measuring and connecting the external velocity field measured using the Time-Resolved laser Particle Image Velocimetry technique (TR-PIV at sampling frequency 20 kHz) to the wall pressure on the one hand, and then to the internal acoustic field obtained by transmission on the other hand. Spatio-temporal correlation tools are then used to highlight the flow areas that are the most correlated with the energy fluctuations of the wall pressure and with those of the internal noise level. The fluctuation of the aerodynamic loading of the window under the recirculation bubble is logically related to the unsteady activity of the latter, then further downstream to the vortex stream. As for the noise transmitted into the cabin model, it seems mainly related to the velocity fluctuations in the shear layer. Finally, a specific procedure allows to evaluate the quasi-steady nature of the temporal variations of the fluctuating quantities, as well as the acoustic response of the window.

Key words : aeroacoustics – unsteady flow – noise fluctuations – wind-tunnel – PIV – forward-facing step – car interior

Table des matières

Remerciements i
Résumé iii
Abstract v

1 Introduction **1**
1.1 Contexte automobile 1
1.2 Contexte scientifique 2
1.3 Objectifs 3
1.4 Organisation du manuscrit 4

2 Synthèse bibliographique **7**
2.1 Aérodynamique automobile 7
2.1.1 Turbulence "propre" et turbulence incidente 7
2.1.2 Tourbillon de montant de baie 9
2.2 Aéro-vibroacoustique automobile 11
2.2.1 Mécanismes vibroacoustiques 11
2.2.2 Chargement aéroacoustique d'un vitrage automobile 12
2.2.3 Émission acoustique des structures turbulentes dans l'habitacle 13
2.3 Turbulence incidente 15
2.3.1 Modulation d'amplitude d'un signal acoustique large bande 16
2.3.2 Quelles sont les sources d'instationnarité de la turbulence incidente ? . 16
2.3.3 Caractérisation de la turbulence incidente et lien avec les fluctuations de bruit perçu dans l'habitacle 18
2.3.4 Méthodes de génération de turbulence en soufflerie 22
2.4 Phénoménologie de l'écoulement de marche montante 24
2.4.1 Modèle d'écoulement décollé et tourbillonnaire 24
2.4.2 Tourbillon de pied de marche 25
2.4.3 Bulle de recirculation aval 26
2.4.4 Bruit lié à l'écoulement de marche montante 27
2.5 Conclusion 28

3 Montage expérimental, outils de mesure et d'analyse **31**
3.1 Soufflerie BETI 31
3.1.1 Caractéristiques aérodynamiques 32
3.1.2 Caractéristiques acoustiques 33

3.2 Montage expérimental . . . 33
3.2.1 Configuration d'écoulement . . . 34
3.2.2 Générateur d'instationnarité de l'écoulement incident . . . 34
3.2.3 Vitre . . . 36
3.2.4 Caisson anéchoïque . . . 37
3.3 Métrologie . . . 39
3.3.1 Vélocimétrie par images de particules (PIV, TR-PIV) . . . 39
3.3.2 Mesure de pression pariétale . . . 42
3.3.3 Mesure du champ acoustique intérieur et extérieur . . . 44
3.4 Indicateur de fluctuation . . . 45
3.4.1 Présentation de l'indicateur de fluctuation . . . 46
3.4.2 Simulations . . . 46
3.5 Synthèse du chapitre . . . 52

4 Qualification aérodynamique et acoustique du montage expérimental 53
4.1 Écoulement à mi-envergure . . . 53
4.1.1 Champs moyens de vitesse . . . 54
4.1.2 Pression pariétale . . . 56
4.2 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque . . . 60
4.2.1 Mise en évidence du bruit de marche montante . . . 60
4.2.2 Effet de la vitesse et mécanisme de rayonnement acoustique . . . 62
4.3 Influence de la position du volet . . . 65
4.3.1 Écoulement incident . . . 66
4.3.2 Champ de vitesse au voisinage de la marche . . . 66
4.3.3 Pression pariétale instationnaire . . . 67
4.3.4 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque . . . 70
4.4 Synthèse du chapitre . . . 75

5 Dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation liée à une variation de vitesse incidente 77
5.1 Principe de la prévision quasi-stationnaire . . . 78
5.2 Moyennage d'ensemble . . . 79
5.3 Pression pariétale . . . 82
5.3.1 Moyennage d'ensemble des indicateurs de fluctuation de pression pariétale . . . 83
5.3.2 Comparaison entre $\phi_p^{QS}(t)$ et $\mu_{\phi_p}(t)$ . . . 90
5.4 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque . . . 92
5.4.1 Moyennage d'ensemble des indicateurs de fluctuation de bruit . . . 92
5.4.2 Comparaison entre $\phi_a^{QS}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ . . . 94
5.4.3 Analyse par bande de tiers d'octave . . . 96
5.5 Caractérisation du couplage entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de bruit transmises à travers la vitre . . . 99

5.5.1 Coefficient de corrélation entre les indicateurs de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ . . . 99
5.5.2 Analyse de la corrélation entre les indicateurs de fluctuation . . . 99
5.5.3 Analyse par bande de fréquence . . . 101
5.5.4 Influence de la vitesse incidente U_0 . . . 101
5.6 Synthèse du chapitre . . . 105

6 Analyse spatio-temporelle du lien entre la dynamique de l'écoulement et la transmission des fluctuations de bruit 106
6.1 Limitations et sources d'erreurs de la technique de mesure TR-PIV . . . 107
6.2 Fonction d'intercovariance normalisée des indicateurs de fluctuation . . . 110
6.3 Analyse conjointe écoulement-pression pariétale . . . 111
6.3.1 Mouvement de fermeture . . . 111
6.3.2 Mouvement d'ouverture et de « burst » . . . 117
6.4 Mise en évidence des zones de l'écoulement liées aux fluctuations de bruit transmis par la vitre dans le caisson . . . 118
6.5 Synthèse du chapitre . . . 122

Conclusions 123

A Écoulement selon l'envergure 127
A.1 Champs moyens de vitesse . . . 127
A.2 Pression pariétale instationnaire . . . 129
Bibliographie . . . 137

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte automobile

La diminution des nuisances sonores produites par les moyens de transport terrestre est un enjeu majeur du point de vue du confort acoustique. Dans l'industrie automobile, les sources de bruit rayonnant dans l'habitacle ont vu leurs niveaux diminuer notablement ces dernières années. Les progrès constants effectués s'inscrivent dans une démarche de satisfaction de la demande client et sont donc reliés à la concurrence. Les trois principales contributions au bruit perçu dans l'habitacle sont les suivantes [50] :

- le moteur ;
- le roulement, relatif au contact pneumatique-route ;
- l'aérodynamique, liée à l'écoulement autour de la carrosserie.

Le bruit moteur est pour le client, une source d'information sur le régime (changement de vitesse...) et sur le bon fonctionnement du véhicule. Le bruit de roulement est quant à lui une source d'information sur la route (adhérence, irrégularités...) mais présente une faible dépendance au véhicule. Il est jugé très lié à la qualité de la route. A l'inverse, le bruit d'origine aérodynamique est une source de bruit considérée sans intérêt et gênante pour le conducteur. Les différentes améliorations apportées en terme d'ingénierie ont contribué à diminuer progressivement le niveau des sources de bruit liées au moteur et au roulement au profit du bruit aérodynamique. Ainsi, l'ambiance acoustique dans un véhicule automobile est fortement dominée par le bruit aérodynamique, en particulier à partir de 90 km/h [50]. Il est un facteur primordial de la qualité perçue, et mal maitrisé il peut constituer une source importante de gêne et de fatigue. On se concentre ainsi dans cette étude sur ce type de bruit.

Le bruit aérodynamique (ou aéroacoustique) en automobile provient de l'interaction de l'écoulement (due au mouvement du véhicule) avec la carrosserie. Présentons une liste non exhaustive de différents types de bruit aérodynamique [30]. On peut citer le bruit de cavité (toit ouvrant, césure...), le bruit de sillage (barre de toit, essuie-vitre, antenne, rétroviseur...) et le bruit de machines tournantes (refroidissement moteur, ventilation...). Une autre composante de

ce type de bruit est le bruit dit d'aspiration lié à la présence de fuites dans les joints, dues au mauvais respect des jeux à la fabrication ou au montage et à la déformation trop importante des ouvrants sous les efforts aérodynamiques. Il s'ensuit une augmentation importante de la transparence acoustique et une génération de sources de bruit de type jet présentant une émergence fréquentielle et une localisation très marquée (perception très négative).

Considérons un véhicule parfaitement étanche et sans obstacles (rétroviseurs etc.). Un autre type de bruit persiste et est transmis dans l'habitacle. Il s'agit du bruit dit "de forme" [30]. D'un point de vue spectral, il s'agit d'un bruit à large bande. Il est lié aux nombreux décollements de couche limite sur la carrosserie du véhicule menant à la formation de structures aérodynamiques tourbillonnaires et tridimensionnelles [40]. En particulier, le décollement généré via l'interaction de l'écoulement avec le montant de baie génère un tourbillon conique très énergétique et engendre des fluctuations de pression pariétale sur la vitre latérale avant [31]. Ces fluctuations de pression sont transmises à l'intérieur du véhicule par excitation des panneaux qui rayonnent ensuite dans l'habitacle. A la différence du bruit d'origine moteur ou du bruit de roulement, ce bruit aérodynamique est fortement identifiable par son caractère fluctuant qui génère une impression de « bouffées ». Ce phénomène est d'autant plus marqué en présence de vent latéral ou dans le sillage d'un autre véhicule [64, 67, 54]. Ainsi, le caractère instationnaire de l'écoulement représente une cause majeure de cette gêne perçue.

La capacité d'un véhicule à minimiser ces effets résulte des choix de forme, d'étanchéité et d'absorption lors de son développement, et sans guide de conception spécifique ni connaissance maitrisée des conditions d'apparition de ces phénomènes, le développement mène parfois à de bons résultats, parfois moins... La compréhension fine de ce phénomène constitue donc un pré-requis pour nous conduire à une diminution notable du bruit aérodynamique et à son identification dans la synthèse acoustique globale intérieure, au travers de l'optimisation de la forme du véhicule, des accessoires et de l'isolation au juste nécessaire.

1.2 Contexte scientifique

Lors de son déplacement, un véhicule automobile interagit avec un écoulement turbulent qui module en amplitude le bruit à l'intérieur de l'habitacle [64, 54, 67]. Ainsi l'instationnarité de la turbulence incidente dégrade la qualité de l'ambiance acoustique à l'intérieur du véhicule. Les bandes de tiers d'octave supérieures ou égales à 2kHz [64] sont les bandes de fréquences les plus sensibles à ce type de bruit, avec un accent particulier porté sur la bande de tiers d'octave 4 kHz, la fréquence de résonance du canal auditif étant située entre 3 et 4 kHz [29, 68]. Cette bande de fréquence est également proche de l'ordre de grandeur de la fréquence de coïncidence des vitrages automobiles. Des études psychoacoustiques ont également mis en évidence l'importance de cette bande de fréquence pour le bruit aérodynamique [34, 54]. Wordley $et\ al.$ [82, 81] ont caractérisé à travers des mesures aérodynamiques effectuées pour un véhicule se déplaçant sur route, les principales caractéristiques de cette turbulence. Celle-ci est principalement liée à la couche limite atmosphérique mais aussi au sillage des autres véhicules. L'écoulement dans

la zone du montant de baie est très sensible à cette turbulence incidente et constitue la principale source de bruit associée à cette gêne [30, 31]. La dynamique de l'écoulement dans cette zone génère des fluctuations de pression pariétale très énergétiques sur la vitre latérale avant qui rayonne ensuite par transmission des fluctuations de bruit dans l'habitacle. Les mécanismes de production des fluctuations de bruit sont de nature aérodynamique alors que les mécanismes liés à la transmission de ces fluctuations de bruit sont de nature vibro-acoustique [11]. Néanmoins, les mécanismes fondamentaux à l'origine de la production et la transmission de ces fluctuations de bruit sont encore mal connus.

Bessis [11] a conçu un montage expérimental générique en soufflerie anéchoïque afin de caractériser la production puis la transmission vers l'habitacle du bruit aérodynamique dans une configuration simplifiée. La région du spectre considérée est la région des basses et moyennes fréquences. Ce montage se compose d'un écoulement de marche montante choisi comme modèle de source de bruit aéroacoustique à large bande rayonnant par transmission dans un caisson anéchoïque disposé juste en dessous de la marche et servant de modèle d'habitacle automobile. La transmission du bruit est modélisée par un modèle de vitre automobile. L'auteur a établi à l'aide de mesures couplées de vitesse et de pression un lien entre les structures cohérentes issues du lâcher tourbillonnaire dans la couche de mélange en aval de la marche montante et les fluctuations de pression pariétale. L'établissement d'un lien "direct" entre les structures aérodynamiques de l'écoulement et le bruit rayonné dans l'habitacle fut cependant délicat à cause des phénomènes vibroacoustiques (résonnance et coincidence) mis en jeux dans le cadre du rayonnement acoustique de la vitre dans le caisson anéchoïque. Cependant, cette étude n'a pas porté sur les fluctuations de bruit puisque l'écoulement incident était stationnaire.

1.3 Objectifs

L'objectif général de cette étude est de caractériser les mécanismes aérodynamiques associés à la production des fluctuations de bruit dans l'écoulement extérieur puis de caractériser la transmission de ces fluctuations de bruit à travers une vitre dans un habitacle automobile. Il s'agit d'une étude exclusivement expérimentale menée dans la soufflerie anéchoïque de l'institut PPRIME. Pour cela, le montage expérimental utilisé par Bessis [11] est adapté afin de se rapprocher un peu plus d'une configuration réaliste. Un dispositif actif (volet) est disposé au niveau de la section de sortie du convergent de la soufflerie. Le but visé est de moduler la vitesse incidente de l'écoulement par obstruction de la veine d'essai, ce qui va générer une dynamique particulière de l'écoulement autour de la marche et produire des fluctuations de bruit qui seront transmises à travers la vitre dans le caisson. Des mouvements élémentaires du volet sont considérés : une fermeture, une ouverture et un « burst » (fermeture suivie d'une ouverture). Les grandeurs physiques étudiées sont les fluctuations de vitesse et de pression pariétale respectivement au voisinage et en aval de la marche et de pression acoustique dans le caisson. Les deux principaux objectifs de la thèse sont décrits dans la suite.

Un premier objectif est de caractériser la dynamique temporelle d'indicateurs de fluctuation

de la pression pariétale sur la marche et de la pression acoustique dans le caisson lors de la variation de vitesse incidente induite par le mouvement du volet. Un indicateur de fluctuation correspond à un outil d'analyse réalisant une estimation à court-terme dans une fenêtre glissante du moment statistique d'ordre 2 des signaux étudiés. Il caractérise la modulation d'amplitude à des échelles de temps lentes (les échelles de temps de la modulation de vitesse incidente) des signaux à large bande mesurés. Un modèle dit « quasi-stationnaire » basé sur des mesures de pression pariétale et de pression acoustique en configuration statique du volet est développé afin d'évaluer par comparaison avec ces indicateurs le caractère « quasi-stationnaire » (au sens de la dynamique des fluides) de la dynamique temporelle de ces indicateurs. Par ailleurs, le but est, à partir des indicateurs, de caractériser le couplage entre le chargement aérodynamique de la paroi vitrée et les fluctuations de bruit transmis par celle-ci dans le caisson lors de la variation de vitesse induite par le mouvement du volet.

Le deuxième objectif de la thèse est de caractériser lors de la variation de vitesse incidente l'interaction entre l'écoulement autour de la marche et le chargement aérodynamique de la paroi d'une part, puis entre la dynamique de l'écoulement et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson d'autre part. Il est ainsi nécessaire d'effectuer des mesures couplées de vitesse et de pression pariétale puis de vitesse et de pression acoustique. Le bruit étudié étant haute fréquence, il est nécessaire d'avoir recours à la technique de mesure de Vélocimétrie par Images de Particules à haute cadence d'échantillonnage (TR-PIV) pour obtenir des champs de vitesse avec une résolution temporelle suffisante.

1.4 Organisation du manuscrit

Ce manuscrit s'articule autour des chapitres suivants :

Chapitre 2 - Synthèse bibliographique

Ce chapitre introduit le sujet de cette étude en exposant une synthèse des travaux effectués dans l'industrie automobile sur les fluctuations de bruit d'origine aérodynamique, puis fait le lien avec la configuration d'écoulement simplifiée considérée pour ce travail.

Chapitre 3 - Montage expérimental, outils de mesure et d'analyse

On présente dans ce chapitre le montage expérimental ainsi que l'ensemble des moyens expérimentaux considérés afin de répondre à la problématique de la thèse. L'indicateur de fluctuation construit afin de caractériser les fluctuations de bruit est également présenté.

Chapitre 4 - Qualification aérodynamique et acoustique du montage expérimental

Ce chapitre synthétise les résultats obtenus lors des mesures de qualification aérodynamique et acoustique du montage expérimental. L'effet de la position du volet sur les résultats est en particulier évalué.

Chapitre 5 - Dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation liée à une variation de vitesse incidente

Ce chapitre répond à la question : peut-on prédire la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation de pression pariétale et de pression acoustique à l'aide d'un modèle construit à partir de mesures effectuées en configuration statique du générateur d'instationnarité ($i.e.$ le volet) ? Le couplage entre l'excitation pariétale et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson lors de la variation de vitesse incidente induite par le mouvement du volet est également évalué.

Chapitre 6 - Analyse spatio-temporelle du lien entre la dynamique de l'écoulement et la transmission des fluctuations de bruit

Ce chapitre expose les résultats de l'analyse du lien entre la dynamique de l'écoulement et le chargement aérodynamique de la paroi vitrée d'une part, et entre la dynamique de l'écoulement et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson d'autre part. Des piste de compréhension de la production et de la transmission des fluctuations de bruit dans l'habitacle sont émises.

Conclusions

Cette partie résume les résultats majeurs de cette étude avec quelques suggestions pour les futurs travaux.

Chapitre 2

Synthèse bibliographique

Comme exposé dans l'introduction, le bruit aérodynamique fait l'objet de recherches de plus en plus importantes dans l'industrie automobile, afin de réduire son impact négatif sur l'ambiance acoustique dans l'habitacle. On dresse dans ce chapitre un état des lieux de la problématique automobile, visant à faire le lien avec l'étude physique effectuée en soufflerie dans ce travail de thèse. La première partie présente les spécificités de l'écoulement se développant autour d'un véhicule automobile. On traite en particulier de la question de l'instationnarité de l'écoulement, celle-ci étant composée d'une instationnarité "propre" et d'une instationnarité liée à la turbulence incidente au véhicule. La deuxième section présente succinctement les différents mécanismes aéro-vibroacoustiques participant au rayonnement acoustique dans l'habitacle. La troisième partie se propose de résumer les principales caractéristiques de la turbulence incidente ainsi que le lien avec les fluctuations de bruit perçues dans un habitacle automobiles. Les méthodes de génération de turbulence en soufflerie sont aussi présentées. La quatrième section présente une synthèse bibliographique des résultats expérimentaux portant sur l'aérodynamique et l'acoustique de l'écoulement de marche montante, configuration d'écoulement simplifiée choisie afin d'étudier la transmission des fluctuations de bruit dans un habitacle automobile.

2.1 Aérodynamique automobile

On présente dans cette section les deux contributions à l'instationnarité globale de l'écoulement autour d'un véhicule automobile : la turbulence "propre" (ou locale) et la turbulence incidente (Section 2.1.1). Leurs spécificités y sont détaillées. L'importance du tourbillon de montant de baie dans la génération du bruit aérodynamique est présentée de manière concise puis la topologie moyenne de l'écoulement dans cette zone est exposée (Section 2.1.2).

2.1.1 Turbulence "propre" et turbulence incidente

Les paramètres d'esthétisme et de sécurité ont plus d'impact sur le choix de la forme globale d'un véhicule automobile que la performance aérodynamique. La capacité d'un véhicule de sé-

rie à pénétrer dans l'air n'est donc en général pas optimale [1]. La Figure 2.1 montre que l'écoulement autour d'un véhicule est dominé par la présence de structures aérodynamiques fortement décollées, tourbillonnaires et tridimensionnelles (en particulier dans la région du montant de baie et du montant arrière) [40]. Ces zones de l'écoulement sont le siège de la génération du bruit aérodynamique et sont très sensibles à l'instationnarité de la turbulence dite incidente (liée à la couche limite atmosphérique), ce qui mène à une modulation en amplitude du bruit dans l'habitacle [64, 54, 67].

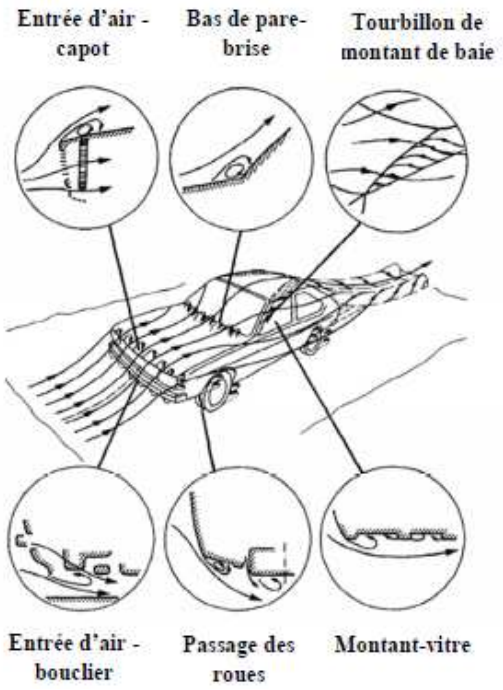


FIGURE 2.1 – Localisation des principaux décollements de couche limite et des structures aérodynamiques tourbillonnaires sur la carrosserie d'un véhicule automobile. D'après Hucho *et al.* [40] (1993).

Deux contributions à l'instationnarité globale de l'écoulement peuvent donc être identifiées :

- la première contribution provient de l'interaction d'un écoulement avec un véhicule dont la forme n'est pas totalement optimisée (corps non profilé), donnant lieu à la formation de structures tourbillonnaires en aval de zones de décollement massif [40] (Figure 2.1). Le tourbillon de montant de baie en constitue un bon exemple [31] (voir Section 2.1.2). Il s'agit donc d'une contribution fortement liée à la géométrie du véhicule [40]. On l'appellera instationnarité "propre" (ou locale) de l'écoulement.

- la deuxième contribution est caractéristique de la turbulence incidente au véhicule et gé-

1. Un véhicule automobile se rapproche d'un corps non profilé, *i.e.* à haut nombre de Reynolds, la traînée de forme devient prépondérante sur la traînée de frottement dû à la dépression générée dans le sillage du véhicule.

nère par interaction [2] avec la première contribution ($i.e.$ les structures aérodynamiques décollées et tourbillonnaires), une modulation du bruit intérieur. L'échelle de longueur de turbulence associée à cette deuxième contribution est beaucoup plus grande que celle associée à la première [82]. Notons, que cette deuxième composante peut avoir pour conséquence de "casser" les structures tourbillonnaires présentes dans l'écoulement ou agir sur la taille de celles-ci [74]. Cette deuxième contribution est alimentée par plusieurs sources d'instationnarité que l'on développe plus en détail dans la section 2.3.

Enfin, il est utile de préciser que le lien entre le bruit aérodynamique et l'écoulement à l'avant du véhicule en particulier, est plus évident à cause de la proximité de l'oreille du conducteur avec celui-ci. L'importance de l'écoulement à l'arrière du véhicule devient critique pour des aspects purement aérodynamiques tels que la diminution de la trainée ou la stabilité en virage [19]. On développe dans la section suivante quelques caractéristiques du tourbillon de montant de baie.

2.1.2 Tourbillon de montant de baie

George [30] a mis en évidence l'importance de l'écoulement de montant de baie dans la génération du bruit aérodynamique pour des vitesses supérieures à 100 km/h. L'écoulement dans cette région (Figure 2.2) est principalement composé [31] :

- d'une zone d'écoulement tourbillonnaire, appelée zone du tourbillon de montant de baie ;
- d'une zone de recollement de l'écoulement sur la vitre latérale ;
- d'une zone plus en aval dominée par le sillage du rétroviseur ;

Notons qu'un tourbillon contra-rotatif vis-à-vis du tourbillon principal se forme proche de la jonction entre le toit et la vitre latérale avant, augmentant ainsi la complexité de l'écoulement dans cette zone (Figure 2.2). L'apparition de ce deuxième tourbillon provient du gradient de pression adverse exercé par le tourbillon principal sur le vitrage. Par ailleurs, des structures tourbillonnaires de plus petites tailles que le tourbillon principal sont générées par le cisaillement existant entre l'écoulement extérieur et l'écoulement décollé. L'écoulement dans la zone du montant est donc de toute évidence très perturbé et est associé à de forts niveaux de fluctuations de pression sur le vitrage latéral avant, surtout dans la zone d'écoulement tourbillonnaire [31].

Alam $et\ al.$ [3, 4] ont mis en évidence l'atténuation significative du niveau de fluctuation de pression pariétale sur la vitre latérale avant par une modification de la géométrie du montant de baie. Le manque de représentativité des modèles de montant de baie utilisés limite néanmoins la portée de ce résultat. En effet, ceux-ci sont très arrondis et sont de ce fait, géométriquement très différents d'un montant de baie classique de voiture de série. D'autres publications évaluent l'effet de la géométrie du montant de baie sur la structure de l'écoulement dans cette région

2. Cette interaction n'implique pas un rapport de linéarité entre ces deux contributions. Celle-ci est au contraire fortement non-linéaire et est très corrélée avec les fluctuations de bruit transmis dans l'habitacle.

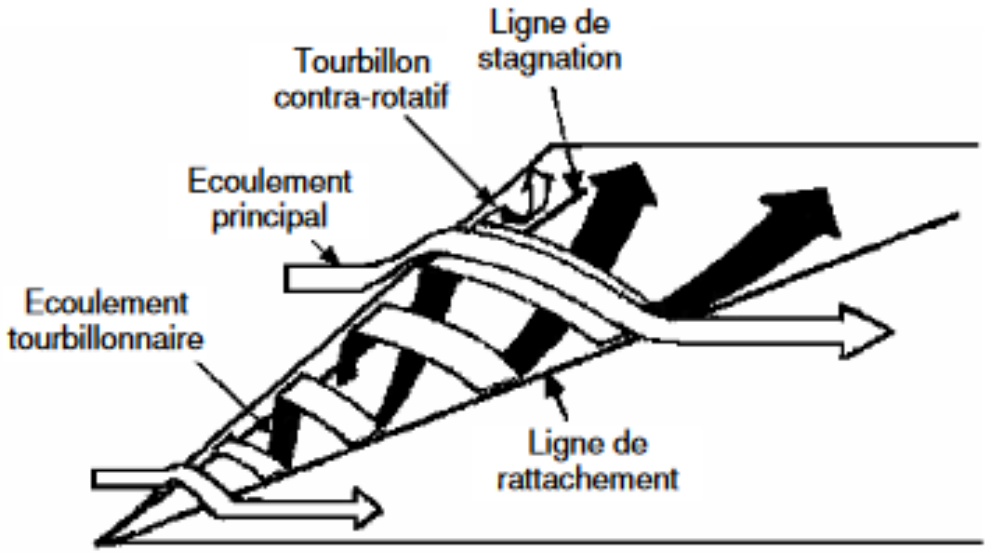


FIGURE 2.2 – Description schématique simplifiée de l'écoulement proche du montant de baie. D'après Haruna *et al.* [31] (1990).

[2, 3, 4]. Watkins [76] a caractérisé le tourbillon de montant de baie et l'influence de l'angle de dérapage (yaw angle) sur celui-ci. L'auteur montre que le tourbillon se formant sur le montant de baie qui "voit" arriver l'écoulement (windward side) a une plus petite taille que celui se développant sur le montant de baie opposé (leeward side).

Levy et Brancher [52] ont caractérisé la topologie ainsi que la dynamique du tourbillon de montant de baie en considérant une étude expérimentale d'un écoulement en interaction avec un dièdre d'angle 30°, celui-ci servant de modèle de montant de baie automobile. L'utilisation de la technique de mesure PIV basse et haute fréquence a permis de mettre en évidence que le centre du tourbillon principal s'éloigne de la paroi lors de son développement proche du bord du montant de baie. A l'inverse, le centre du tourbillon secondaire (contra-rotatif) reste proche de la paroi. La zone de décollement de l'écoulement, le centre du tourbillon principal ainsi que la zone de cisaillement sont les régions où les fluctuations d'énergie cinétique turbulente sont les plus importantes. Par ailleurs, les auteurs [53] ont établi le lien entre la dynamique du tourbillon de montant de baie et les fluctuations de pression en paroi. Ils montrent que les fluctuations de pression les plus énergétiques sont localisées proche de la deuxième ligne de décollement de l'écoulement.

Cette première section a permis de présenter les deux composantes de l'instationnarité globale de l'écoulement autour d'un véhicule automobile. Les mécanismes aéro-vibroacoustiques responsables de la transmission du bruit dans l'habitacle sont présentés dans la section suivante.

2.2 Aéro-vibroacoustique automobile

La transmission des fluctuations de bruit dans un habitacle automobile par une vitre est régie par des mécanismes aéro-vibroacoustiques dont il est important d'en comprendre le principe. On présente dans un premier temps les mécanismes vibroacoustiques participant au rayonnement acoustique de la vitre (Section 2.2.1), puis dans un deuxième temps les sources d'excitation de la vitre (Section 2.2.2). Enfin, en s'appuyant sur la définition des modèles idéalisés de source acoustique, on présente le lien existant entre la turbulence dans l'écoulement et le bruit transmis vers l'habitacle (Section 2.2.3).

2.2.1 Mécanismes vibroacoustiques

On parle de mode lorsqu'une onde de flexion stationnaire se propage dans la vitre, celle-ci devant être de dimensions finies afin de rendre possible les réflexions de ces ondes sur ses bords. Le nombre d'onde k_{mn} est par définition associé à chacun de ces modes avec m et n le nombre de lignes modales dans les directions de propagation de l'onde. La célérité des ondes de flexion est notée c_f.

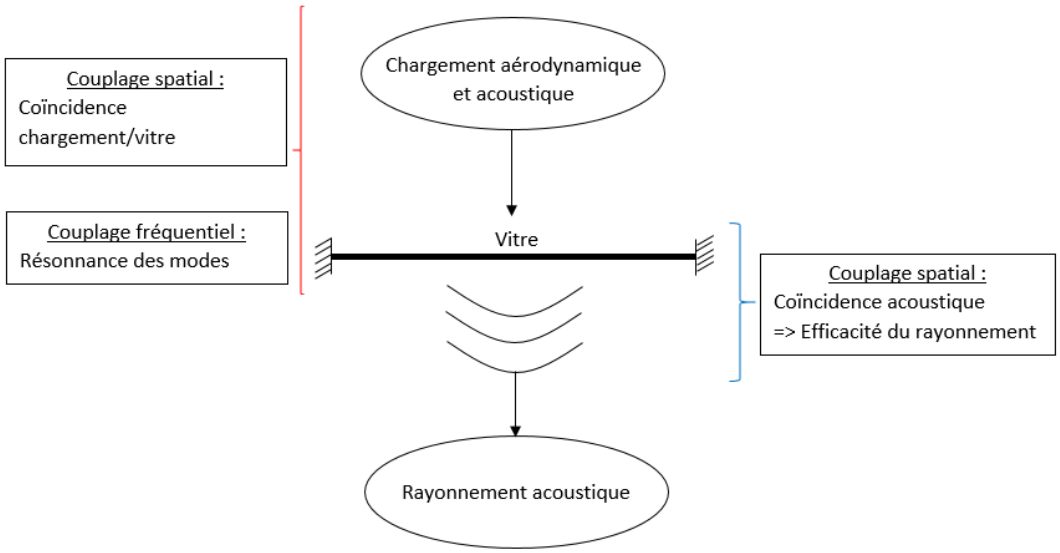


FIGURE 2.3 – Mécanismes vibroacoustiques participant à la transmission du bruit d'origine aérodynamique dans un habitacle automobile.

La Figure 2.3 résume les différents mécanismes participant à la transmission acoustique à travers une vitre excitée par un écoulement turbulent. Ces mécanismes peuvent être décrits en terme de couplage. On en distingue globalement trois [11] :

- un couplage spatial entre le champ excitateur et la vitre traduisant à une fréquence donnée la sensibilité d'un mode (m,n) à une excitation caractérisée par un nombre d'onde k_{ex}. Cette sensibilité est maximale lorsque $k_{ex} = k_{mn}$. Ce phénomène est appelé coïncidence

et le mode (m,n) respectant la relation précédente est appelée mode coïncident. Celui-ci est alors considérablement excité et un champ de déplacement présentant une forte cohérence spatiale est généré.

- un couplage fréquentiel traduisant la capacité d'un mode (m,n) à répondre à la pulsation excitatrice ω_{ex}. La réponse du mode est maximale ($i.e.$ l'amplitude de déplacement est maximale) lorsque cette pulsation est équivalente à la pulsation propre de la vitre. On appelle ce phénomène la résonance et le mode ω_{mn} est dit résonant. Dans ce cas de figure, l'amortissement de la vitre pilote l'amplitude des vibrations.

- un couplage spatial entre la vitre et son milieu environnant ($i.e.$ l'air) caractérisant l'efficacité du rayonnement acoustique de la vitre. Lorsque le nombre d'onde de flexion de la vitre ($k_f = \frac{\omega}{c_f}$) est équivalent au nombre d'onde des ondes acoustiques ($k = \frac{\omega}{c_0}$), on a atteint la coïncidence acoustique. La pulsation à laquelle se produit ce phénomène est appelée pulsation critique ω_c.

On présente dans la suite les couplages existants entre les différentes sources d'excitation et le rayonnement acoustique. Ces couplages sont dépendant de la pulsation.

2.2.2 Chargement aéroacoustique d'un vitrage automobile

Comme expliqué dans la section 2.1, l'écoulement de montant de baie génère sur la vitre latérale avant un champ de pression pariétale instationnaire. Ces fluctuations de pression en paroi possèdent deux contributions :

- une contribution hydrodynamique caractérisée par une vitesse de convection U_c des structures cohérentes
- une contribution acoustique caractérisée par la célérité des ondes sonores c_0 (propagation des ondes sonores générées par la turbulence jusqu'au vitrage)

Les deux contributions sont cependant couplées et dans la pratique il est difficile de les séparer. On peut toutefois noter que le niveau énergétique associé à la contribution hydrodynamique est nettement supérieur à celui associé à la contribution acoustique. Debert [22] trouve une différence de plus de 20 dB alors que DeJong $et\ al.$ [23] trouvent un écart entre 25 et 35 dB entre les deux excitations. Ces résultats sont obtenus respectivement par filtrage en nombre d'onde (simulation numérique) et via une simulation SEA (Simulation Energy Analysis). Arguillat [6] $et\ al.$ mesure une différence plus faible puisqu'elle est de l'ordre de 13 dB. Les faibles niveaux énergétiques associés à la partie acoustique contrastent cependant avec la forte cohérence spatiale du champ de déplacement imposé à la vitre par celle-ci. Ainsi, les deux contributions jouent un rôle significatif dans le rayonnement acoustique de la vitre et il convient de ne pas négliger la contribution acoustique du chargement de la vitre.

Les deux sources d'excitation du vitrage ayant été présentées, on s'intéresse à présent aux contributions de chacune d'elles au rayonnement acoustique de la vitre. Il convient à cet égard de distinguer trois cas de figures :

- 1^{er} cas : 0 < ω < ω_{conv}, les modes résonnants k_{mn} sont essentiellement excités par les nombres d'onde hydrodynamiques ($i.e.$ k_f = k_{conv}).

- 2^{me} cas : $\omega_{conv} \leq \omega$ < ω_c, les modes excités ne contribuent que faiblement au rayonnement ($i.e.$ k_{conv} > k_f et k < k_f) quelque soit le type d'excitation.

- 3^{me} cas : $\omega \geq \omega_c$, au-delà de la pulsation critique, seules les nombres d'onde acoustique sont à proximité du nombre d'onde de flexion de la vitre. Ainsi, les modes sont excités essentiellement par les nombres d'onde acoustiques.

On comprend ainsi que la contribution acoustique au chargement de la vitre est très important au vu de son fort couplage avec les modes de la vitre au-delà de la pulsation critique ω_c ($i.e.$, en moyenne et haute fréquence). En effet, les modes excités par un chargement de nature acoustique sont également rayonnants. En basse fréquence c'est au contraire le chargement de nature hydrodynamique qui est prépondérant. On développe dans la suite le lien existant entre les sources aéroacoustiques associées aux structures turbulentes dans l'écoulement et le bruit transmise dans l'habitacle.

2.2.3 Émission acoustique des structures turbulentes dans l'habitacle

Il existe en aéroacoustique trois modèles idéalisés de source permettant de caractériser les mécanismes de génération de bruit [36] :

- le modèle de source monopolaire (omnidirectionnelle) modélisant le mécanisme de variation de masse instationnaire. Le modèle est une sphère pulsante dont le rayon est petit par rapport à la longueur d'onde d'émission. Un exemple typique dans l'automobile est le cas des fuites dans les joints. L'intensité acoustique varie en U_0^4.
- le modèle de source dipolaire provenant des fluctuations locales de forces aérodynamiques induites par l'écoulement sur une surface rigide. Celle-ci peut être représentée par deux sources monopolaires de signes opposés. Le chargement aérodynamique de la vitre latérale avant induit par le décollement dans la région du montant de baie illustre ce type de source. L'intensité acoustique varie en U_0^6.
- le modèle de source quadripolaire lié aux contraintes de cisaillement dans les écoulements turbulents. Celui-ci peut suivant son axe principal se diviser en deux catégories : le quadripôle latéral et le quadripôle longitudinal. Ce type de bruit est appelé bruit propre des écoulements. Le bruit de jet en est un exemple typique. Dans le cas d'un véhicule automobile, le cisaillement entre l'écoulement extérieur et l'écoulement décollé dans la région du montant de baie illustre également ce type de rayonnement. L'intensité acoustique varie en U_0^8.

Dans l'absolu, la contribution des sources monopolaires au bruit transmis dans un habitacle automobile est majoritaire par rapport à celle des sources dipolaires et quadripolaires. Cependant, pour un véhicule présentant une bonne étanchéité, les sources dipolaires associées aux décollements sur la carrosserie deviennent dominantes [33]. La Figure 2.4 résume l'action de

ces trois mécanismes fondamentaux de génération de bruit dans la région du vitrage latérale avant [12]. On précise par ailleurs que la plupart des bruits rencontrés (en particulier le tourbillon de montant de baie) possèdent un caractère large bande à l'exception des bruits de type sifflement où on observe une émergence fréquentielle du bruit.

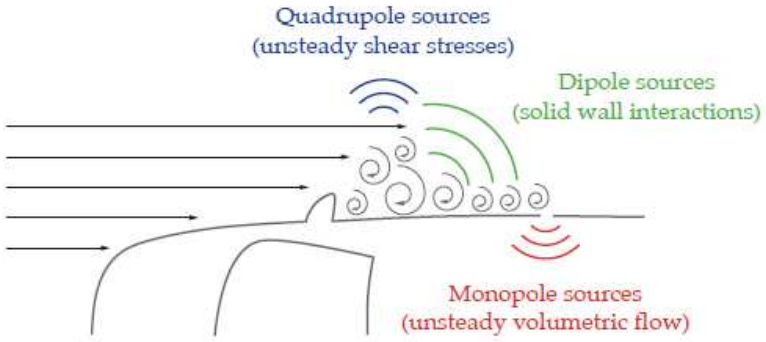


FIGURE 2.4 – Mécanismes de génération de bruit dans la région du vitrage latéral avant. D'après Blumrich [12] (2006).

Il est établi que l'intensité acoustique du bruit d'origine aérodynamique est proportionnelle à la vitesse élevée à une puissance comprise entre 4 et 6 [33]. D'autres auteurs ont évalué la sensibilité du bruit aérodynamique (large bande) à la vitesse de l'écoulement incident dans le cadre d'applications automobiles. Alors que Wickern $et\ al.$ [79] trouvent une loi d'évolution globale du bruit en U_0^6, Oettle [64] et Lindener $et\ al.$ [54] avancent une loi en $U_0^{5,5}$. Ce dernier résultat suggère que bien que le mécanisme de bruit soit majoritairement dipolaire, une contribution mineure du bruit mesuré dans l'habitacle provient d'un mécanisme de source monopolaire (fuites, ...). De plus, Oettle [64] évalue la relation entre une augmentation ΔL de niveau acoustique en dB et une augmentation de vitesse du véhicule (de U_0 à U) pour chaque bande de tiers d'octave selon la loi $\Delta L(U) = 10log\left(\frac{U}{U_0}\right)^n$. Les résultats de cette analyse sont présentés en Figure 2.5. De 50 à 100 Hz, le bruit provient d'un mécanisme monopolaire alors qu'au-delà de 6 kHz le bruit provient d'un mécanisme quadripolaire. Entre ces bandes de tiers d'octave, le bruit est de nature dipolaire.

Haruna $et\ al.$ [31] ont effectué une caractérisation aérodynamique du tourbillon de montant de baie et conclu que la région du décollement est une plus grande source de bruit que la région de recollement. Les mesures de vorticité effectuées montrent que l'écoulement est rotationnel dans la zone de décollement et est irrotationnel dans la zone de recollement. Le bruit aérodynamique étant généré par un écoulement à rotationnel non nul, les auteurs concluent que la zone de décollement est la zone source du bruit.

Lorsque les rétroviseurs extérieurs sont relativement proches du véhicule, leurs sillages peuvent interagir avec l'écoulement proche de la vitre latérale avant, augmentant ainsi le niveau des fluctuations de pression sur cette vitre et donc le bruit rayonné dans l'habitacle. Les essuie-

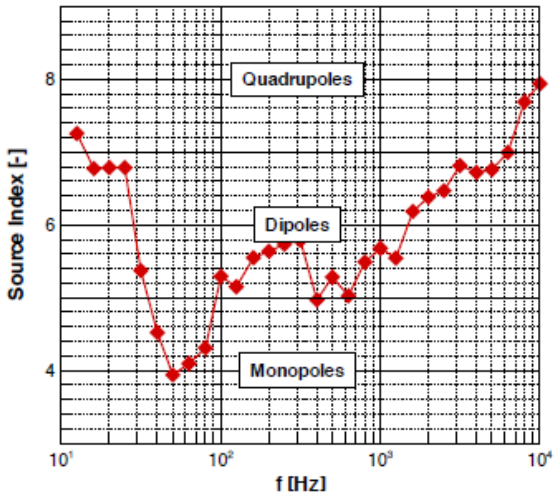


FIGURE 2.5 – Mécanisme de génération de bruit suivant la bande de tiers d'octave d'analyse. D'après Oettle [64] (2013).

glaces constituent une autre source de bruit dans l'écoulement. George [30] évalue la baisse du niveau des fluctuations de pression pariétale de l'ordre de 6 dB par le retrait des essuie-glaces et de 20 dB par le retrait des rétroviseurs. D'autres sources de bruit aérodynamique émergent également dans différentes conditions : cavités, antenne radio, barre de toit, soubassement...

2.3 Turbulence incidente

Cette section s'intéresse à la turbulence dite incidente qui a été mentionnée dans la section 2.1, par opposition à la turbulence dite "propre" de l'écoulement en interaction avec un véhicule automobile. Il s'agit d'un ensemble de sources d'instationnarité, qui par interaction avec le véhicule, module en amplitude le bruit intérieur [67] dont le spectre présente un caractère large bande. La modulation d'amplitude est généralement attribuée aux variations de vitesse de l'écoulement. La variation de la fréquence de cette modulation est quand a elle attribuée aux variations de direction de l'écoulement. Ces modulations d'amplitude sont clairement perceptibles par l'oreille humaine. On commence tout d'abord par introduire quelques notions de traitement du signal en lien avec la modulation d'amplitude d'un bruit large bande (Section 2.3.1). Les différentes sources d'instationnarité qui composent la turbulence incidente ainsi que leurs importances relatives sont ensuite présentées (2.3.2). Un résumé de l'ensemble des travaux ayant servi à caractériser la turbulence incidente à travers des mesures effectuées sur route est proposé en section 2.3.3. L'influence de la turbulence incidente sur l'écoulement proche du montant de baie ainsi que sur le bruit intérieur est présenté. Il s'agit d'évaluer la quasi-stationnarité ou non du chargement aérodynamique sur la vitre latérale avant ainsi que sur le bruit intérieur. Enfin, les dispositifs utilisés dans la littérature pour augmenter le niveau de turbulence en soufflerie sont succinctement présentés (Section 2.3.4).

2.3.1 Modulation d'amplitude d'un signal acoustique large bande

La modulation d'amplitude désigne ici la multiplication d'un signal large bande (le signal modulé), par une fonction (le signal modulant) générant des fluctuations lentes (à des basses fréquences par rapport à celles contenues dans le signal modulé). La modulation d'amplitude est une technique par exemple utilisée pour transmettre des informations dans le domaine des télécommunications. Dans le présent travail de thèse, il s'agit plutôt d'un effet constaté sur les signaux acoustiques acquis dans un habitacle automobile, et généralement associé à la gêne acoustique que l'on tente par la suite de caractériser. Autrement dit, le signal modulant associé aux caractéristiques de la turbulence incidente n'est pas connu $a\ priori$.

Deux méthodes permettent de caractériser la modulation d'amplitude d'un signal large bande (noté ici $x(t)$) : l'estimation de l'enveloppe du signal à l'aide de la transformée de Hilbert, et l'estimation à court terme dans une fenêtre glissante du moment statistique d'ordre 2 du signal étudié. La première méthode construit le signal analytique $Z_a(t)$ défini comme suit :

$$Z_a(t) = x(t) + iH(t) = E(t).e^{i*\psi(t)} \tag{2.1}$$

où $H(t)$ et $\psi(t)$ correspondent respectivement à la transformée de Hilbert et à la phase du signal $x(t)$. L'enveloppe $E(t)$ est définie comme le module de ce signal analytique :

$$E(t) = \sqrt{x(t)^2 + H(t)^2} \tag{2.2}$$

Mathis $et\ al.$ [60] ont appliqué la procédure d'extraction de l'enveloppe d'un signal large bande pour une application en mécanique des fluides. L'objectif des auteurs était d'étudier la modulation de l'amplitude des petites structures aérodynamiques par les grandes structures dans une couche limite turbulente.

La deuxième méthode est utilisée afin de caractériser la modulation d'amplitude du bruit mesuré dans un habitacle automobile. Ce calcul est effectué au moyen d'une fenêtre glissante dont la taille et le taux de recouvrement sont à définir. Cette méthode est utilisée par Lindener $et\ al.$ [54] et Oettle [64]. C'est cette méthode qui sera utilisée dans cette thèse afin d'obtenir un indicateur temporel de fluctuation des diverses quantités mesurées.

2.3.2 Quelles sont les sources d'instationnarité de la turbulence incidente ?

Sims-Williams [73] évalue la contribution relative de différentes sources d'instationnarité rencontrées par un véhicule circulant sur route à l'aide de la dérivée totale du champ de vecteur résultant $\mathbf{u}_{resultant}$:

$$\frac{D\mathbf{u}_{resultant}}{Dt} = \frac{\partial \mathbf{u}_{car}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{u}_{wind}}{\partial t} + \mathbf{u}_{car}\frac{\partial \mathbf{u}_{wind}}{\partial x} \tag{2.3}$$

La Figure 2.6 [73] illustre schématiquement l'écoulement vu par un véhicule automobile. Cet écoulement est une combinaison de vecteur $\mathbf{u}_{wind}$ relatif au vent et du vecteur $\mathbf{u}_{car}$ relatif à

l'inverse du vecteur vitesse du véhicule.

Dans l'Eq. (2.3), le premier terme du membre de droite modélise l'instationnarité de l'écoulement vue par le véhicule, due aux variations de vitesse du véhicule. L'auteur considère ce terme négligeable pour les véhicules de série. A l'inverse, ce terme devient non négligeable dans le domaine de la compétition automobile où les vitesses des véhicules sont élevées par rapport à la vitesse du vent et où les variations de vitesses sont brusques comme lors des phases de freinage et d'accélération. Le deuxième terme modélise les fluctuations temporelles de vitesse de l'écoulement dû au vent, mesurées en un point de l'espace [20, 49, 37, 69]. Le troisième terme représente l'instationnarité vue par le véhicule du fait de son déplacement dans un champ de vitesse dont la dérivée spatiale est non nulle. Il s'agit de la plus grande source d'instationnarité. La Figure 2.7 illustre ce terme [73]. Un véhicule circulant proche d'objets stationnaires (arbres, ponts...) et interagissant avec le sillage stationnaire de ces objets, percevra l'écoulement (bien que stationnaire) comme instationnaire. La décroissance en $x^{-2/3}$ du sillage d'un véhicule, avancée par Howell [38] soutient qu'une large part de l'instationnarité rencontrée sur route provient du sillage des autres véhicules en condition de trafic chargé. L'effet du sillage instationnaire des véhicules circulant à la même vitesse que le véhicule est aussi modélisé par ce terme.

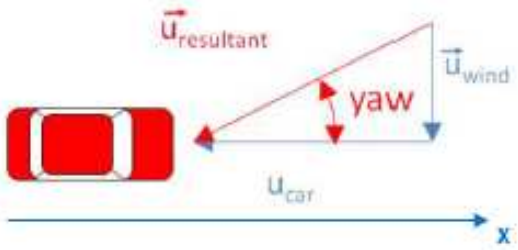


FIGURE 2.6 – Schéma représentant l'écoulement vu par un véhicule automobile circulant sur route. D'après Sims-Williams [73] (2011).

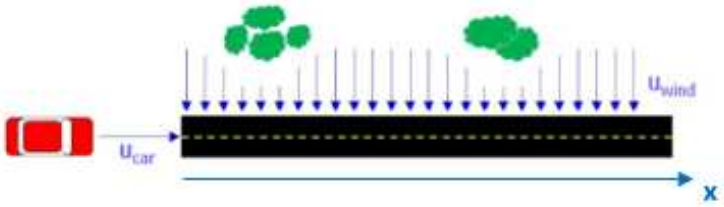


FIGURE 2.7 – Illustration de l'instationnarité vue par un véhicule, modélisé par le troisième terme de l'Eq. (2.3). Schéma adapté d'après Sims-Williams [73] (2011).

2.3.3 Caractérisation de la turbulence incidente et lien avec les fluctuations de bruit perçu dans l'habitacle

Plusieurs auteurs ont tenté de caractériser l'instationnarité de la turbulence incidente. Le travail le plus abouti est celui présenté dans les publications de Wordley *et al.* [81, 82]. L'objectif était d'effectuer des mesures de vitesse pour différentes conditions de trafic routier, différentes conditions météorologiques et différents types de route. Une sonde quatre trous a été montée un mètre devant le véhicule utilisé pour effectuer les mesures. En calculant la fonction d'autocorrélation des différents signaux de vitesse acquis, les auteurs ont pu évaluer des longueurs de corrélation pour l'ensemble des configurations de mesure considéré. La Figure 2.8 résume les résultats obtenus (en terme de traffic, conditions météorologique ...) . Les résultats montrent une très grande dépendance des caractéristiques (échelle de longueur de turbulence et taux de turbulence) de la turbulence incidente au type de route et au trafic routier. La Figure 2.9 montre les gammes de spectres de vitesse transversale calculées en configuration réelle (rouge) et dans une soufflerie automobile (vert). On note globalement une sous-estimation du niveau des spectres obtenus en basse fréquence dans le cadre de mesures effectuées en soufflerie. Ainsi, il s'avère nécessaire pour tout essai en soufflerie souhaitant reproduire des niveaux de turbulence représentatifs, d'évaluer des méthodes permettant de "relever" le niveau du spectre dans la zone des basses fréquences. La section 2.3.4 présente les méthodes communément utilisées par les constructeurs automobiles afin de générer de la turbulence en soufflerie. Wojciak *et al.* [80] effectuent des mesures similaires à Wordley et évaluent la hausse du taux de turbulence au passage d'une rafale de vent de 1-3% à 7% [81, 82].

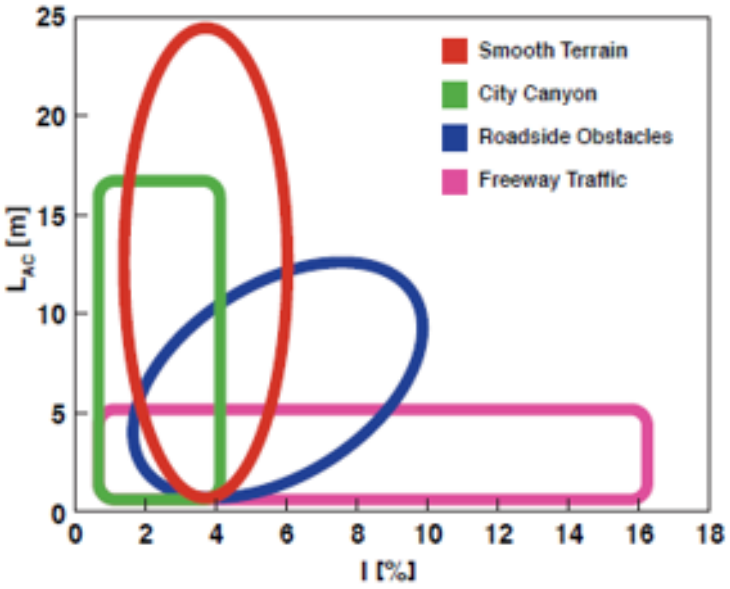


FIGURE 2.8 – Caractérisation de la turbulence incidente pour différents types de route : méthode de l'autocorélation. D'après Wordley *et al.* [82] (2009). I correspond au taux de turbulence alors que L_{AC} correspond à l'échelle de longueur des tourbillons.

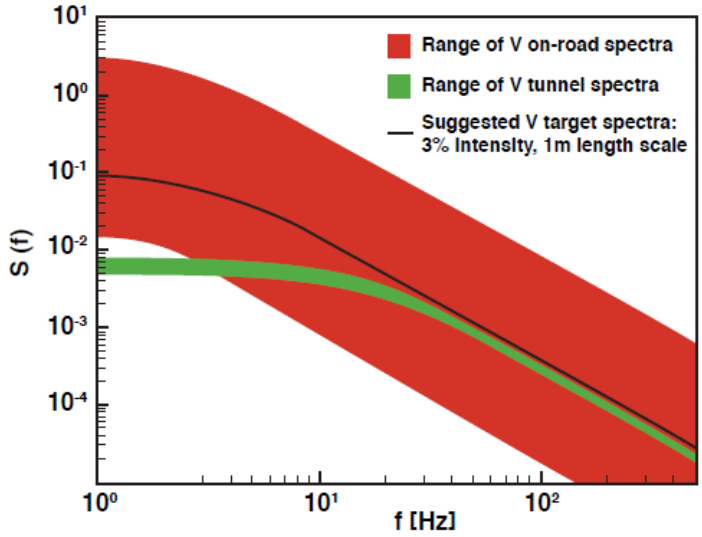


FIGURE 2.9 – Comparaison des spectres de vitesse transversale : mesure en configuration réelle (rouge), mesure en soufflerie automobile (vert). D'après Wordley [82] *et al.* (2009).

Newnham *et al.* [63, 62] montrent qu'une légère augmentation du taux de turbulence incident entraîne une diminution du nombre de Reynolds critique de transition dans la zone du montant de baie. Une diminution de la taille du tourbillon de montant de baie [74] ainsi qu'une augmentation du niveau de fluctuations de pression sur le vitrage ([39, 8]) sont aussi notées.

Lindener *et al.* [54] ont effectué sur route une série de mesures synchronisées, de vitesse dans l'écoulement et de pression acoustique dans l'habitacle, afin d'établir un lien entre les fluctuations de vitesse dans l'écoulement extérieur et la modulation du bruit dans l'habitacle. Deux sondes de mesure de vitesse sont utilisées : une en amont du véhicule et une au niveau du montant de baie. Par souci d'isoler une bande d'octave dominée par le bruit aérodynamique, seule la bande 4 kHz a été considérée par les auteurs. Pour rappel, il s'agit de la bande de fréquence proche de la coïncidence acoustique des vitrages automobiles. La Figure 2.10 montre l'évolution temporelle du bruit contenu dans cette bande de fréquence, synchronisée avec les fluctuations de vitesse. Les résultats sont comparés à un modèle d'évolution du bruit dans le temps, considérant une loi d'évolution en $U_0^{5.5}$.

Globalement, la prédiction du bruit par le modèle liant les fluctuations de bruit et les fluctuations de vitesse incidente est bien corrélée avec la mesure du bruit. La Figure 2.11 montre l'évolution du taux de modulation du bruit intérieur m [%], pour différents taux de turbulence. Les mesures ont été effectuées pour différents types de trafic routier et différents types d'obstacle présents sur le bord de la route. Ce coefficient m est calculé pour l'ensemble de la série de données acquise. Celui-ci est compris approximativement entre 10 et 20 % pour l'ensemble des données. Les résultats indiquent que la modulation du bruit dans l'habitacle est raisonnablement corrélée aux fluctuations de vitesse dans la direction de l'écoulement incident puisqu'un coefficient de corrélation des données de 0.71 est trouvé. Notons par ailleurs que la modulation obtenue est

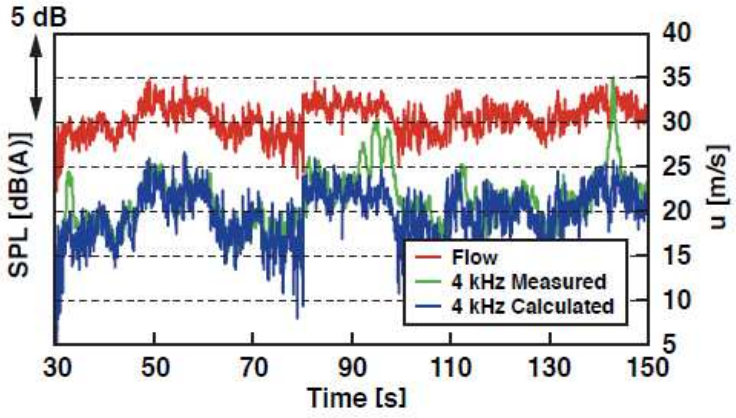


FIGURE 2.10 – Évolution temporelle de la vitesse de l'écoulemen tmesurée en amont du véhicule et du niveau acoustique dans la bande d'octave 4 kHz. D'après Lindener *et al.* [54] (2007).

filtrée sur la bande 0.2-10 Hz car ce sont les fréquences de modulation qui sont jugées les plus importantes pour la gêne perçue.

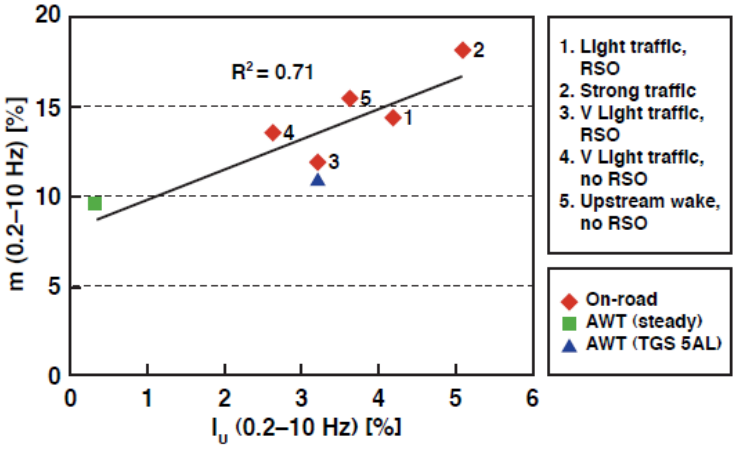


FIGURE 2.11 – Relation entre la modulation du bruit dans l'habitacle et le taux de turbulence. D'après Lindener *et al.* [54] (2007).

Riegel *et al.* [67] appliquent une procédure d'analyse de modulation de signaux acoustiques afin de caractériser la modulation du bruit intérieur due à la turbulence, basé sur la transformée de Hilbert. Cette procédure permet d'extraire les amplitudes des fréquences de modulation des signaux en traitant leurs enveloppes. Notons que les signaux sont initialement filtrés passe-bande sur des bandes de tiers d'octave entre 4 kHz et 8 kHz.

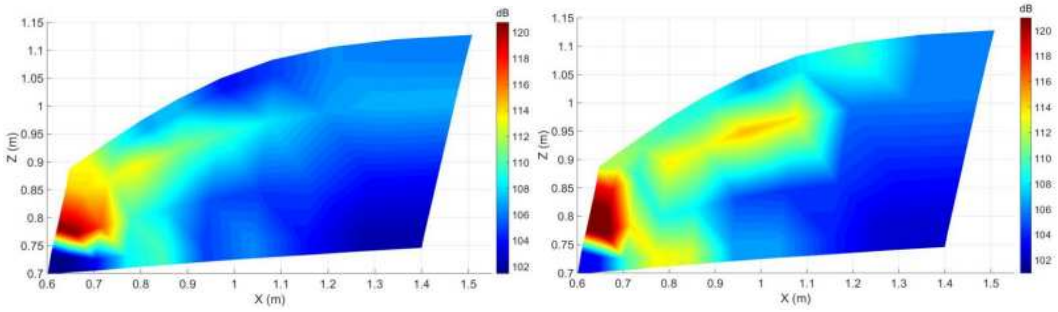
Enfin, dans le cadre d'une étude réalisée à l'institut PPRIME en 2018, Martin [59] a analysé une base de données obtenue lors d'une campagne d'essais réalisée dans la soufflerie S2A par Peugeot Citroën Automobiles, afin d'établir un lien entre les fluctuations de pression pariétale

relevées sur la vitre du conducteur, et les fluctuations de bruit mesurées dans l'habitacle d'un véhicule Peugeot 308 (Figure 2.12.a). Les mesures ont consisté à mesurer conjointement les fluctuations de pression pariétale sur la vitre conducteur ainsi que la pression acoustique interne et externe pour plusieurs configurations. Les mesures sont effectuées avec et sans un module de turbulence (Figure 2.12.a) disposé en amont du véhicule (simulant le sillage d'un véhicule) testé afin d'évaluer l'effet d'une augmentation de turbulence incidente sur les résultats. Afin d'effectuer les mesures de pression pariétale, la vitre est percée d'orifices afin de disposer des sondes de pression déportées répartis sur la surface de la vitre (Figure 2.12.b). De plus, l'ensemble des fuites acoustiques potentielles (césures, entrées d'air ...) ainsi que les sections saillantes susceptibles d'impacter l'écoulement autour des véhicules (poignées de portes, calandre, bas de caisse ...) ont été masquées. La mesure de pression acoustique est effectuée à l'aide d'un microphone placé au niveau de l'appui-tête conducteur.



(a) (b)

FIGURE 2.12 – (a)Peugeot 308 équipée de la vitre test et du masquage en présence du module de turbulence en amont. (b) Sondes déportées fixées au niveau de la vitre conducteur vues de l'intérieur du véhicule. D'après Martin [59] (2018).



(a) (b)

FIGURE 2.13 – Cartographie du niveau de pression pariétale moyenné sur 60 s (dB) à U_0 = 160 km/h : bande de tiers d'octave 4 kHz. Écoulement de la gauche vers la droite. a) essai sans module de turbulence, b) essai avec module de turbulence. D'après Martin [59] (2018).

La Figure 2.13 représente la distribution sur la vitre conducteur du niveau de fluctuation de pression pariétale en dB intégré sur 60 s pour deux configurations : sans le module (Figure 2.13.a) et avec le module de turbulence (Figure 2.13.b). Une première zone de chargement aérodynamique important est localisée dans le sillage du rétroviseur avec un niveau de fluctuation proche de 120 dB. Une deuxième zone qui s'étend de l'avant de la vitre jusqu'au milieu est liée à l'activité instationnaire du tourbillon de montant de baie. L'utilisation du module de turbulence a pour effet d'augmenter le niveau de fluctuation sur la vitre dans la zone de la vitre principalement soumise au chargement aérodynamique produit par le tourbillon de montant de baie. Par ailleurs, il a été montré que le niveau de fluctuations de bruit mesuré à l'intérieur de l'habitacle augmente avec le module de turbulence.

2.3.4 Méthodes de génération de turbulence en soufflerie

Afin d'étudier l'aéroacoustique des véhicules automobiles, l'utilisation d'une soufflerie présente quelques avantages sur les mesures effectuées en configuration réelle ($i.e.$ sur route). En effet, il est possible en soufflerie d'étudier le lien entre la turbulence incidente et les fluctuations de bruit perçues dans l'habitacle de manière contrôlée et surtout dans un environnement où les mesures sont répétables. L'utilisation combinée de dispositifs actifs et passifs est conseillée afin de se rapprocher d'une configuration réaliste [82]. Les dispositifs passifs ont une incidence globale sur le spectre de turbulence alors que les dispositifs actifs permettent d'augmenter le niveau du spectre de turbulence dans la région des basses et moyennes fréquences [82]. Wordley [82] propose un objectif cible à atteindre pour générer des niveaux de turbulences réalistes, à savoir un taux de turbulence de l'ordre de 3 et 2% et une échelle de longueur de turbulence de l'ordre de 1 et 0.5 m respectivement pour la direction longitudinale et transversale de l'écoulement.

Dispositifs passifs
L'utilisation de dispositifs statiques placés au niveau de la section de sortie de la soufflerie est un moyen communément utilisé en aérodynamique pour générer de la turbulence. Le sillage ainsi généré se développe en aval, dans la veine d'essai avec une échelle de longueur de turbulence de l'ordre de grandeur de la taille de l'objet utilisé pour obstruer l'écoulement. Watkins [75] applique cette méthode à l'aérodynamique automobile en utilisant des grilles.

Une autre façon de générer de la turbulence est de placer un véhicule au niveau de la section de sortie de la soufflerie. La turbulence ainsi générée est convectée en aval. Globalement, il semble possible de générer un taux de turbulence de l'ordre de 10% et des tourbillons de longueurs caractéristiques approchant le mètre. La configuration de mesure présentée dans la partie précédente dans la soufflerie S2A s'apparente à ce cas de figure [59]. Néanmoins, la dépendance de la turbulence générée à la forme du véhicule choisi réduit la portée des résultats d'essais ainsi obtenus. En effet, un véhicule dont la forme a été optimisée générera un niveau de turbulence très différent d'un véhicule classique.

Dispositifs actifs
Mankowski $et\ al.$ [56] identifient deux types de dispositifs actifs afin de générer des niveaux de

turbulence de manière contrôlée. L'un étant une méthode basée sur la génération de traînée (Active Drag-Based Devices) et l'autre basée sur l'utilisation de profils carénés (Active Lift-Based Devices).

La première méthode (Active Drag-Based Devices) consiste à générer de la turbulence en générant un sillage instationnaire à l'aide de volets mobiles placés en obstruction de la veine de la soufflerie. Le système de génération de turbulence développé dans la soufflerie Pininfarina en est un parfait exemple (Figure 2.14). Ce système permet de générer une large gamme d'échelles de turbulence via l'utilisation d'une série de volets placés en amont de la veine et pouvant être manœuvrés en phase, en déphasage ou en configuration pseudo-aléatoire selon le type de turbulence voulue. Ce type de méthode permet de générer une modulation lente de l'écoulement qu'il n'est pas possible de générer via l'utilisation de dispositifs passifs. De plus, le bruit propre de ce dispositif est suffisamment bas, permettant ainsi d'effectuer des mesures acoustiques dans l'habitacle [18].



FIGURE 2.14 – Le système de génération de turbulences de la soufflerie Pininfarina. D'après Cogotti [17] (2008).

La deuxième méthode (Active Lift-Based Devices) consiste à utiliser des dispositifs aérodynamiques profilés servant à faire varier de manière continue la direction de l'écoulement. L'amplitude du mouvement ainsi que la fréquence associée permettent de générer différents niveaux de turbulence. Un [55] ou plusieurs profils [66, 9, 71, 70] peuvent être utilisées. Plus on utilise un nombre élevé de profils, plus le niveau de contrôle de l'écoulement est élevé ainsi que le niveau d'instationnarité généré dans l'écoulement. Schrock $et\ al.$ [71] notent une augmentation de l'ordre de 110% de la longueur d'autocorrélation de l'écoulement avec l'implémentation de cette méthode par rapport à une configuration utilisant une méthode passive. Passmore $et\ al.$ [66] utilisent un dispositif oscillant pour une fréquence de 18 Hz, alors que Flasch $et\ al.$ [55] choisissent une fréquence de 3 Hz et que Bearman $et\ al.$ [9] manœuvrent leurs dispositifs pour une fréquence de 15 Hz.

Knebel $et\ al.$ [46] proposent un dispositif se positionnant à mi-chemin entre les deux types de dispositifs précédemment présentés. Il s'agit de petits éléments disposés en entrée de section de la soufflerie dont l'action varie en fonction de l'angle d'attaque. Si l'angle est petit, les éléments agissent comme un profil. A l'inverse si l'angle est grand, les éléments agissent comme un générateur de traînée. Le but est de générer des grandes et petites structures aérodynamiques.

2.4 Phénoménologie de l'écoulement de marche montante

Après avoir présenté la problématique de la thèse du point de vue de l'application automobile, il convient maintenant d'établir le lien avec l'étude physique proposée dans cette thèse, afin de répondre à cette problématique. Dans un premier temps, on se propose dans la Section 2.4.1, de justifier l'utilisation de l'écoulement de marche montante afin de mener à bien ce travail de recherche. Dans un deuxième temps, on présente dans les Sections 2.4.2 et 2.4.3, une synthèse des résultats expérimentaux et numériques portant sur l'aérodynamique de ce type d'écoulement. Les principales caractéristiques des deux bulles de recirculation de l'écoulement sont présentées. Enfin, le rayonnement acoustique de ce type d'écoulement en champ lointain est présenté dans la Section 2.4.4.

2.4.1 Modèle d'écoulement décollé et tourbillonnaire

Comme expliqué dans le premier chapitre, on s'intéresse dans cette étude à la composante de bruit dit "de forme" [30]. Elle est liée aux nombreux décollements de couche limite autour de la carrosserie du véhicule [40]. Ces décollements sont généralement accompagnés de structures tourbillonnaires en aval. La région du montant de baie est considérée comme la zone critique de l'écoulement car elle contribue le plus notablement à la production des fluctuations de bruit aérodynamique [30]. La stratégie adoptée consiste à choisir un type d'écoulement permettant de réduire la complexité du problème en considérant un écoulement bidimensionnel en moyenne, bien documenté mais présentant certaines caractéristiques de l'écoulement de montant de baie : décollement massif, structure aérodynamique tourbillonnaire, recollement en paroi ... L'écoulement de marche montante est donc choisi afin de reproduire le phénomène aérodynamique voulu car il possède les caractéristiques citées. Notons qu'un modèle idéalisé de montant de baie aurait très bien pu servir de source de bruit pour cette étude. Néanmoins, la grande complexité de l'écoulement inhérent à son fort caractère tridimensionnel, impose d'effectuer cette étude avec un type d'écoulement présentant un caractère tridimensionnel moins prononcé.

L'interaction d'un écoulement avec une marche montante de hauteur H, génère une structuration aérodynamique complexe. Ce type d'écoulement a néanmoins une topologie moyenne bien documentée et est globalement constitué des zones suivantes (Figure 2.15) :

- une couche limite incidente incompressible d'épaisseur δ ;
- un tourbillon de pied de marche ;
- une couche de cisaillement (ou de mélange) ;
- une bulle de recirculation en aval ;

La couche limite de l'écoulement approchant le droit de la marche est sujette à un fort gradient de pression adverse, et décolle à une distance L_D de la marche. Une bulle de recirculation nommée tourbillon de pied de marche est ainsi formée (Section 2.4.2). L'écoulement recolle à la paroi verticale de la marche à une hauteur h_r. Un nouveau décollement de l'écoulement se produit au passage de celui-ci sur le droit de cette marche, générant une seconde recirculation

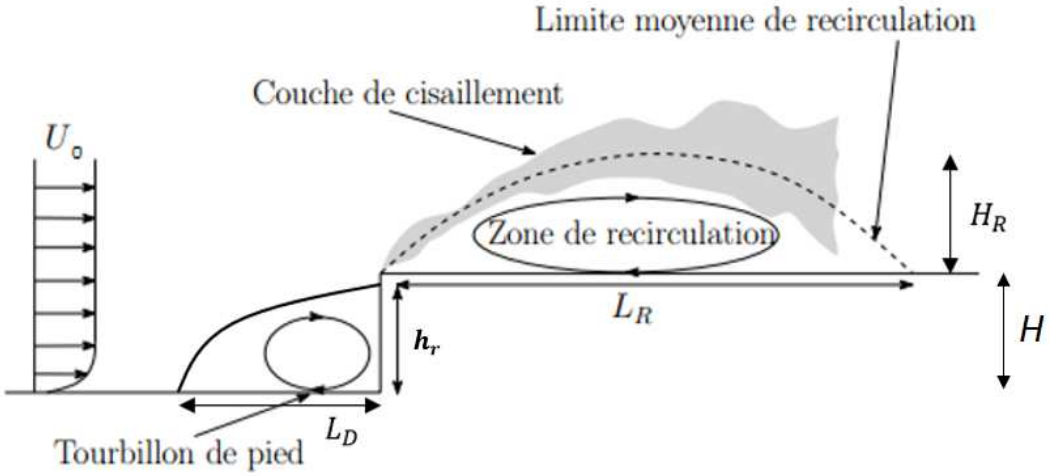


FIGURE 2.15 – Topologie moyenne de l'écoulement de marche montante de hauteur H. Adapté d'après Largeau [47] (2004).

nommée bulle de recirculation aval. Celle-ci recolle à la paroi à une distance L_R du bord de la marche. La hauteur de cette bulle est notée H_R. Une couche de cisaillement se forme par interaction de cette seconde bulle de recirculation avec l'écoulement extérieur. Une zone de sur-vitesse est également notée juste au-dessus de celle-ci. La bulle de recirculation aval est donc "enfermée" entre la couche de cisaillement et la paroi horizontale de la marche. En outre, cette couche de cisaillement est le siège de la formation de structures tourbillonnaires convectées en aval de l'écoulement. La Section 2.4.3 s'intéresse plus en détail à cette caractéristique de l'écoulement.

Le nombre de Reynolds Re_H associé à ce type d'écoulement est basé sur la hauteur de marche H (en m) et est défini comme suit :

$$Re_H = \frac{U_0 H}{\nu}. \tag{2.4}$$

U_0 et ν représentent respectivement la vitesse incidente en m.s^{-1} et la viscosité cinématique en m^2.s^{-1}.

2.4.2 Tourbillon de pied de marche

La bulle de recirculation se développant au pied de la marche a fait l'objet de nombreuses études visant à évaluer ses dimensions [51, 48, 11]. La distance L_D à la marche, à laquelle la couche limite incidente décolle varie entre $0.8H$ et $1.27H$. L'écoulement recolle ensuite à la paroi verticale de la marche à une hauteur h_r comprise entre $0.5H$ et $0.65H$ suivant les études. Les dimensions du tourbillon de pied de marche semblent ne présenter qu'une faible dépendance aux paramètres de l'écoulement incident. En effet, bien que les auteurs considèrent une large gamme de nombre de Reynolds pour leurs études, les dimensions de la bulle ne varient que très peu et semblent être plutôt sensibles à la hauteur H de la marche. D'autres auteurs

évaluent numériquement [1, 58] ou expérimentalement [15] les dimensions de ce tourbillon et les trouvent également contenues dans ces intervalles.

2.4.3 Bulle de recirculation aval

Par interaction avec le droit de la marche, l'écoulement subit un deuxième décollement, accélère puis recolle plus en aval. Il se forme ainsi, une deuxième bulle de recirculation qui va interagir avec l'écoulement extérieur, donnant lieu à la formation d'une couche de mélange juste au-dessus de celle-ci. Le Tableau 2.1 présente les dimensions de cette bulle mesurées par différents auteurs. Il ressort de toutes ces études une certaine disparité des résultats puisque l'écoulement recolle à la paroi entre $2H$ et $4{,}7H$ après le droit de la marche suivant les auteurs. Aucun consensus n'existe cependant sur l'identification d'un paramètre spécifique expliquant les différentes dimensions de longueur de recirculation trouvées, bien que le nombre de Reynolds Re_H ainsi que le rapport $\frac{\delta}{H}$ aient été mis en avant à titre d'explication. En effet, ce rapport semble être inversement proportionnel à la longueur de recirculation L_R. Sherry $et\ al.$ [72] et Hattori $et\ al.$ [32] ont discuté ce dernier point. D'autres auteurs ont évalué les dimensions de cette bulle [42, 7, 15, 48]. La hauteur de la bulle de recirculation est elle peu variable puisque suivant les auteurs, H_R est mesuré entre $0{,}5H$ et $0{,}8H$.

	Bessis [11]	Ji $et\ al.$ [42]	Moss $et\ al.$ [61]	Awasthi $et\ al.$ [7]
H (mm)	30	0.53*δ	76	58.3
Re_H	$7.69.10^4$	$25.9.10^3$	$4.6.10^4$	$10.6.10^4$
L_R	$4H$	$5.68H$	$4.7H$	$4.2H$
H_R	$0{,}5H$		$0.8H$	
Etude	Expé.	Num.	Expé.	Expé.

TABLE 2.1 – Caractéristiques principales de la bulle de recirculation aval suivant les auteurs.

Farabee $et\ al.$ [26] examinent l'écoulement en interaction avec une marche montante présentant un rapport $\frac{\delta}{H}$ égal à 2.4 et un nombre de Reynolds égale à 21.10^3. Des mesures de fluctuations de pression en paroi sont effectuées dans la direction longitudinale de l'écoulement. Un maximum sur le niveau des spectres est trouvé dans la région des basses fréquences, pour un nombre de Strouhal $S_t = 0,03$. Un autre maximum est trouvé proche du point de recollement de la bulle à $S_t = \frac{fH}{U_O} = 0,15$. En aval du recollement, les niveaux de fluctuations diminuent jusqu'à atteindre les niveaux mesurés en amont de la marche. Les fluctuations basses fréquences mises en évidence par Farabee $et\ al.$ [26] proviennent respectivement du battement lent de la couche de mélange (flapping à S_t = 0.03) et du lâcher quasi-périodique de tourbillons de la bulle de recirculation (shedding à S_t = 0.15). D'ailleurs ce battement de la couche de mélange provoque des fluctuations lentes de la position de recollement sur la marche. Kiya $et\ al.$ [44, 45] (St = 0,12 et 0,6), Bessis $et\ al.$ [11] (S_t = 0,1 et 0,65) ainsi que Cherry [16] (S_t = 0,1 et 0,7) constatent également la présence de ces deux mécanismes dans l'écoulement. Le caractère instationnaire de l'écoulement en aval de la marche est donc globalement piloté par ces deux phénomènes aérodynamiques.

2.4.4 Bruit lié à l'écoulement de marche montante

Becker $et\ al.$ [10] notent un rayonnement acoustique large bande du bruit de marche montante. Les nombres de Reynolds considérés pour cette étude sont compris entre 8.10^3 et $2.4.10^4$, pour une marche de hauteur H = 30 mm. La bande de fréquence caractéristique d'émergence de ce bruit par rapport à un bruit de couche limite est la bande [1kHz-10kHz] (Figure 2.16). Largeau [47] ($Re_H = 5.1.10^4$, H = 30 mm), Leclercq $et\ al.$ [51] ($Re_H = 14 \cdot 10^4$, $H = 50mm$) et Bessis [11] ($Re_H = 7.69 \cdot 10^4$, $h = 30mm$) observent un rayonnement large bande respectivement sur les bandes [0.4kHz-4.8kHz],[0-2.5kHz] et [0.5-4kHz]. Ainsi, au vu des disparités constatées sur la bande de fréquence caractéristique du bruit de marche montante, peut-on suggérer que cette bande de fréquence est très dépendante de la qualité de la soufflerie mais aussi des caractéristiques de l'écoulement incident et des dimensions de la marche.

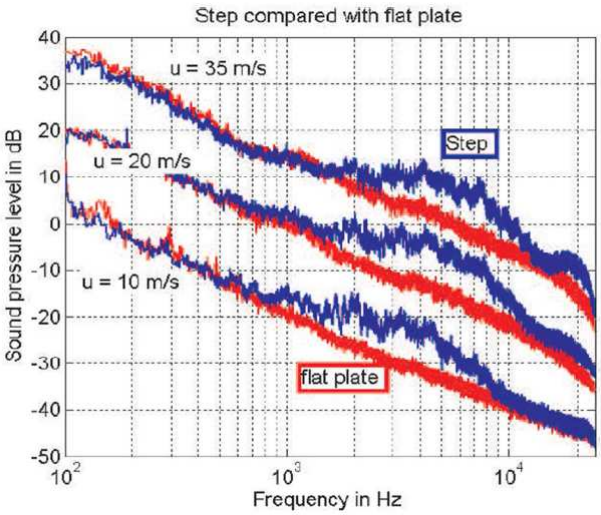


FIGURE 2.16 – DSP acoustique en champ loitain du bruit de marche montante par rapport au bruit de couche limite. D'après Becker $et\ al.$ [10] (2005)

Plusieurs études numériques sont effectuées visant à prédire le bruit lié à l'écoulement de marche montante [1, 57, 5]. Un champ acoustique de nature dipolaire est systématiquement obtenu dans les moyennes fréquences. Le lien entre le rayonnement acoustique et le phénomène de lâché tourbillonnaire est mis en avant afin d'expliquer ce mécanisme dipolaire [1]. Becker $et\ al.$ [10] effectuent un calcul LES et mettent en lumière le caractère directif du rayonnement acoustique. Les dipôles sont orientés dans la direction de l'écoulement. Margnat [57] met en place un calcul DNS sur une plaque épaisse et à partir des résultats obtenus, montre que la génération du bruit se produit au moment du lâcher de tourbillons dans la couche de cisaillement. Becker $et\ al.$ [10] effectuent des calculs de cohérence entre des fluctuations de pression pariétale en amont de la marche et des mesures de champ acoustique en champ lointain. Un haut niveau de cohérence est ainsi trouvé, ce qui leurs permet d'avancer au contraire de Margnat [57] l'hypothèse de sources acoustiques globalement localisées au niveau du tourbillon de pied de marche. Fischer [28] a montré en adaptant les algorithmes d'antennerie, la présence de sources

aéroacoustiques de type intermittentes, au niveau des deux bulles de recirculation, contribuant au bruit rayonné en champ lointain. Une source intermittente est par ailleurs caractérisée par une émission acoustique très énergétique localisée dans le temps et ayant une contribution importante au bruit rayonné en champ lointain.

Doolan $et\ al.$ [24] analysent le bruit rayonné par une couche limite turbulente interagissant avec une marche montante et descendante de formes rectangulaire et triangulaire. Ces marches sont immergées dans la couche limite. Les auteurs considèrent la marche comme une source compacte (la longueur de la marche est bien plus faible que la longueur d'onde d'émission acoustique) avec un rayonnement acoustique dans les directions longitudinales et transversales de l'écoulement. Ce résultat diffère de celui avancé par Becker $et\ al.$ [10]. Les auteurs avancent de plus l'importance de la forme de la marche dans l'émission acoustique en comparant le bruit généré par la marche triangulaire et rectangulaire. La marche rectangulaire génère plus de bruit que la marche triangulaire. Les auteurs interprètent ces résultats en avançant les caractéristiques de la turbulence en amont de la marche, celles-ci étant différentes pour les deux types de marche.

Bessis [11] étudie la transmission acoustique à travers des vitrages de différentes épaisseur, dans un modèle d'habitacle automobile (caisson anéchoïque) en utilisant l'écoulement de marche montante comme source de bruit aéroacoustique. Un calcul de DSP a permis d'identifier une bande de fréquence caractéristique de ce type de bruit ([0.5 kHz-5 kHz]) dans le caisson anéchoïque. L'auteur tente d'établir un lien entre les structures cohérentes de l'écoulement et la pression acoustique dans ce caisson. L'étude a été effectuée en deux temps. Tout d'abord, un calcul de corrélations entre des fluctuations de vitesse mesurées dans l'écoulement et la pression pariétale est effectué. Ces corrélations ont permis de confirmer le rôle prépondérant du lâcher tourbillonnaire dans l'excitation de la paroi vitrée. La signature de ce phénomène aérodynamique sur le bruit intérieur est également retrouvée à l'aide d'un calcul de cohérence entre la pression pariétale en aval de la vitre et la pression acoustique dans le caisson. Ensuite, le lien entre les fluctuations de vitesse dans l'écoulement et la pression acoustique est effectuée. Les corrélations vitesse-pression acoustique extérieure suggèrent la présence de sources acoustiques dans la couche de cisaillement. Par contre, en calculant les corrélations vitesse-pression acoustique intérieure, l'auteur ne parvient pas à confirmer la présence de ces sources dans cette région de l'écoulement. Une explication est avancée, à savoir que ce manque de corrélation est expliqué par la réponse vibroacoustique de la vitre (coïncidence et résonance).

2.5 Conclusion

Lors de son déplacement, un véhicule automobile interagit avec un écoulement turbulent modulant en amplitude le bruit à l'intérieur de l'habitacle. Deux contributions à l'instationnarité de l'écoulement sont identifiées. Globalement, l'instationnarté provenant de la turbulence réelle (vent latéral, sillage des autres véhicules, arbres...) interagit avec l'instationnarité des structures tourbillonnaires se développant autour du véhicule. Ces structures tourbillonnaires associées aux décollements de couche limite sont générées par l'interaction de l'écoulement avec les nombreuses irrégularités géométriques du véhicule. La zone du montant de baie est la

zone critique de l'écoulement puisque son lien avec la modulation du bruit intérieur est établie. Un mécanisme de source dipolaire (loi d'évolution du bruit en U_0^6) est associé au bruit aérodynamique dans l'habitacle. En outre, ce bruit émerge en haute fréquence, principalement sur les bandes de tiers d'octave au-delà de 4kHz. La transmission du bruit dans l'habitacle se produit moyennant des mécanismes vibro-acoustiques complexes (résonance,coïncidence). Plusieurs méthodes de génération de turbulence ont été présentées. A défaut de reproduire fidèlement la turbulence réelle, ces méthodes permettent d'effectuer des mesures aérodynamiques et acoustiques dans un cadre répétable et avec une certaine maîtrise des conditions d'apparitions du phénomène étudié.

Afin de pouvoir étudier la physique du problème présenté, l'écoulement de marche montante, choisi comme modèle d'écoulement se rapprochant de l'écoulement de montant de baie a ensuite été présenté. L'écoulement de marche montante est un modèle d'écoulement typique des écoulements se développant autour d'un véhicule automobile. En effet, ce type d'écoulement met en jeu un décollement de couche limite suivi du développement de structures aérodynamiques tourbillonnaires. L'écoulement dans la zone du montant de baie suit également cette topologie bien que son caractère tridimensionnel soit beaucoup plus marqué.

La topologie moyenne de cet écoulement est composée de deux structures aérodynamiques décollées : une en amont de la marche, le tourbillon de pied de marche, et une en aval de la marche, la bulle de recirculation aval. La première structure se forme suite au décollement de la couche limite incidente sujette au fort gradient de pression adverse imposée par la géométrie de la marche. La deuxième structure se forme suite au deuxième décollement de l'écoulement au droit de la marche. La première structure recolle sur la face verticale de la marche alors que la deuxième recolle plus loin en aval de la marche. Une couche de cisaillement se forme au-dessus de cette deuxième bulle de recirculation par interaction avec l'écoulement extérieur.

L'instationnarité de l'écoulement est globalement dominée par ces deux bulles de recirculations. La bulle de recirculation amont est de manière intermittente soumise à un phénomène d'éjection de fluide au-dessus de la marche. La bulle recirculation aval est soumise a deux excitations quasi-périodiques définies par un nombre de Strouhal caractéristique : le battement de la couche de mélange (flapping) et le lâcher tourbillonnaire (shedding). Les principales sources aéroacoustiques sont générées au niveau des zones fortement instationnaires, à savoir en amont de la marche, au niveau du droit de la marche mais aussi dans la couche de mélange.

Le chapitre suivant est dévolu à la présentation détaillée du montage expérimental, des outils métrologiques et d'analyse utilisés dans cette thèse.

Chapitre 3

Montage expérimental, outils de mesure et d'analyse

Ce chapitre se propose d'exposer les moyens expérimentaux ainsi que les outils d'analyse utilisés afin de mener à bien ce travail de thèse. Les essais ont été réalisés dans la soufflerie anéchoïque BETI (Bruit - Environnement - Transport - Ingénierie) de l'institut PPRIME, qu'il convient de présenter dans un premier temps (Section 3.1). Les caractéristiques aérodynamique et acoustique de la veine d'essai y sont détaillées. Le montage expérimental utilisé afin d'étudier la transmission des fluctuations de bruit dans un modèle d'habitacle automobile est ensuite présenté dans la section 3.2. Le choix des éléments constitutifs de ce montage expérimental est justifié. L'ensemble des moyens métrologiques utilisés est présenté dans la section 3.3. On détaille en particulier les mesures synchronisées vitesse-pression pariétale et vitesse-pression acoustique car elles constituent le moyen d'investigation principal de la thèse. L'exploitation des données acquises est effectuée à l'aide d'outils et de méthodes d'analyses que l'on présente dans la section 3.4. Enfin, le chapitre est terminé par une courte conclusion.

3.1 Soufflerie BETI

La soufflerie anéchoïque BETI de l'institut PPRIME est basée sur le campus de l'université de Poitiers. C'est une soufflerie subsonique fonctionnant par aspiration, de type Eiffel, c'est-à-dire en circuit semi-ouvert. Elle se compose des éléments suivants :

- une chambre de tranquillisation servant à assurer l'uniformité ainsi que la stationnarité de l'écoulement moyen à l'approche du convergent à l'aide d'un filtre en nid d'abeille placé en amont de celle-ci ;
- un convergent accélérant l'écoulement jusqu'à la section de sortie de la soufflerie. Le rapport de contraction (rapport section d'entrée/section de sortie) est de 10 ;
- une veine d'essai libre de dimensions 0.7×0.7 m^2, située dans une chambre anéchoïque (ou cellule d'essai). Les conditions de champ libre sont assurées à l'aide des nombreux dièdres disposés sur les parois de la chambre ;

- un collecteur permettant de diriger l'écoulement vers l'extérieur de la cellule d'essai. Le volume est de 90 m^3 ;
- un divergent servant à ralentir l'écoulement ;
- un silencieux afin de limiter la propagation des ondes acoustiques provenant du groupe moto-ventilateur en direction de la veine d'essai. L'atténuation du bruit est de l'ordre de 50 dB ;
- un groupe moto-ventilateur de 75 kW. La commande de la vitesse de rotation du ventilateur se fait par un variateur permettant ainsi d'atteindre une vitesse maximale d'écoulement de 60 $m.s^{-1}$

Afin d'effectuer des mesures de caractérisation aérodynamique de la soufflerie, une prise de pression nozzle et une prise de pression plenum sont disposées respectivement proche de la section de sortie du convergent et dans la chambre anéchoïque. Une prise de pression de référence est positionnée dans la chambre de tranquilisation afin d'effectuer des mesures de vitesse d'écoulement. De plus, un robot 3-axes est à disposition afin de manipuler différents moyens de mesures (tube de Pitot, sonde anémométrique fil chaud ...). Enfin, on défini f_{cons} le paramètre de contrôle de la soufflerie. Il s'agit de la fréquence de consigne du variateur. Dans la suite les caractéristiques aérodynamique et acoustique de la veine d'essai sont exposées.

3.1.1 Caractéristiques aérodynamiques

Les caractéristiques aérodynamiques de la soufflerie sont présentées dans cette section. Afin de caractériser la turbulence de l'écoulement proche de la paroi (plancher de la soufflerie), des mesures de profil de vitesse par anémométrie fil chaud ont été réalisées pour des vitesses d'écoulement de 30, 40 et 50 $m.s^{-1}$ dans une configuration de veine vide ($i.e.$ sans la marche) à une distance de 0.3 m de la section de sortie de la soufflerie. La zone de l'écoulement proche de cette paroi est appelée couche limite. Les caractéristiques de cette couche limite sont résumées dans le Tableau 3.1. Les paramètres tels que l'épaisseur de couche limite δ, les épaisseurs de déplacement δ_1 et de quantité de mouvement δ_2 ont été calculés en mm à partir de ces mesures. Le facteur de forme H_f défini par le rapport $\frac{\delta_1}{\delta_2}$ vaut pour les trois vitesses d'analyse 1.2 environ, ce qui représente une valeur caractéristique des couches limites turbulentes.

	δ(x) (mm)	δ_1(x) (mm)	δ_2(x) (mm)	H_f
U_0 = 30 $m.s^{-1}$	13.5	1.67	1.34	1.24
U_0 = 40 $m.s^{-1}$	16	1.93	1.55	1.24
U_0 = 50 $m.s^{-1}$	21	2.38	1.93	1.23

TABLE 3.1 – Caractéristiques de la couche limite en mm pour différentes vitesses d'écoulement U_0 (30, 40 et 50 $m.s^{-1}$) mesurées à 0.3 m de la section de sortie de la soufflerie. Les paramètres δ, δ_1, δ_2 et H_f correspondent respectivement à l'épaisseur de couche limite, aux épaisseurs de déplacement et de quantité de mouvement ainsi qu'au facteur de forme.

A l'aide de ces même mesures, des profils de taux de turbulence ont été tracés. On trouve des valeurs de taux de turbulence strictement inférieures à 0.5% au centre de la veine, ce qui soutient le fait que l'écoulement en sortie du convergent soit considéré comme "propre".

3.1.2 Caractéristiques acoustiques

Les caractéristiques acoustiques de la soufflerie sont évaluées en mesurant le bruit de fond généré par celle-ci, c'est-à-dire pour une configuration de veine vide. On place un microphone 1.20 m au-dessus du plancher de la soufflerie. Les vitesse d'écoulement considérées sont U_0 = 30 (courbe bleue), 40 (courbe noir), 50 m.s^{-1} (courbe rouge). Les densités spectrales de puissance (DSP) calculées sont présentées sur la Figure 3.1. Un niveau de bruit inférieur à 50 dB est globalement noté au-delà de 300 Hz. En deçà de cette fréquence, le niveau de bruit de fond est jugé trop important pour considérer que la soufflerie soit anéchoïque. Ceci est dû à la taille des dièdres fixés sur les parois de la chambre sourde qui ne permettent pas d'absorber les basses fréquences. Ainsi, dans la suite du manuscrit, les spectres de pression acoustique seront tracés pour la gamme de fréquence [300 - 10000] Hz.

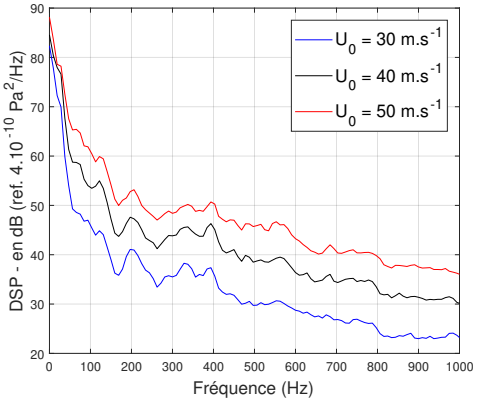


FIGURE 3.1 – Densité spectrale de puissance en dB du bruit de fond de la soufflerie anéchoïque BETI pour trois vitesses incidentes : 30 m.s^{-1} (courbe bleue), 40 m.s^{-1} (courbe noir) et 50 m.s^{-1} (courbe rouge). Les DSP sont calculés dans une configuration de veine vide.

3.2 Montage expérimental

Afin d'étudier expérimentalement la transmission des fluctuations de bruit dans un habitacle automobile, on conçoit un dispositif expérimental générant un écoulement de type marche montante dont la vitesse incidente est modulée par un volet placé en sortie du convergent. Un modèle de vitrage automobile (vitre) est utilisé pour étudier la transmission acoustique dans un modèle d'habitacle automobile (caisson anéchoïque). Cette section présente et détaille les principales caractéristiques des différents composants de cette maquette expérimentale.

3.2.1 Configuration d'écoulement

La configuration d'écoulement utilisée dans ce travail de thèse modélise la source de bruit aérodynamique rayonnant dans un habitacle automobile. Il s'agit de l'écoulement de marche montante, qui a fait l'objet d'une synthèse bibliographique dans le deuxième chapitre. On choisit une marche montante droite de hauteur H = 0.03 m et placée à 0.34 m de la section de sortie du convergent. Le point d'intersection entre le plan de symétrie de la marche et le bord inférieur de celle-ci représente l'origine du repère choisi pour l'ensemble des travaux de la thèse (Figure 3.2).

Le coefficient de blocage C_b de la maquette défini par l'expression

$$C_b = \frac{S_m}{S_v}, \tag{3.1}$$

est approximativement de 0,04. S_v correspond à la section de la veine et S_m à la section de la marche. Ce paramètre permet de caractériser la contraction de la veine d'essai due à la présence de la marche dans l'écoulement.

Le rapport d'aspect R_a de la maquette défini par l'expression

$$R_a = \frac{l}{H}, \tag{3.2}$$

est d'environ 23.3. l correspond à la section de l'envergure de la marche exposée à l'écoulement, soit 0.7 m ($i.e.$ la largeur de la section de sortie du convergent). Largeau [47] préconise un rapport d'aspect de 10 au minimum afin de conserver le caractère quasi-bidimensionnel de l'écoulement. Toutefois, notons que même avec un rapport d'aspect supérieur à 10, la quasi-bidimensionalité de l'écoulement n'est assurée que sur une section de l'envergure. De plus, l'envergure de la marche est volontairement prise supérieure à la largeur de la section du convergent afin de limiter la déviation de l'écoulement sur les côtés de la maquette, portant l'envergure réelle de la marche à 1.2 m. En aval de celle-ci, une plaque inclinée est fixée afin d'accompagner l'écoulement jusqu'à hauteur du plancher de la soufflerie.

Enfin, conformément aux résultats de caractérisation aérodynamique de la soufflerie BETI présentée en Section 3.1.2, le rapport δ/H vaut 0.53. On note donc une émergence de la marche sur la couche limite incidente.

3.2.2 Générateur d'instationnarité de l'écoulement incident

Afin de générer une modulation de la vitesse incidente dans la veine d'essai, un volet fixé au niveau de la sortie du convergent est utilisé. Cette modulation de la vitesse incidente est générée par obstruction de la section de sortie du convergent. Le blocage de cette section est de l'ordre de 17$\%$. Les Figures 3.3.a et 3.3.b montrent respectivement la disposition de ce volet dans la soufflerie ainsi que le bras de maniement qui l'accompagne.

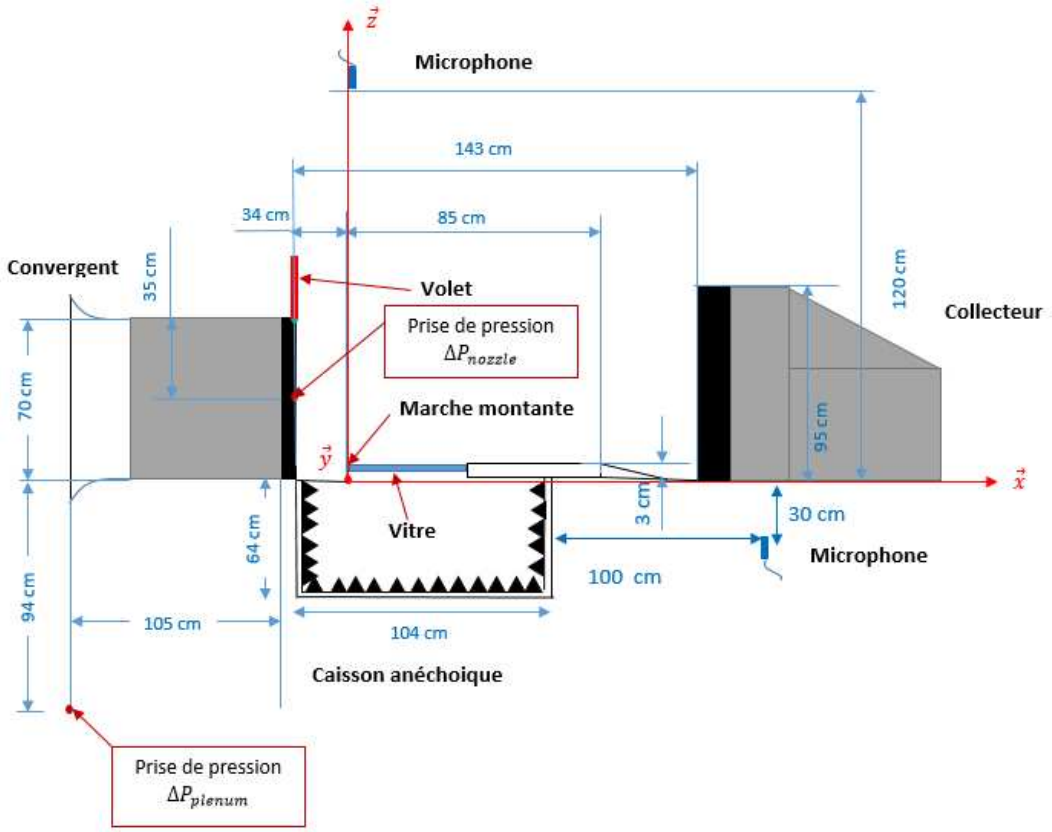
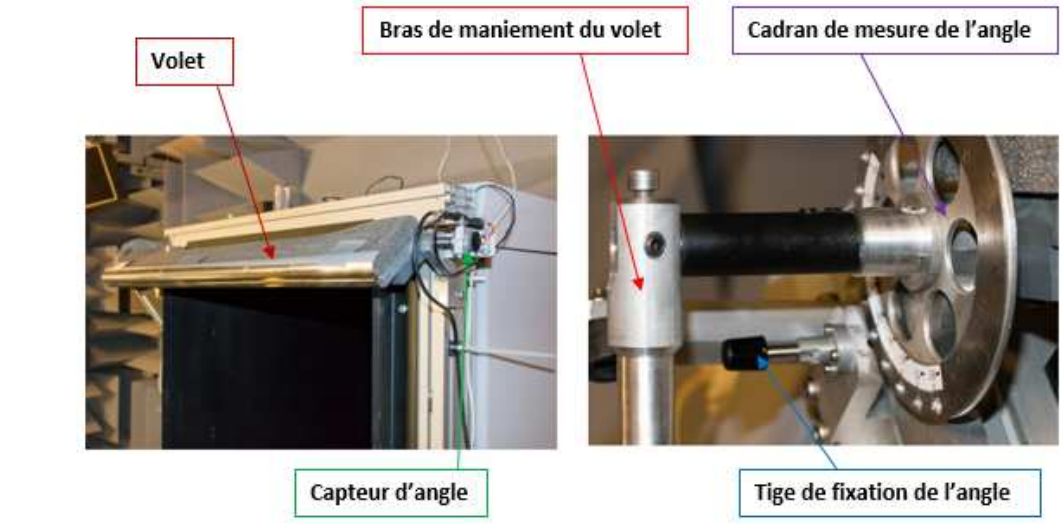


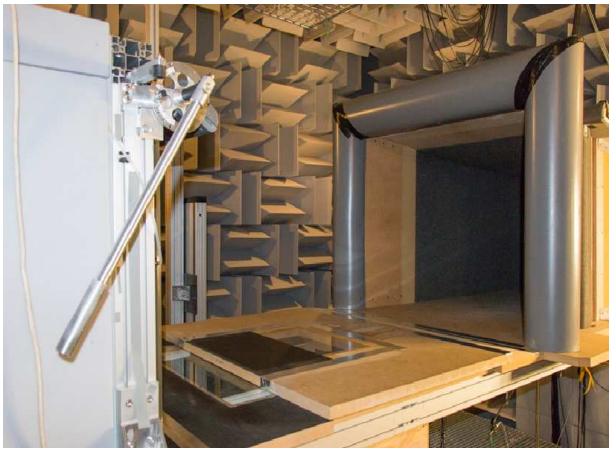
FIGURE 3.2 – Écoulement de marche montante dans la soufflerie BETI

Un potentiomètre est utilisé afin de connaitre l'évolution temporelle de l'angle de fermeture de ce volet. La section fixe du potentiomètre est fixée sur le convergent de la veine alors que la section mobile est fixée au volet. Après calibration, on obtient l'angle de déplacement du volet en mesurant la variation de la résistance entre la section mobile et une borne fixe. Par ailleurs, afin d'effectuer des mesures aérodynamiques et acoustiques en configuration statique, un cadran est utilisé afin de figer le volet en des positions angulaires déterminées. Un trou tous les 10° est percé dans ce cadran afin d'y faire passer une tige servant effectivement à fixer le volet. La Figure 3.3.a illustre la fixation de ces dispositifs sur le volet. La convention utilisée pour les différentes positions du volet est présentée sur la Figure 3.3.c.

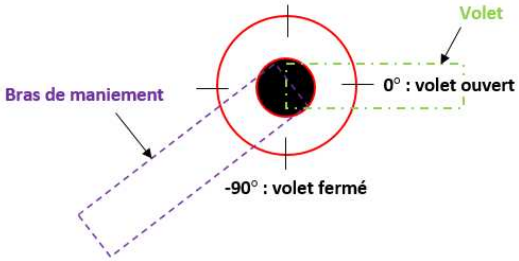
Il avait été initialement prévu que le maniement du volet se fasse de manière automatique en implémentant un actionneur commandé par une loi de commande instationnaire. Cependant, il n'a pas été possible de trouver un moteur respectant les contraintes imposées par le cahier des charges, en particulier la vitesse de rotation du volet. Il fut donc décidé de ne considérer uniquement que trois types de mouvements élémentaires du volet : le mouvement de fermeture, d'ouverture et de « burst » (une fermeture suivie d'une ouverture rapide) par action manuelle. Des procédures spécifiques visant à évaluer la répétabilité de ces mouvements sont décrites dans le chapitre 5.



(a)



(b)



(c)

FIGURE 3.3 – (a) Générateur d'instationnarité de l'écoulement incident dans la soufflerie BETI accompagné de (b) son bras de maniement, des dispositifs de mesure de l'angle de fermeture et de fixation de cet angle pour effectuer des mesures en configuration statique. (c) La convention angle/position utilisée est également présentée.

3.2.3 Vitre

La transmission des fluctuations de bruit est modélisée par une vitre d'épaisseur 2 mm placée en aval de la marche montante juste au-dessus du caisson anéchoïque (Figure 3.2). Cette vitre est collée sur la section supérieure du caisson et est de dimensions (L_x,L_y) = (0.46,0.2) m dans le repère (X,Y). Les paramètres mécaniques de ce matériau sont comme suit : un module d'Young E de 69 Gpa, un coefficient de Poisson ν de 0.25 et une masse volumique de 2500 kg.m^{-3}. Cette vitre possède une fréquence critique liée au phénomène de coïncidence acous-

tique. Cette fréquence critique est déterminée théoriquement et vaut 5.7 kHz [11].

Afin de retrouver expérimentalement cette fréquence critique, on compare deux spectres de bruit mesurés dans le caisson anéchoïque (Figure 3.4), fermé d'une part par un plateau doté d'une vitre (courbe rouge) et d'autre part par une plaque rigide (courbe bleue). La vitesse de l'écoulement est de 54 m.s^{-1}. Les spectres obtenus sont exposés sur la Figure 3.4. L'écart constaté (suivant les fréquences) entre les deux configurations permet de mettre en évidence le caractère singulier de la transmission acoustique sur la bande de fréquence 5-8 kHz. En effet, la différence d'énergie acoustique transmise dans le caisson entre la vitre et la paroi rigide, augmente significativement dans cette bande de fréquence. L'ordre de grandeur de la fréquence critique théorique est donc retrouvé puisqu'elle est comprise dans la bande de fréquence mise en évidence expérimentalement. Pour les fréquences inférieures à la fréquence critique les niveaux acoustiques sont similaires entre la configuration "plaque rigide" et la configuration "plateau vitré" sauf en basse fréquence ($i.e.$, en dessous de 1.5 kHz).

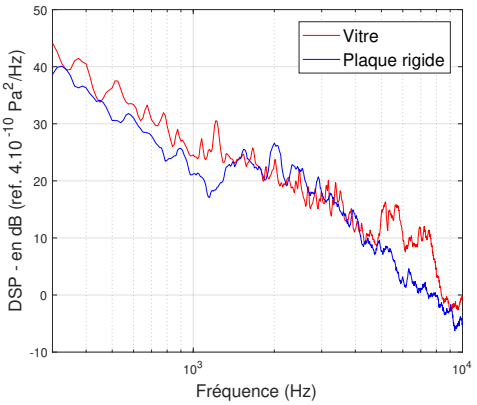


FIGURE 3.4 – Comparaison entre les DSP de bruit transmis dans le caisson anéchoïque par une plaque rigide (courbe bleue) et une vitre (courbe rouge). La vitesse d'écoulement est de U_0 = 54 m.s^{-1}.

3.2.4 Caisson anéchoïque

Afin d'effectuer des mesures de transmission acoustique, un caisson anéchoïque est utilisé. Il s'agit d'une structure en forme de parallélépipède possédant des parois en bois d'épaisseur 3 cm. Le caractère anéchoïque de ce caisson est assuré à l'aide d'un traitement acoustique de ces parois par de la mousse de polyuréthane d'épaisseur 0.05 m. Un schéma du caisson est présentée sur la Figure 3.5 détaillant ses dimensions ainsi que la position des 3 microphones positionnés en son sein. L'objectif de ce caisson anéchoïque est d'isoler dans un volume d'écoute uniquement le bruit transmis par la vitre.

La Figure 3.6.a montre l'emplacement du caisson sous la veine d'essai. Celui-ci est situé sur un châssis métallique qui est lui-même directement lié au sol. La Figure 3.6.b) met en avant

le traitement acoustique des parois du caisson à l'aide de la mousse précédemment évoquée.

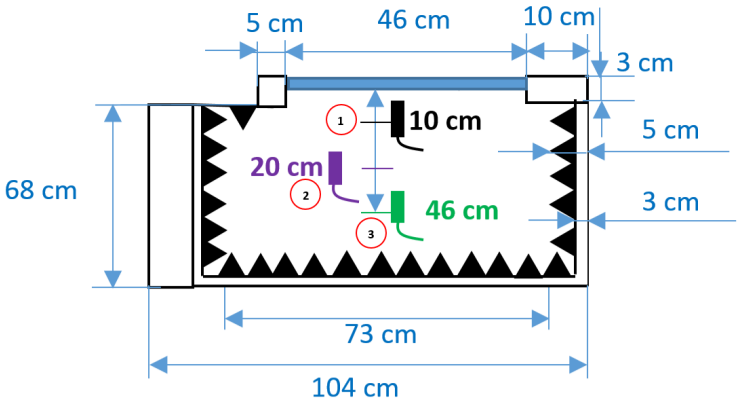


FIGURE 3.5 – Schéma du caisson anéchoïque (détaillant ses dimensions) utilisé pour les mesures de bruit intérieur avec la position des microphones.



(a) (b)

FIGURE 3.6 – Caisson anéchoïque dans la soufflerie BETI : (a) vue extérieure ; (b) vue intérieur.

Bessis [11] a réalisé des essais en salle réverbérante afin de caractériser l'isolation acoustique du caisson. L'auteur montre que le bruit lié à la soufflerie n'émerge que pour des fréquences inférieures à 3 kHz pour une vitesse égale ou supérieure à 40 m.s^{-1}. En dessous de cette vitesse, le bruit électronique constitue le facteur limitant pour les mesures.

Afin d'évaluer la performance du traitement acoustique des parois du caisson, Bessis [11] a mesuré des temps de réverbération pour les trois microphones placées dans celui-ci pour plusieurs bandes de tiers d'octave. L'auteur trouve qu'en dessous de 700 Hz, le caisson n'est pas anéchoïque (un temps de réverbération de l'ordre du dixième de seconde est trouvé). Ce résultat montre par ailleurs la difficulté de se défaire des modes de cavité. Au-delà de 700 Hz, le temps de réverbération est homogène dans le caisson et vaut 0,04 s, ce qui est de l'ordre de grandeurs des temps de réverbération mesurés dans des véhicules automobiles. On dispose donc d'un caisson qui n'est pas strictement anéchoïque mais dont la capacité à absorber les sons dans

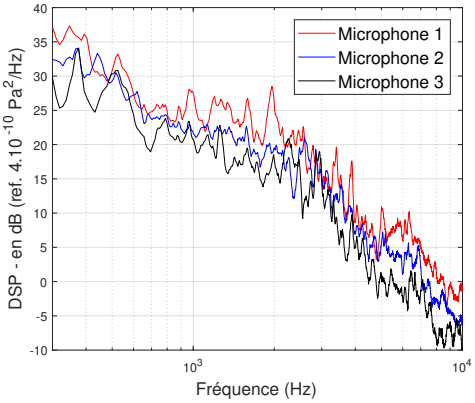


FIGURE 3.7 – DSP de pression acoustique pour différentes positions de mesure dans le caisson : vitesse d'écoulement U_0 = 40 $m.s^{-1}$

les moyennes et hautes fréquences a été démontré. Il s'agit de la gamme de fréquence qui nous intéresse pour cette thèse.

La Figure 3.7 présente les DSP de bruit mesuré dans le caisson par les trois microphones pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1}. Une diminution du niveau acoustique est globalement observée en s'éloignant de la vitre, soit du microphone 1 à 3. Ce résultat montre donc qu'il existe une décroissance du bruit lorsque l'on s'éloigne de la source.

3.3 Métrologie

Les outils métrologiques utilisés au cours de cette étude ont pour but de mesurer les grandeurs suivantes :

- la vitesse de l'écoulement (Particle Image Velocimetry,Time-Resolved Particle Image Velocimetry)
- la pression pariétale (capteurs de pression déportés)
- la pression acoustique (mesures microphoniques)

3.3.1 Vélocimétrie par images de particules (PIV, TR-PIV)

La Vélocimétrie par Images de Particules (dont l'abréviation en anglais est PIV) est une méthode optique performante de visualisation des écoulements en mécanique des fluides. Elle permet en particulier d'effectuer une mesure non intrusive des champs de vitesse instantanés de l'écoulement considéré (vitesse et direction) afin d'en connaitre la dynamique.

Dans le cadre de cette étude, les champs de vitesses moyens sont obtenus par la méthode de PIV classique dite 2D-2C (2 Dimensions 2 Composantes) permettant de connaître les deux composantes du champ de vitesse dans un plan, mais aussi via la méthode de PIV résolue en

temps appelée TR-PIV, qui permet d'atteindre des fréquences d'échantillonnage importantes. On détaille par la suite, la mise en œuvre pratique de ces deux techniques de mesure, le traitement des images acquises ainsi que les configurations de mesure.

Mise en œuvre des mesures de champ de vitesse

La PIV permet à partir de l'ensemencement d'un fluide en mouvement par des traceurs, de connaître la dynamique de l'écoulement à tout instant de la mesure. On suggère par ceci que les traceurs suivent fidèlement le mouvement du fluide. Ce fluide est lui-même illuminé par une source laser permettant de visualiser le mouvement des traceurs. On précise que le choix de ces traceurs doit respecter deux impératifs contradictoires, à savoir une taille de particules suffisamment petites afin de ne pas perturber l'écoulement et une taille suffisamment grande afin de diffuser correctement la lumière. Ce compromis est trouvé avec la vaporisation d'une fumée de spectacle présentant des particules de diamètres avoisinant le micromètre. La concentration ainsi que la répartition homogène dans l'écoulement sont également des impératifs afin d'obtenir un champ de vitesse fiable. Une caméra numérique enregistre en deux instants successifs la position de ces traceurs et fournit -après un traitement que l'on explique dans la suite- la distance parcourue par ceux-ci. Les vitesses des traceurs sont ensuite obtenues en évaluant le rapport entre cette distance et le temps écoulé entre deux images.

Le laser utilisé afin d'illuminer les traceurs dans le plan de mesure est de forte puissance. Il s'agit d'un laser Nd-Yag (acronyme de Neodymium-doped Yttrium Aluminium Garnet) possédant deux cavités d'une puissance de 120 mJ chacune. La longueur d'onde de la lumière émise est de 532 nm. La nappe lumineuse générée par le laser possède une épaisseur de 1 à 2 mm. Lorsque la position des traceurs est enregistrée, le laser émet de très brèves impulsions d'une durée τ égale à 10 ns. Chacune des deux cavités émet une impulsion de manière à générer des doublets d'images séparées entre elles de Δt. Ces deux impulsions sont associées à une paire d'images qui sera séparée de la paire d'image suivante d'une durée ΔT. Ce temps définit la fréquence d'échantillonnage $f_e = \frac{1}{\Delta T}$. Celle-ci est de 7 Hz pour les mesures de PIV effectuées.

L'acquisition des images PIV est réalisée à l'aide de deux caméras CCD (acronyme de Charged-Coupled Device) pilotées par le logiciel Davis développé par LaVision. Une mire d'étalonnage est utilisée afin d'étalonner les caméras selon un protocole interne au logiciel. Une photo du plan de mesure permet d'associer une longueur en mètre à une distance en pixel. Le principe général du traitement des images est présenté dans la suite.

Traitement des images

Les images sont découpées en fenêtres d'interrogation. Un calcul d'intercorrélation basé sur la transformée de Fourier spatiale est réalisé entre les fenêtres de l'image associée au temps t et celles de l'image associée au temps t + Δt. Le pic de d'intercorrélation ainsi trouvé permet d'évaluer le déplacement des particules. Ce calcul se veut donc être un estimateur de la probabilité la plus élevée du déplacement de ces particules. La taille de ces fenêtres est ensuite réduite de manière itérative afin d'augmenter la précision de l'évaluation du déplacement. Le recouvrement entre ces différentes fenêtres permet également d'affiner le calcul de ce déplacement.

Après application de l'étalonnage et connaissant le temps écoulé entre les deux impulsions laser, on peut alors évaluer le champ de vitesse instantané dans le plan de mesure. On précise qu'un masque est définit au niveau de la marche afin d'empêcher le logiciel d'effectuer des calculs non physiques.

La méthode de calcul itérative est une méthode de corrélation appelée multi-passes qui (dans la présente étude) a été effectuée à partir de tailles de fenêtre d'interrogation de 64*64 pixel^2 jusqu'à 16*16 pixel^2, soit 4 passes. Les fenêtres d'interrogation sont des petits rectangles composant les images enregistrées. Un taux de recouvrement de 50 % dans chaque direction est appliqué.

Le retrait des vecteurs non physiques constitue la principale difficulté du traitement des images. Ces vecteurs trouvent généralement leur source dans la réflexion de la lumière sur les parois de la marche, mais aussi dans la possible répartition inhomogène de l'ensemencement. Les effets de réflexion de la lumière sur les parois sont atténués en appliquant un produit de couleur noire sur celles-ci. Les effets résiduels de cette réflexion sont également réduits en soustrayant une image de fond.

On note toutefois que les mesures précédemment évoquées afin de diminuer le nombre de faux vecteurs ne sont généralement pas suffisantes. On a recourt à un autre critère de rejet des vecteurs basé sur le calcul d'intercorralation. Le rapport du pic d'intercorrélation sur le bruit doit être supérieur à une valeur seuil qui est généralement comprise entre 1,2 et 1,5. Une dernière étape de validation des vecteurs consiste à comparer chaque vecteur par rapport à ses voisins (continuité de la vitesse).

Spécificités liées à la technique de PIV résolue en temps (TR-PIV)
La TR-PIV a été utilisée dans cette thèse afin de lier la dynamique de l'écoulement autour de la marche à l'excitation pariétale d'une part, et de localiser les zones de l'écoulement qui sont liées à la transmission des fluctuations de bruit dans le caisson. Le principe de la PIV résolue en temps est identique à la PIV classique à l'exception de la fréquence d'acquisition qui est elle plus élevée. La cadence d'acquisition des images étant plus élevées, il convient néanmoins d'adapter le matériel de mesure à cette nouvelle contrainte. Ainsi, un laser Pegasus est utilisée afin d'illuminer les traceurs. Deux caméras CCD haute fréquence de type High-Speed Cameras développées par Lavision sont utilisées pour l'acquisition des images. Les paramètres d'acquisition utilisés sont les suivants : 70 000 images et 3.5 secondes d'acquisition. La méthode de corrélation des images a été effectuée à partir de tailles de fenêtre d'interrogation de 64*64 pixel^2 jusqu'à 12*12 pixel^2, soit 4 passes, avec un taux de recouvrement de 50 % dans chaque direction. La résolution spatiale des champs de vitesse dans chaque direction est de 0.8 mm.

L'utilisation de cet outil métrologique présente des limitations qui seront évoquées dans le dernier chapitre de la thèse. Il s'agit d'une part du phénomène de repliement spectral et d'autre part de l'effet de filtrage induit par le moyennage spatial lié à la taille des fenêtres d'interrogation.

Synchronisation des mesures de vitesse et de pression
Des mesures couplées vitesse-pression pariétale et vitesse-pression acoustique ont été réalisées afin d'établir un lien temporel entre la dynamique de l'écoulement et le champ de pression pariétale d'une part et avec le champ acoustique intérieur d'autre part. Pour ce faire, un signal témoin (en Volt) est acquis à la même fréquence d'acquisition que les autres grandeurs mesurées. Pour chaque impulsion des cavités du laser, un créneau est généré sur le signal témoin. L'ensemble de ces créneaux permet de situer dans le temps et par rapport aux autres grandeurs mesurées, chacune des acquisitions d'image de la caméra.

Configuration des essais PIV et TR-PIV
Trois campagnes de mesure ont été nécessaires tout au long de cette thèse. La première campagne PIV effectuée en début de thèse, avait pour but d'obtenir des champs moyens de vitesse dans des plans verticaux et horizontaux en configuration "volet ouvert", afin de caractériser l'écoulement moyen. La deuxième campagne PIV visait a évaluer l'effet du mouvement du volet sur l'écoulement proche de la marche en considérant des plans verticaux uniquement. Les résultats de ces deux campagnes de mesure sont présentés dans le chapitre 4.

Lors de la troisième campagne d'essai, des acquisitions couplées de pression (pariétale et acoustique) et de vitesse ont été effectuées lors du mouvement du volet, à l'aide de la technique de mesure TR-PIV. Le plan de mesure considéré est un plan vertical disposé dans le plan de symétrie de la marche. L'ensemble des mesures a été réalisé avec une vitesse d'écoulement de 40 $m.s^{-1}$. Pour chacun des mouvements élémentaires du volet, c'est-à-dire une fermeture, une ouverture et un « burst », une acquisition synchronisée de pression pariétale et de vitesse puis de pression acoustique et de vitesse est considérée, soit 6 configurations. Les acquisitions séparées vitesse-pression pariétale et vitesse-pression acoustique se justifient par le fait que lors des mesures de pression pariétale la vitre doit être retirée afin de placer une plaque instrumentée. Le temps d'acquisition des mesures de vitesse et de pression sont respectivement de 3.5 s et 10 s.

3.3.2 Mesure de pression pariétale

Les mesures de pression pariétale permettent de caractériser le chargement aérodynamique en paroi en amont et en aval de la marche. Le choix du type de technologie de capteur dépend du phénomène physique à étudier et en particulier de la gamme de fréquence d'intérêt. La synthèse bibliographique présentée dans le premier chapitre montre que la gêne associée au bruit d'origine aérodynamique dans les applications automobiles est plutôt haute fréquence, ce qui implique que les phénomènes aérodynamiques générateurs sont hautes fréquences également. En particulier les bandes de tiers d'octave 4, 6.3 et 8 kHz ont été mises en avant par Oettle [64]. On choisit en conséquence des microphones de pression déportés pour effectuer les mesures. En effet, ces derniers possèdent une bande passante allant de 20 Hz à 10 kHz et autorisent donc la caractérisation des fluctuations de pression pariétale dans les hautes fréquences.

Description du matériel de mesure
Deux types de microphones sont utilisés afin de mesurer la pression instationnaire. En amont de la marche, on utilise des microphones 1/4 de pouce de marque PCB alimentées en ICP (Integrated Circuit Piezoelectric). La bande passante de ces microphones s'étend de 20 Hz à 20 kHz. En aval de la marche, des capsules 1/4 de pouce de marque Panasonic alimentées également en ICP ont été utilisées. La bande passante s'étend également de 20 Hz à 20 kHz. Le niveau maximal mesurable par le microphone est de l'ordre de 140 dB.



FIGURE 3.8 – Photographie des prises de pression sous la plaque instrumentée.

La Figure 3.8 présente une photographie de la disposition de ces prises de pression sous la plaque instrumentée. Chaque du microphone est relié à la plaque instrumentée par un insert lui même fixé au bout d'un tube de PVC de longueur de 15 cm. Le diamètre de l'insert est de 0.9 mm. Le recours à cet insert permet de limiter le moyennage spatial des fluctuations de pression localisées sur la surface du capteur. On obtient ainsi une mesure quasi-ponctuelle du champ de pression. Le système de mesure est composé d'une membrane placée au fond d'une cavité présentant des trous servant à égaliser la pression à l'intérieur de cette cavité à la pression extérieure. Ainsi, le système de mesure n'est sensible qu'aux fluctuations de pression autour de la moyenne (la section moyenne du champ de pression est filtrée par égalisation de pression). Ce filtrage induit par la conception du capteur, rend difficile la mesure dans la région des basses fréquences. Cet effet n'est cependant pas problématique dans le cadre de cette thèse puisque seules les hautes fréquences du signal mesuré sont étudiées dans le cadre du bruit aérodynamique. Enfin, les éventuelles réflexions générées par le tuyau PVC sont en section atténuées en ajoutant une terminaison anéchoïque au système de mesure.

Étalonnage des capteurs de pression pariétale
Le déport du microphone de mesure par rapport à la paroi génère des effets qu'il est important de prendre en compte afin d'obtenir une mesure fiable de la pression fluctuante. On note en particulier un retard lié au temps de propagation des ondes de pression entre l'orifice des inserts

et la cavité de mesure du capteur. De plus, des effets de résonance apparaissent dans le tube faisant le lien entre l'insert et la cavité de mesure. Il convient donc de corriger en gain et en phase les signaux acquis par le système d'acquisition. L'étape d'étalonnage permet par ailleurs de vérifier le bon fonctionnement des capteurs ainsi que leurs bandes passantes. L'étalonnage est effectué selon la procédure décrite par Bessis [11] et Fischer [28].

Une fois l'étalonnage effectué, on peut corriger dans le domaine temporel ou fréquentiel les signaux expérimentaux. Pour la présente étude, on effectue la correction dans le domaine temporel. Celle-ci consiste en un produit de convolution du signal expérimental par la réponse impulsionnelle obtenue pendant l'étape d'étalonnage des capteurs. Celle-ci est différente pour chaque capteur. Ainsi, à l'aide de la procédure d'étalonnage le signal de tension acquis en volt est converti en un signal de pression en pascal.

Configuration expérimentale
Les prises de pression utilisées lors des essais sont disposées suivant le schéma exposé sur la Figure 3.9. Cette configuration propose d'évaluer l'évolution du niveau de fluctuation de pression pariétale dans la direction longitudinale de l'écoulement à mi-envergure. Le maillage des prises de pression sur la plaque instrumentée n'est pas constant puisque jusqu'à $6H$ après le bord de la marche, celles-ci sont disposées tous les 0,5H alors qu'au-delà de cette distance la distance entre les prises de pression est élevée à $2H$ puis $3H$. On justifie cette configuration par la volonté de décrire plus finement la zone située sous la zone de recirculation en terme d'évolution du niveau de fluctuation de la pression pariétale. C'est avec cette configuration de disposition des prises de pression que les mesures synchronisées ont été réalisées. Par ailleurs, trois prises de pression sont disposées en amont de la marche, respectivement à -5.63H, -3.63H et -1,63H à mi-envergure de la marche pour l'ensemble des configurations. Les capteurs sont donc régulièrement espacés de $2H$.

3.3.3 Mesure du champ acoustique intérieur et extérieur

Les champs acoustiques intérieur et extérieur sont caractérisés à l'aide microphones de mesure. On utilise dans le caisson trois microphones omnidirectionnels 1/2 pouce type 40AF champ libre de marque G.R.A.S. reliés à des préamplificateurs 1/4 de pouce type 26AC 200V. Pour le champ acoustique extérieur, on utilise des préamplificateurs 1/2 pouce 01 dB (200V). Le microphone extérieur est situé 1.2 m au-dessus de l'origine du repère de l'étude dans le plan de symétrie de la marche (Figure 3.2).

L'ensemble des microphones possède une sensibilité de 50 mV/P_a. La réponse plate en fréquence des microphones permet -au contraire des microphones utilisés pour les mesures de pression pariétale- sur la bande passante concernée d'étalonner ceux-ci avec un "pistonphone". Cette bande passante s'étend de 10 Hz à 20 kHz. Enfin, le système d'acquisition utilisé pour les mesures fut de marque ETEP ou National Instrument (NI) suivant le nombre de voies nécessaires. En effet, le système ETEP fournit 32 voies ce qui le rend indispensable pour les mesures

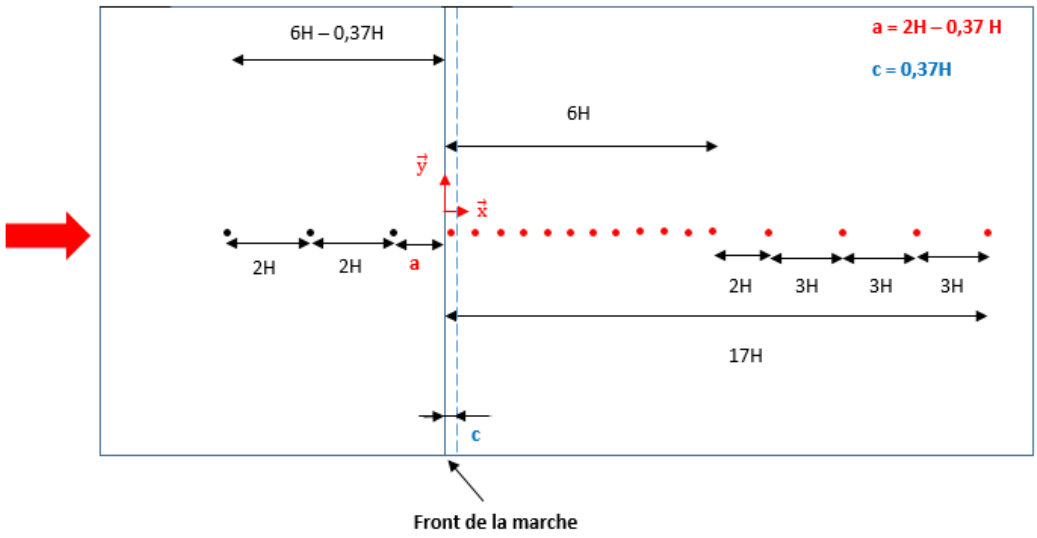


FIGURE 3.9 – Emplacement des prises de pression sur la plaque instrumentée (vue de dessus). Le paramètre a correspond à la distance à la marche du capteur numéro 3 alors que le paramètre c correspond au recouvrement de la marche sur le plancher inférieur de la soufflerie.

de pression pariétale et les mesures couplées. En revanche, lors des campagnes exclusivement dédiées à l'acoustique, le système NI a été utilisé. Celui-ci fournit 7 voies.

3.4 Indicateur de fluctuation

Afin de caractériser la modulation d'amplitude du bruit intérieur liée à la variation rapide de vitesse incidente induite par le mouvement du volet, un indicateur temporel de fluctuation de l'énergie de pression acoustique est défini. Il s'agit d'évaluer dans une fenêtre glissante le moment d'ordre 2 du signal acoustique acquis à l'intérieur du caisson placé sous la vitre (le microphone 1 est utilisé à cet égard). Par ailleurs, cet indicateur est également utilisé pour caractériser les fluctuations énergétiques des signaux de pression pariétale et de vitesse. Le principe de cet indicateur est tout d'abord présenté en section 3.4.1. Une étude paramétrique est présentée en section 3.4.2, visant à définir les paramètres de calcul qui seront utilisés pour l'application de l'indicateur. Celui-ci est ensuite appliqué à deux types de signaux synthétisés : un signal aléatoire $p(t)$ modulé par une gaussienne d'une part, puis deux signaux aléatoires $v_1(t)$ et $v_2(t)$ présentant respectivement un saut de valeur moyenne et un saut de valeur moyenne accompagné d'une modulation d'amplitude instantanée du signal d'autre part. Le signal $p(t)$ modélise un signal de pression acoustique alors que les signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ modélisent un signal de vitesse. L'objectif est de montrer qu'il est effectivement possible de caractériser la modulation d'amplitude du signal large bande $p(t)$ tout en retrouvant la fonction modulante $a_1(t)$ de ce signal mais aussi de montrer que le saut de valeur moyenne des signaux de vitesse $v_1(t)$ et $v_2(t)$ n'affecte pas la validité de l'indicateur.

3.4.1 Présentation de l'indicateur de fluctuation

Dans cette étude, on utilise un indicateur temporel (noté $\phi_x(t)$) qui permet de caractériser les fluctuations temporelles de l'énergie du signal $x(t)$ (dont le spectre est à large bande) contenue dans une bande de tiers d'octave donnée. Cet indicateur (défini ci-dessous) réalise à court terme le calcul du moment d'ordre 2 (ou valeur efficace) du signal fluctuant $x(t)$ considéré et préalablement filtré dans une bande de tiers d'octave donnée :

$$\phi_x(t) = \sqrt{\frac{1}{\Delta T}\int_{t-\Delta T/2}^{t+\Delta T/2} [x(t') - \overline{x}]^2 \, \mathrm{d}t'} \tag{3.3}$$

Cet indicateur peut-être de manière indifférente appliqué à un signal de pression pariétale ou acoustique mais aussi de vitesse. Le calcul est effectué pour une fenêtre temporelle de durée $\Delta T = T_m/n$, T_m = 0.1 s étant l'ordre de grandeur du temps de fermeture du volet ; c'est sur cette durée qu'il y a la plus forte variation de vitesse. L'entier n désigne un nombre par lequel on divise la valeur T_m afin d'obtenir la taille de la fenêtre temporelle. Cet entier est défini dans la simulation présentée en Section 3.4.2. On utilisera dans l'étude un taux de recouvrement de 90 $\%$ pour les fenêtres temporelles. La valeur de $\phi_x(t)$ est affectée au centre du bloc de moyennage. L'indicateur est par ailleurs calculé en dB pour les signaux de pression acoustique et pariétale.

Dans les chapitres 4 et 5, cet indicateur sera utilisé pour caractériser les signaux de pression pariétale et acoustique dans une configuration statique du volet. L'indicateur $\phi_x(t)$ est alors moyenné temporellement, le temps d'intégration étant de 30 secondes. On l'appellera alors : indicateur statique de fluctuation de pression pariétale noté $\overline{\phi_p(t)}$, ou de pression acoustique, noté $\overline{\phi_a(t)}$. Dans l'étude, l'opérateur de moyenne temporelle est symbolisé par la notation "$\bar{\cdot}$".

Le filtrage des signaux par bande de tiers d'octave est effectué selon la norme ANSI S1.1-1986 pour les bandes 4 kHz, 6.3 kHz et 8 kHz, celles-ci étant considérées comme pertinentes pour caractériser le bruit aérodynamique ($cf.$ Oettle [64] et Lindener $et\ al.$ [54]). Il s'agit d'un filtre de Butterworth d'ordre $2N$ avec N = 3. Cet indicateur est dans la suite appliqué aux deux types de signaux synthétisés.

3.4.2 Simulations

Dans le but d'évaluer la capacité de l'indicateur précédemment défini à caractériser la modulation d'amplitude d'un signal large bande, deux modèles de signal sont utilisés. Ces deux modèles sont définis respectivement comme suit :

$$p(t) = a_p(t)G_p(t), \tag{3.4}$$

$$v(t) = a(t)G_v(t) + b(t), \tag{3.5}$$

où $p(t)$ et $v(t)$ sont respectivement des modèles de signaux de pression acoustique et de vitesse. Les fonctions $a_p(t)$ et $a(t)$ sont des fonctions modulantes et $G_p(t)$ et $G_v(t)$ des bruits gaus-

siens. La fonction $b(t)$ permet de modéliser un saut de valeur moyenne. Ces paramètres sont définis précisément dans la suite de cette section. Le but est d'estimer les fonctions modulantes ($a(t)$,$a_p(t)$) en calculant l'indicateur $\phi(t)$.

Simulation d'un signal de pression

On souhaite simuler un modèle de signal de pression acoustique représentant celui qui est acquis dans le caisson lors d'une variation rapide de vitesse incidente induite par le maniement du volet. Il s'agit d'appliquer et de valider le choix des paramètres de calcul pour l'indicateur précédemment présenté. Pour cela, on génère un signal large bande stationnaire de type gaussien modulé par une fonction gaussienne. La fonction gaussienne est choisie afin de simuler la modulation d'amplitude générée par un mouvement de « burst » du volet, celui-ci étant composé d'une fermeture puis d'une ouverture. Ainsi, on suppose en pratique que le bruit mesuré $p(t)$ subit, à l'instar de la vitesse incidente, une augmentation d'énergie suivie d'un retour à l'état initial. Ce signal s'écrit sous la forme de l'Eq. (3.4) avec une fonction modulante $a_p(t)$ centrée en t/T_m = 0 (Figure 3.10.a) et multipliée par un bruit gaussien noté $G_p(t)$ de moyenne nulle et d'écart-type σ_{G_p} égale à 0.05 (valeur proche de celles obtenues en conditions expérimentales). Le signal ainsi construit est noté $p(t)$. Pour rappel, le paramètre T_m correspond à une échelle de temps caractéristique de variation de la vitesse incidente lors de la phase de fermeture du volet qui compose le mouvement de « burst ». Cette échelle temporelle est par ailleurs équivalente au temps de fermeture du volet. Lors de l'étude physique présentée aux chapitres 5 et 6, il a été fixé à 0.1 s. L'expression du signal gaussien $a_p(t)$ est la suivante :

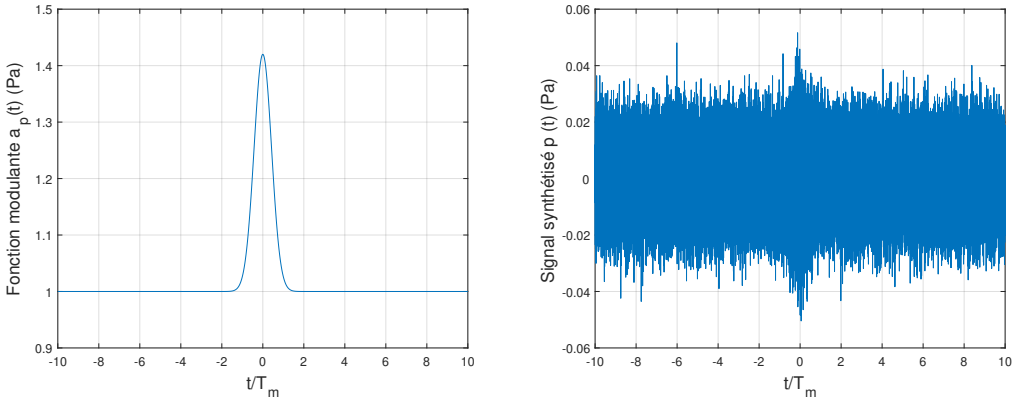
$$a_p(t) = 1 + Aexp(\frac{-(t-t_0)^2}{2\sigma_m^2}), \tag{3.6}$$

où A et σ_m sont deux paramètres à définir de manière à ce que le signal synthétisé soit fidèle au signal mesuré dans le caisson. Le paramètre A conditionne la hausse de niveau acoustique générée alors que σ_m conditionne la largeur à mi-hauteur de la gaussienne, et donc l'échelle temporelle de variation du bruit.

La sur-vitesse générée par le mouvement de fermeture du volet lors des essais, produit approximativement une augmentation de 3 dB de bruit dans le caisson, ce qui entraine A = 0.42. Par ailleurs, on souhaite que la largeur à mi-hauteur de la gaussienne soit égale à l'échelle temporelle de variation de la vitesse incidente. Pour cela, on définit l'équation suivante : $T_m = 2\sigma_m\sqrt{2ln(2)}$. Cette équation est satisfaite pour σ_m = 0.04. La Figure 3.10.b présente le signal ainsi synthétisé.

Enfin, le coefficient correctif k permet de comparer l'indicateur ϕ_p à la fonction modulante $a_p(t)$ qu'il permet d'estimer après conversion en dB, et s'écrit comme suit :

$$k_p = 20log_{10}(\frac{\sigma_{G_{p,f}}}{P_{ref}}) \tag{3.7}$$



(a) (b)

FIGURE 3.10 – Signal synthétisé : a) fonction modulante gaussienne $a_p(t)$ b) signal synthétisé $p(t)$.

où $\sigma_{G_{p,f}}$ correspond à l'écart-type du bruit G_p filtré par bande de tiers d'octave et P_{ref} au seuil d'audibilité. k_p vaut en pratique approximativement 39.6 dB.

Résultats

La Figure 3.11 montre les résultats fournis par l'indicateur $\phi_p(t)$ appliqué au modèle de signal de pression acoustique $p(t)$ pour différents rapports $\frac{\Delta T}{T_m}$ compris entre 0.1 et 1. Le taux de recouvrement est de 90%. La fonction modulante $a_p(t)$ en dB corrigée d'une constante k égale à 39.6 dB est également tracée. Pour les cas a) et b) la taille de la fenêtre de calcul de l'indicateur est respectivement dix fois et deux fois plus petite que le temps de fermeture du volet. Pour le cas c) la taille de cette fenêtre de calcul est équivalente au temps de fermeture du volet.

La hausse du bruit prévue par le calcul est globalement retrouvée avec l'indicateur présenté sur les Figures 3.11.a), 3.11.b) et 3.11.c) soit pour des rapports $\frac{\Delta T}{T_m}$ égales à 0.1, 0.5 et 1. La valeur $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 0.1 a été choisie dans la suite de l'étude. Elle présente des fluctuations haute fréquence plus importantes, mais une procédure de moyennage d'ensemble (plusieurs réalisations) présentée en chapitre 5 permettra de limiter l'amplitude des fluctuations. Le choix $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 0.5 a été écarté car il s'est avéré qu'il induisait en pratique des fluctuations lentes ambigües, susceptibles d'être confondues avec des fluctuations de bruit. Le cas c) n'est également pas retenu car le moyennage induit par la taille de la fenêtre de calcul est trop important ($\Delta T = T_m$) bien qu'il soit possible de retrouver l'amplitude maximale de la fonction modulante $a_p(t)$ à l'aide de l'important taux de recouvrement utilisé. Au final, les paramètres choisis pour caractériser la modulation d'amplitude des signaux physiques étudiés sont les suivants : $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 0.1 et un taux de recouvrement de 90%.

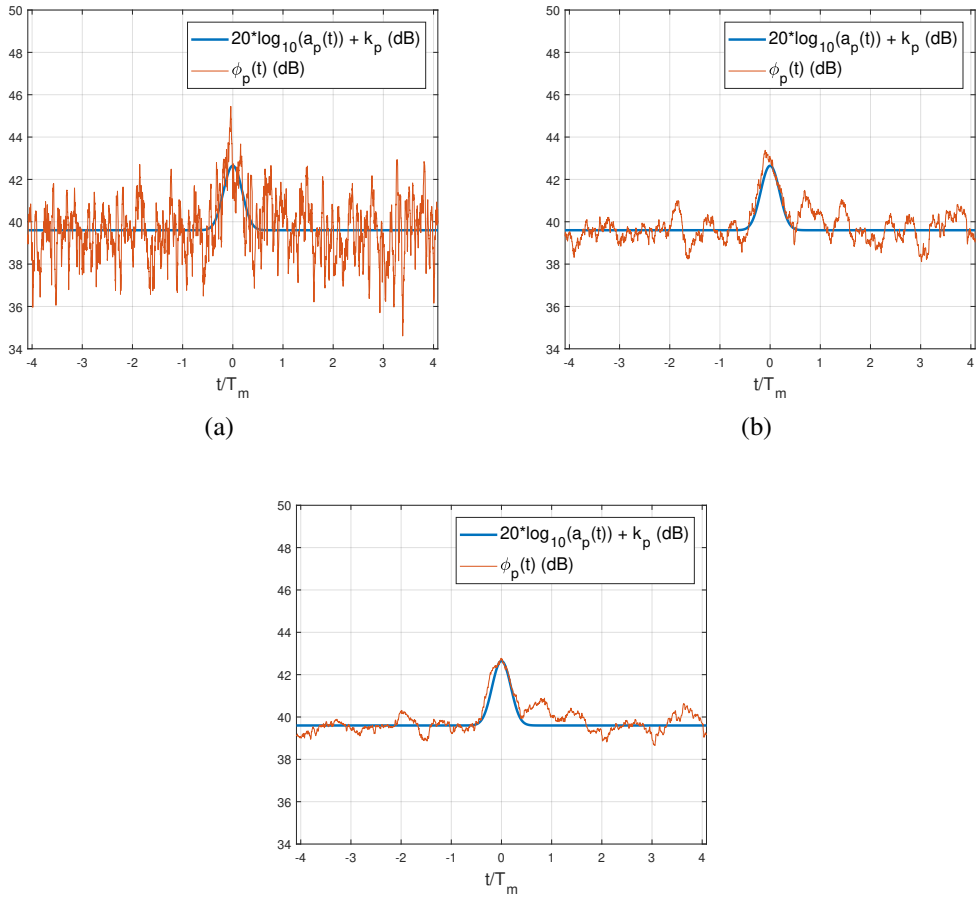


FIGURE 3.11 – Comparaison entre l'indicateur $\phi_p(t)$ appliqué au modèle de signal de pression acoustique $p(t)$ et la fonction modulante $a_p(t)$ (en dB) du signal $p(t)$ corrigée d'une constante k_p = 39.5 dB, pour différentes valeurs du rapport $\frac{\Delta T}{T_m}$: (a) $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 0,1 ; (b) $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 0,5 ; (c) $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 1. Il s'agit du rapport entre la taille de la fenêtre de calcul ΔT de l'indicateur et l'ordre de grandeur du temps de fermeture du volet T_m. Ainsi, pour les cas de figure a) et b) la taille de la fenêtre de calcul est respectivement dix fois et deux fois plus petite que le temps de fermeture du volet. Concernant le cas de figure c), ΔT est équivalent à T_m. Comme définit en Section 3.4.1 le taux de recouvrement est de 90%.

Simulation d'un signal de vitesse : saut de valeur moyenne
L'objectif est ici de simuler un modèle de signal de vitesse acquis à l'aide de la Vélocimétrie par Images de Particules (PIV) lors d'une variation rapide de la vitesse incidente induite par le maniement du volet, afin d'appliquer et de valider sur ce type de signal, l'indicateur défini en section 3.4.1. En effet, contrairement aux signaux de pression, les signaux de vitesse présentent la particularité de voir leur valeur moyenne à court-terme varier au cours du temps, ce qui en pratique décrit une fluctuation temporelle de la vitesse incidente U_0. Il est ainsi utile d'évaluer l'effet de cette particularité sur la validité de l'indicateur. Pour cette étude numérique U_0 vaut 40 m.s^{-1} comme pour l'étude physique présentée au chapitre 6.

Afin de simuler ce signal de vitesse, on utilise un signal large bande stationnaire gaussien $G_v(t)$ d'écart-type σ_{G_v} égal à 0.2 et de moyenne nulle. La valeur de σ_{G_v} est choisie afin que le taux de turbulence soit égal à 0.5$\%$, celui-ci étant caractéristique des valeurs retrouvées au niveau de la sortie du convergent de la soufflerie. Puis, dans le but de simuler un saut de valeur moyenne, une fonction rectangle de largeur 2*T_m est utilisée. Pour rappel, T_m correspond à l'échelle temporelle de variation de la vitesse incidente et vaut 0.1 s. On choisit 2*T_m, soit deux fois le temps caractéristique de mouvement du volet, afin de simuler une fermeture suivi d'une ouverture de celui-ci. Une variation instantanée de vitesse moyenne U_0 est ainsi générée, ce qui n'est pas réaliste mais fournit un modèle d'augmentation très rapide de la vitesse incidente.

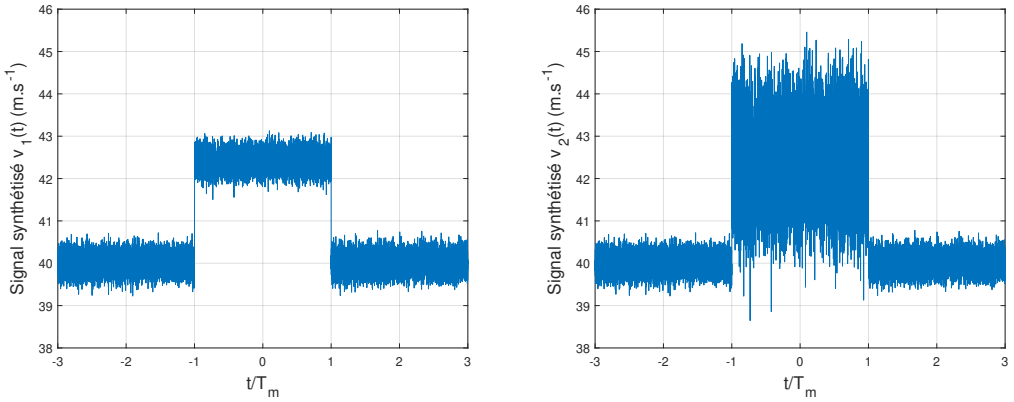
Les modèles de signaux de vitesse $v_1(t)$ et $v_2(t)$ construits sont ainsi définis comme suit :

$$v_1(t) = [U_0 + \Delta U rect_{2T_m}(t)] + G_v(t) \tag{3.8}$$

$$v_2(t) = [U_0 + \Delta U rect_{2T_m}(t)] + G_v(t)[1 + \alpha rect_{2T_m}(t)], \tag{3.9}$$

$rect_{T_m}(t)$ correspond à la fonction porte, qui associe à tout nombre réel une image nulle sauf pour l'intervalle [-T_m, T_m] où son image vaut 1. Ainsi, deux cas de figures sont considérés : le premier cas traite d'un signal aléatoire $v_1(t)$ présentant un saut de valeur moyenne ΔU alors que le deuxième cas traite d'un signal aléatoire $v_2(t)$ présentant un saut de valeur moyenne accompagné d'une augmentation du taux de turbulence (paramètre α). L'étude séparée de ces deux cas permet d'évaluer séparément l'effet de la variation de vitesse moyenne et de l'augmentation du taux de turbulence sur l'indicateur. Le saut de vitesse ΔU choisi est de l'ordre de 6 $\%$ soit 2.4 m.s^{-1}. Cette valeur correspond à la variation de vitesse incidente générée lorsque l'on ferme le volet dans la soufflerie. Le taux de turbulence est évalué en considérant le rapport entre l'écart-type des signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ et leurs vitesses moyennes respectives. On souhaite pour le signal $v_2(t)$ générer une augmentation du taux de turbulence de 0.5$\%$ à 2$\%$ (ce qui est observé en pratique). Ainsi, afin de respecter cette condition, la constante α vaut 3.2. La Figure 3.12 montre les signaux ainsi construits. Ceux-ci sont centrés autour de t/T_m = 0.

Enfin, le coefficient correctif k_v permet de comparer les indicateurs ϕ_{v_1} et ϕ_{v_2} à leurs fonctions modulantes respectives. Celui-ci s'écrit comme suit :



(a) (b)

FIGURE 3.12 – Signal synthétisé : a) $v_1(t)$ b) $v_2(t)$

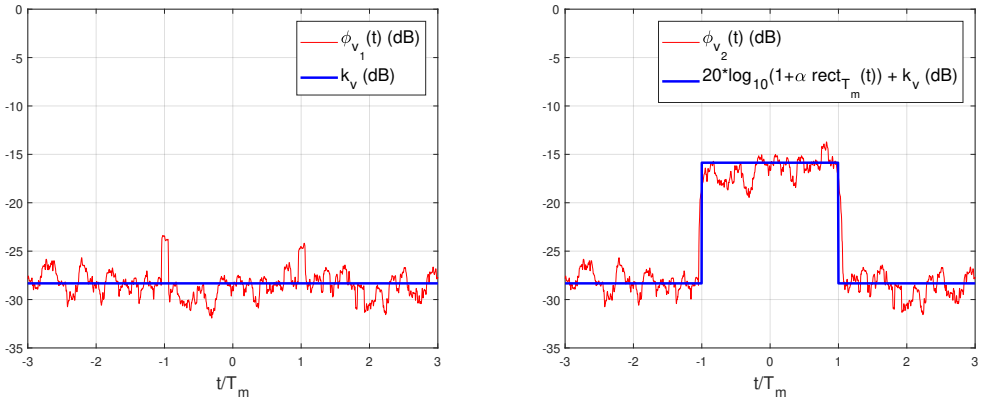
$$k_v = 20log_{10}(\frac{\sigma_{G_{v,f}}}{V_{ref}}) \tag{3.10}$$

où $\sigma_{G_{v,f}}$ correspond à l'écart-type du bruit G_v filtré par bande de tiers d'octave et V_{ref} à 1 m.s^{-1}. k_v vaut en pratique approximativement -28.3 dB.

Résultats

Les résultats obtenus après application de l'indicateur sur les signaux $v_1(t)$ et $v_2(t)$ sont présentés sur les Figures 3.13.a et 3.13.b. Les paramètres de calcul ($i.e.$ $\frac{\Delta T}{T_m}$ = 10 et le taux de recouvrement de 90$\%$) présentés dans la section précédente sont ici utilisés. La Figure 3.13.a montre que l'indicateur $\phi_{v_1}(t)$ est sensible aux transitions qui génèrent des hautes fréquences. Ces transitions sont localisées aux temps t/T_m = -1 et t/T_m = 1. Pour rappel, le saut de valeur moyenne est effectué à l'aide d'une fonction porte qui est en pratique non réaliste. Ainsi, ces sauts de l'indicateur ne seront pas retrouvés dans le cas d'un signal de vitesse réel. Par ailleurs, sur la Figure 3.13.b on note que lorsque le saut de vitesse moyenne s'accompagne d'une variation du taux de turbulence de 0.5 à 2$\%$, l'indicateur $\phi_{v_2}(t)$ le met en évidence par une augmentation de niveau d'approximativement 10 dB. Ceci indique d'une part que l'indicateur n'est pas sensible aux variations d'énergie moyenne du signal étudié et d'autre part que seul une variation de l'écart-type (et donc du taux de turbulence) à court terme influe sur la valeur de l'indicateur. Ce résultat est important puisqu'il permet de valider l'utilisation de l'indicateur pour des signaux présentant une variation continue de vitesse moyenne comme les signaux de vitesse fournis par la technique de mesure TR-PIV. C'était le but recherché.

Enfin, concernant le cas α = 3.2 (Figure 3.13.b)), on note que l'indicateur parvient à correctement localiser dans le temps les deux variations instantanées de taux de turbulence, lesquelles se produisent à t/T_m = -1 et t/T_m = 1.



(a) (b)

FIGURE 3.13 – Comparaison entre l'indicateur de fluctuation appliqué aux modèles de signaux de vitesse $v_1(t)$ et $v_2(t)$ et la fonction $1 + \alpha rect_{2T_m}(t)$ (en dB), corrigée d'une constante k_v = -28.3 dB, pour : (a) α = 0 ; (b) α = 3.2.

3.5 Synthèse du chapitre

Les divers moyens expérimentaux utilisés lors de cette thèse ont été présentés lors de ce chapitre. Chaque section du montage expérimental a été choisie afin de pouvoir étudier expérimentalement le phénomène d'intérêt : la transmission des fluctuations de bruit dans un modèle d'habitacle automobile. Une configuration d'écoulement de marche montante sert de modèle d'écoulement décollé et de source acoustique rayonnant dans un caisson anéchoïque servant à modéliser un habitable automobile. La transmission du bruit est modélisée par une vitre fixée en aval de la marche juste au-dessus du caisson. Un générateur d'instationnarité de l'écoulement incident manié manuellement est fixé au niveau du convergent de la veine afin de générer une modulation maîtrisée de la vitesse incidente dans la veine d'essai.

Les outils métrologiques mis en œuvre ont été présentés. Les mesures synchronisées vitesse-pression sont effectuées afin de lier la dynamique de l'écoulement autour de la marche au chargement aérodynamique de la paroi et de localiser les zones de l'écoulement qui sont liées aux fluctuations de bruit perçu dans le caisson.

Les résultats qui seront présentées dans le dernier chapitre de la thèse sont obtenus en se basant sur les indicateurs de fluctuation présentés en fin de chapitre. Les bandes de tiers d'octave 4, 6,3 et 8 kHz sont privilégiées conformément à ce qui a été exposé dans la synthèse bibliographique.

Le chapitre 4 présente une caractérisation aérodynamique et acoustique du montage en configuration statique du volet.

Chapitre 4

Qualification aérodynamique et acoustique du montage expérimental

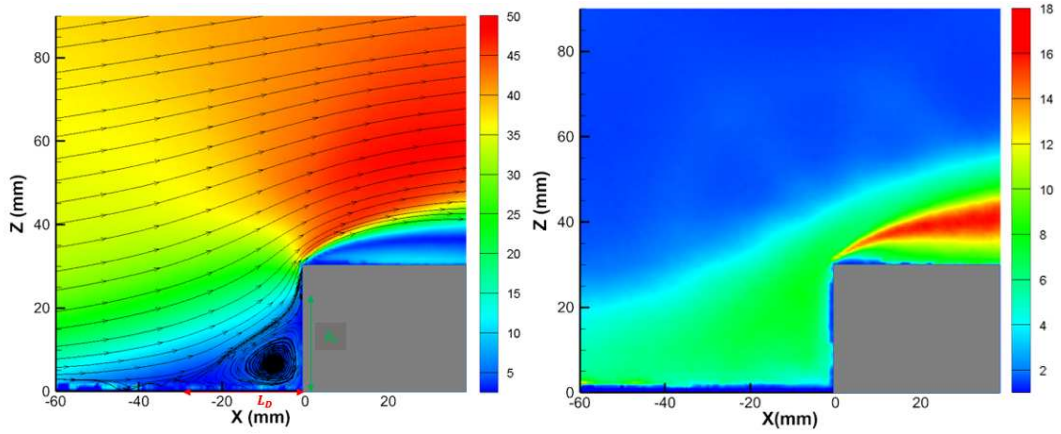
Ce chapitre présente une synthèse des résultats expérimentaux obtenus en configuration statique du générateur d'instationnarité - $i.e.$ "volet ouvert" et "volet fermé". Ces deux positions du volet correspondent aux deux états statiques entre lesquels les champ aérodynamique et acoustique vont évoluer. Il est ainsi très important de correctement caractériser tant du point vue aérodynamique que du point de vue acoustique ces deux états. La transition rapide entre ces derniers sera discutée dans les chapitres 5 et 6. On caractérise tout d'abord le champ aérodynamique du montage expérimental (Sections 4.1 et 4.2) ainsi que la signature acoustique moyenne de l'écoulement dans le caisson anéchoïque (Section 4.3). La structuration aérodynamique moyenne bien connue de ce type d'écoulement permettra de comparer les résultats obtenus à ceux de la littérature. L'ensemble des résultats présentés dans les Sections 4.1 à 4.3 est obtenu pour une vitesse d'écoulement U_0 égale à 40 m.s^{-1} avec le générateur d'instationnarité en position "volet ouvert". Dans une quatrième section, une étude paramétrique est considérée afin d'évaluer l'effet de la position du volet sur ces résultats. On termine ce chapitre par une brève synthèse (Section 4.4).

4.1 Écoulement à mi-envergure

On se propose dans cette section de présenter les principales caractéristiques de l'écoulement moyen dans un plan vertical situé à mi-envergure de la marche, en effectuant une analyse statistique des champs de vitesse et des fluctuations de pression en paroi. On compare les résultats obtenus avec ceux de la littérature. Ceux-ci sont présentés uniquement à mi-envergure de la marche car l'écoulement moyen est jugé bidimensionnel selon des résultats obtenus après analyse des statistiques du champ de vitesse en envergure et du chargement aérodynamique pariétal en aval de la marche, que l'on présente en annexe dans ce manuscrit (Annexe A).

4.1.1 Champs moyens de vitesse

L'analyse du champ de vitesse est ici séparée en trois sections. On présente tout d'abord les principales caractéristiques du tourbillon de pied de marche puis celles de la bulle de recirculation en aval de celle-ci. L'effet de la vitesse est enfin évalué dans une troisième section.



(a) (b)

FIGURE 4.1 – Champs moyens de vitesses en m.s^{-1} dans un plan vertical situé à mi-envergure de la marche pour U_0 = 40 m.s^{-1}, soit R_e = 7.69 .10^4 en configuration "volet ouvert" : (a) norme du champ de vitesse moyenne et les lignes de courant (b) norme du champ de vitesse RMS.

Tourbillon de pied de marche

Les champs de vitesse obtenus par mesure PIV dans un plan vertical disposé à mi-envergure de la marche sont présentés sur la Figure 4.1 pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1} (R_e = 7.69 .10^4). Il s'agit de la norme du champ de vitesse moyenne (Figure 4.1.a) ainsi que de la norme du champ de vitesse RMS (Figure 4.1.b) obtenus en configuration "volet ouvert". Le terme "RMS" (Root Mean Square) fait ici référence à la valeur efficace et sera utilisée dans la suite pour caractériser les fluctuations de vitesse. On trace également les lignes de courant [1] de l'écoulement moyen sur la Figure 4.1.a. Les résultats laissent clairement apparaitre le décollement de la couche limite à l'approche du front de la marche, avec pour conséquence la formation d'une bulle de recirculation au pied de celle-ci. Les lignes de courant tracées sur les champs permettent d'évaluer la longueur de décollement à approximativement L_D = 30 mm, soit H. On évalue le recollement de l'écoulement sur le front de la marche à approximativement h_r = 23 mm, soit 0.76H. La longueur de décollement mesurée est globalement en bon accord avec les résultats de la littérature. Cependant, on note une légère différence avec la longueur de décollement mesurée par Bessis [11] (1.2H) bien qu'il utilise une marche de hauteur similaire et un nombre de Reynolds identique (R_e = 7.69.10^4). Cette différence s'explique par la sensibilité de cette longueur aux conditions expérimentales et aux caractéristiques de la couche

1. Il s'agit en fait de pseudos-lignes de courant car elles ne sont obtenues qu'à partir de deux composantes du champ de vitesse.

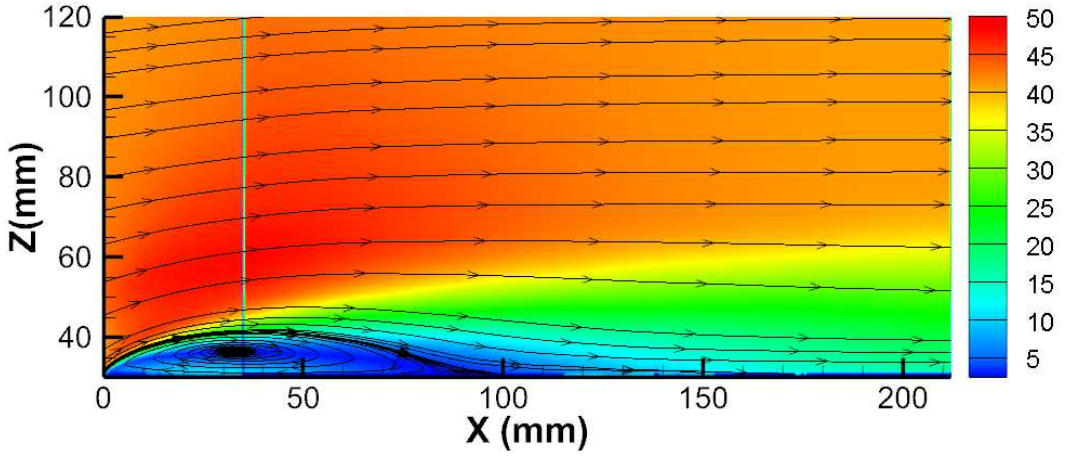
limite incidente. En effet, Bessis [11] utilise une veine d'essai semi-guidée et un écoulement dont la couche limite possède une épaisseur de 11 mm, au contraire de la présente étude qui est effectuée dans une veine d'essai ouverte avec un écoulement dont la couche limite possède une épaisseur de 16 mm. Cette mesure est effectuée à 30 cm de la section de sortie du convergent. La hauteur de recollement h_r est légèrement supérieure aux résultats de la littérature puisque cette hauteur est comprise entre $0.5H$ et $0.65H$ suivant les différents auteurs alors qu'elle est de $0.76H$ pour la présente étude. Néanmoins, on ne considérera pas cet écart comme significatif.

Bulle de recirculation en aval

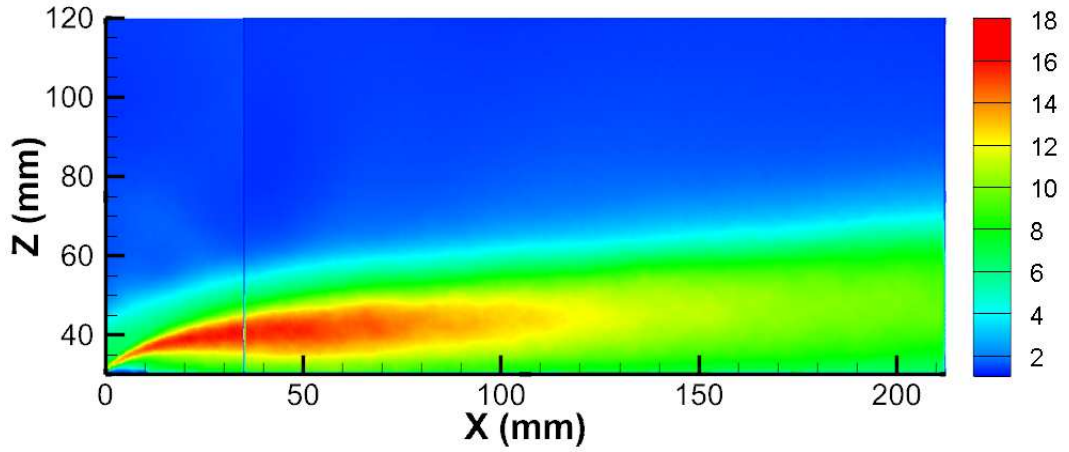
L'analyse des lignes de courant tracées sur la Figure 4.1.a permet de noter la forte déflexion de l'écoulement au niveau du droit de la marche. Physiquement, un deuxième décollement se produit à cet endroit, générant une zone de sur-vitesse directement en aval de la marche en-dessous de laquelle se trouve une couche de cisaillement. Cette sur-vitesse est de l'ordre de 25%. Par ailleurs, cette couche de cisaillement est mise en évidence sur la norme du champ de vitesse RMS de la Figure 4.1.b. Celle-ci est identifiable par la zone de couleur rouge. L'épaisseur de cette couche de cisaillement augmente avec l'éloignement du bord de la marche. Dans cette zone de l'écoulement, la moyenne quadratique du champ de vitesse fluctuant atteint 45% de la vitesse U_0 de l'écoulement. Les Figures 4.2.a et 4.2.b se concentrent plus spécifiquement sur la bulle de recirculation en aval. On présente respectivement la norme du champ de vitesse moyenne et du champ de vitesse RMS. Le tracé des lignes de courant permet de mettre en évidence la deuxième bulle de recirculation de l'écoulement se développant en-dessous de la couche de cisaillement. La longueur L_R de cette bulle de recirculation est de 88 mm soit $2.93H$. La hauteur H_R de celle bulle est de 12 mm, soit $0.4H$. Bessis [11] trouve respectivement $4H$ et $0.5H$ pour la longueur et la hauteur de cette bulle. On note donc une différence d'approximativement 36% avec la longueur de recirculation mesurée par Bessis [11]. Encore une fois, cette différence peut être expliquée par l'épaisseur de la couche limite mesurée en amont de la marche, qui est différente pour les deux études. Comme expliqué dans le premier chapitre, il n'existe pas de consensus sur le ou les paramètres influents sur cette longueur de recirculation. En outre, on constate, comme mentionné précédemment, que la couche de mélange est caractérisée par un haut niveau de fluctuations de vitesse turbulente en son sein.

Effet de la vitesse

L'effet de la vitesse incidente U_0 sur l'écoulement moyen au pied de la marche (dont les résultats ne sont pas présentés) est négligeable puisque les dimensions du tourbillon de pied de marche ne varient que très peu. On confirme ainsi que l'écoulement moyen au pied de la marche n'est sensible qu'à la hauteur de celle-ci, comme expliqué par plusieurs auteurs. L'augmentation de la vitesse incidente U_0 de 30 à 50 ms^{-1} a pour effet de réduire la longueur de recirculation moyenne de l'écoulement en aval de la marche de l'ordre de 20% (champs de vitesse non montrés). Cette réduction de longueur s'explique par l'augmentation du niveau de fluctuation de vitesse dans la couche de mélange forçant ainsi les lignes de courant de l'écoulement à se diriger vers le bas plus rapidement et donc à recoller à la paroi à une distance plus courte du bord de la marche. La hauteur de la bulle de recirculation aval reste par ailleurs approximativement constante. Ces résultats sont en bon accord avec ceux de la littérature. On précise enfin que



(a)



(b)

FIGURE 4.2 – Champs moyens de vitesse en m.s^{-1} dans un plan vertical situé à mi-envergure en aval de la marche (marche à $X = 0$ mm) pour $U_0 = 40$ m.s^{-1}, soit $R_e = 7.69\ .10^4$ en configuration "volet ouvert" : (a) norme du champ de vitesse moyenne et lignes de courant (b) norme du champ de vitesse RMS.

comme pour le tourbillon de pied de marche, le champ de vitesse moyen au sein de la bulle recirculation en aval est peu sensible à l'augmentation de la vitesse incidente U_0.

4.1.2 Pression pariétale

L'analyse des données de pression pariétale mesurée à l'aide d'une ligne de capteurs disposée à mi-envergure de la marche est séparée en trois sections. On considère tout d'abord une analyse spectrale de type bande fine. Ensuite, une analyse par bande de tiers d'octave est exposée. L'effet de la vitesse sur les résultats est enfin présenté. L'analyse spectrale des données est réalisée à l'aide du périodogramme de Welch [77] en évaluant les DSP de pression pariétale

avec une résolution fréquentielle de 9.3 Hz et 281 moyennes. La fréquence d'échantillonnage est de 51.2 kHz.

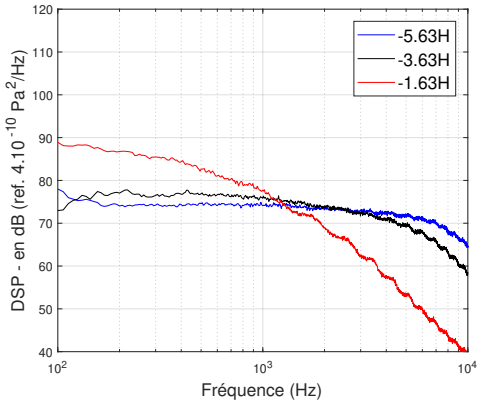
Analyse spectrale : bande fine
L'analyse spectrale de la pression pariétale mesurée à mi-envergure le long de la marche a permis de connaitre la répartition moyenne en fréquence de l'énergie associée aux signaux de pression pour la configuration "volet ouvert". Les Figures 4.3 (a-b) montrent les DSP calculées respectivement en amont et en aval de la marche et notamment leurs évolutions spatiales pour une vitesse U_0 de 40 m.s^{-1}. La Figure 4.3.c montre la cohérence calculée entre les paires de capteurs positionnées à mi-envergure de la marche pour une prise de référence (n^o 9) située proche du point de recollement moyen. La position ainsi que l'écart entre les différents capteurs est reporté sur les Figures 4.3 (d-e). En amont de la marche, on note globalement un plateau en basse et moyenne fréquence jusqu'à une fréquence limite, au-delà de laquelle une décroissance du niveau de ces fluctuations de pression est observée. Cette fréquence limite semble diminuer à mesure que l'on se rapproche du droit de la marche. Ainsi, il en ressort une distorsion de la DSP, de sorte que la proximité de la marche favorise l'augmentation du niveau énergétique des fluctuations en basse et moyenne fréquence alors que ce même niveau diminue dans les hautes fréquences. Ce résultat est aussi retrouvé par Farabee $et\ al.$ [26]. En aval de le marche, l'allure des DSP se conserve en s'éloignant du bord de la marche avec une diminution du niveau de fluctuation plus marquée dans la région des basses fréquences. Le niveau des DSP décroit jusqu'à atteindre le niveau obtenu en amont de la marche.

L'analyse de la cohérence entre les paires de capteurs permet de séparer la gamme de fréquence en trois domaines :

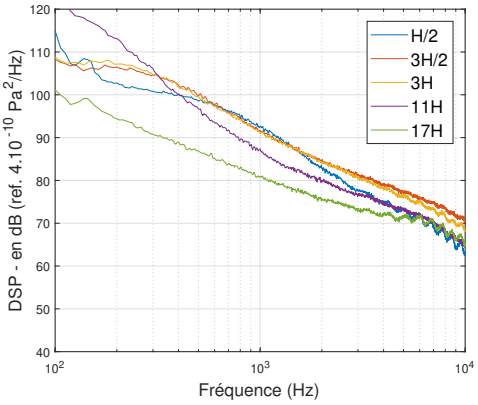
- (i) - Le domaine des très basses fréquences compris entre 0 et 100 Hz ;
- (ii) - Le domaine des basses et moyennes fréquences compris entre 0,1 kHz et 2 kHz ;
- (iii) - Le domaine des hautes fréquences compris entre 2 kHz et 10 kHz.

Le domaine des très basses fréquences n'est pas exploitable puisque comme expliqué dans le chapitre précédent, les capteurs ne permettent pas la mesure dans cette zone du spectre. De ce fait, il devient difficile de mettre en évidence le premier mode de l'écoulement, à savoir le battement de la bulle de recirculation (flapping en anglais) généralement situé en dessous de 100 Hz. On présente ainsi dans la suite uniquement les DSP de pression pariétale sur la bande [0.1 - 10] kHz.

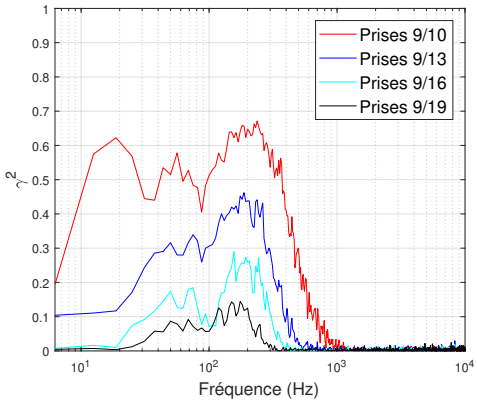
Le domaine des basses et moyennes fréquences ([0.1 - 2] kHz) ne laisse apparaître qu'un niveau très faible (en dessous de 20$\%$) de cohérence en amont de la marche. En aval de la marche (Figure 4.3.d), le maximum de cohérence (paire 9/10) associé au nombre de Strouhal 0,16 correspond au deuxième mode de l'écoulement (section 2.4.2). On choisit volontairement la prise 9 comme référence pour le calcul de cohérence car cette prise se situe proche du point de recollement moyen de l'écoulement. Physiquement, ce deuxième mode est associé au lâcher quasi-périodique de tourbillons de la bulle de recirculation (shedding en anglais). Farabee $et\ al.$



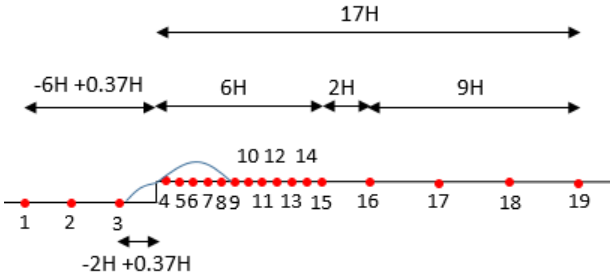
(a)



(b)



(c)



(d)

Prises	4	5	6	7	8	9	10	11
4	0	0,5H	H	1 ,5H	2H	2 ,5H	3H	3,5H
Prises	12	13	14	15	16	17	18	19
4	4H	4,5H	5H	5,5H	7,5H	10,5H	13,5H	16,5H

(e)

FIGURE 4.3 – Analyse spectrale de la pression pariétale mesurée pour plusieurs capteurs de pression disposés à mi-envergure le long de la marche pour U_0 = 40 m.s^{-1} en configuration "volet ouvert" : (a) DSP en amont de la marche (b) DSP en aval de la marche (c) cohérence en aval de la marche (d) disposition des prises de pression (e) écart spatial entre les prises de pression disposées en aval de la marche et la sonde n^o 4 (disposée à 0.5H en aval de la marche).

[26] trouvent un nombre de Strouhal assez proche puisque qu'il est de 0.15. On note par ailleurs que le niveau de cohérence diminue avec l'augmentation de la distance inter-capteur, ce qui est normal pour un phénomène convectif.

Le domaine des hautes fréquences (f > 2 kHz) montre l'absence de cohérence spatiale quelque soit l'écart entre les prises de pression. Ceci est vrai quelque soit la prise de référence

choisie, que ce soit en amont et en aval de la marche.

Analyse spectrale par bande de tiers d'octave

La Figure 4.4 montre l'évolution du coefficient de pression à mi-envergure en amont et en aval de la marche pour différentes bandes de fréquences pour une vitesse U_0 d'écoulement de 40 m.s^{-1} en configuration "volet ouvert". Dans ce but, les données de pression instationnaire ont été filtrées sur les bandes de tiers d'octave de fréquence centrale 4 kHz, 6.3 kHz et 8 kHz puis le coefficient de pression instationnaire $C_{p'}$ a été calculé comme suit :

$$C_{p'} = \frac{\sqrt{\overline{p^2(t)}}}{\frac{1}{2}\rho_{air}U_0^2} \tag{4.1}$$

où $p(t)$, ρ_{air} et U_0 désignent respectivement la pression pariétale instationnaire, la masse volumique de l'air et la vitesse incidente. On constate comme avec l'étude spectrale effectuée précédemment que le niveau de fluctuation des hautes fréquences diminue notablement à l'approche de la marche jusqu'à atteindre une valeur proche de zéro. Après le passage au-dessus de la marche, le coefficient de pression augmente pour les trois bandes de tiers d'octave jusqu'à une valeur maximale juste avant le point de recollement moyen de la bulle de recirculation aval. Ce maximum de fluctuation de pression se situe au niveau du capteur positionné à 75 mm du bord de la marche, soit à environ 0,9L_R pour la bande de tiers d'octave 4 kHz. La position de ce maximum reste approximativement la même suivant la bande de tiers d'octave considérée. Après ce maximum, le coefficient $C_{p'}$ décroit rapidement jusqu'au niveau qui était le sien en amont de la marche. Cherry *et al.* [16] ont montré que les niveaux de fluctuation mesurés en paroi sont liés aux structures aérodynamiques convectées dans la couche de mélange.

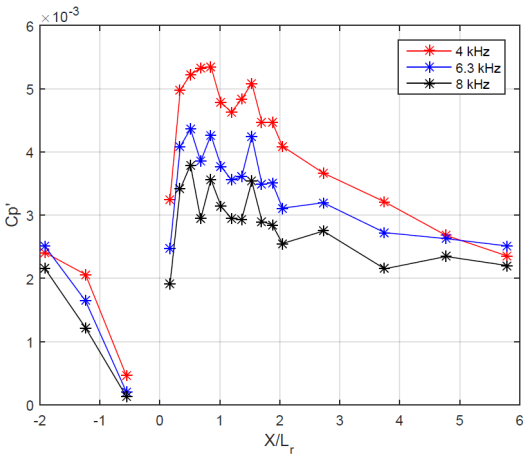


FIGURE 4.4 – Évolution à mi-envergure du coefficient de pression pariétale $C_{p'}$ pour U_0 = 40 $m.s^{-1}$ en configuration "volet ouvert". Les signaux sont filtrés par bande de tiers d'octave pour des fréquences centrales f_c égales à 4, 6.3 et 8 kHz. La longueur de recirculation L_R vaut 88 mm.

Effet de la vitesse
L'effet de la vitesse sur la DSP de pression pariétale proche du point de recollement moyen est évalué sur la Figure 4.5.a. Comme attendu, on note une augmentation globale du niveau du spectre avec l'augmentation de la vitesse. Par ailleurs, la fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire se déplace avec l'augmentation de la vitesse comme on peut le voir sur le calcul de cohérence présenté sur la Figure 4.5.b. Le nombre de Strouhal associé à ce phénomène convectif est de 0.16 comme mentionné précédemment.

Le déphasage entre deux capteurs proches du point de recollement moyen est présenté sur la Figure 4.5.c pour les trois vitesses d'analyse. Celui-ci évolue linéairement avec la fréquence pour chacune des vitesses : d'où la superposition en Strouhal. Ainsi, la vitesse de convection des grandes structures définie par $U_c = \Delta f \; 2\pi\Delta L/\Delta\chi$ vaut 19.1 m.s^{-1} pour U_0 = 30 m.s^{-1}, 25.5 m.s^{-1} pour U_0 = 40 m.s^{-1} et à 31.9 m.s^{-1} pour U_0 = 50 m.s^{-1}. Ainsi, le rapport U_c/U_0 se conserve et vaut approximativement 0.6.

4.2 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque

Les caractéristiques acoustiques de l'écoulement de marche montante sont présentées dans cette section. L'analyse spectrale des données de pression acoustique a permis de caractériser l'émission acoustique de l'écoulement en champ lointain ainsi que le bruit transmis dans le caisson (section 4.2.1). L'effet de la vitesse est ensuite évalué en Section 4.2.2. Dans cette section, l'analyse spectrale des données est réalisée à l'aide du périodogramme de Welch [77] en évaluant les DSP de pression acoustique avec une résolution fréquentielle de 9.3 Hz et 281 moyennes. La fréquence d'échantillonnage est de 51.2 kHz.

4.2.1 Mise en évidence du bruit de marche montante

Les DSP des champs acoustiques extérieur (Figure 4.6.a) et intérieur (Figure 4.6.b) sont présentées en Figure 4.6 pour deux configurations d'écoulement : l'écoulement de marche montante et l'écoulement autour de la marche carénée. Le volet est en position ouverte et la vitesse d'écoulement U_0 est de 40 m.s^{-1}. La carène placée en amont de la marche sert à supprimer l'angle de la marche et donc le décollement de couche limite généré au pied de celle-ci. L'écoulement ainsi généré se rapproche d'une configuration de couche limite. On peut par cette comparaison caractériser en fréquence la contribution acoustique de l'écoulement de marche montante. Dans le cas du champ acoustique extérieur, les deux spectres présentent un caractère large bande avec un niveau équivalent sur la gamme [300 - 800] Hz. Au-delà de 800 Hz et jusqu'à 10 kHz le bruit de marche montante émerge clairement, surtout dans les moyennes fréquences (émergence de 10 à 15 dB). Bien que l'étendue de la gamme de fréquence caractéristique du bruit de marche montante diffère suivant les auteurs, on peut dire que les résultats présentés ci-dessus sont en bon accord avec les résultats de littérature. En effet, pour l'ensemble des auteurs (par exemple Bessis [11], Largeau [47], Fischer [28], Becker $et\ al.$ [10] et Leclercq $et\ al.$ [51]), le bruit de marche montante émerge dans les moyennes et hautes fréquences. Les

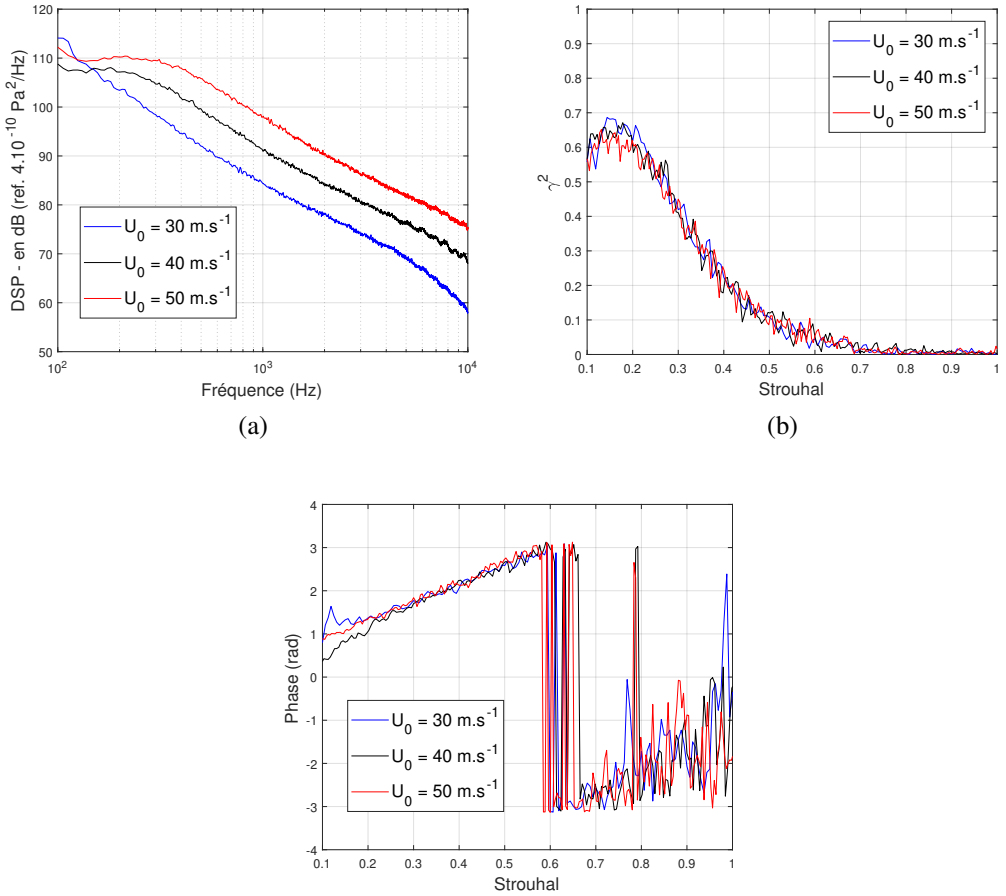
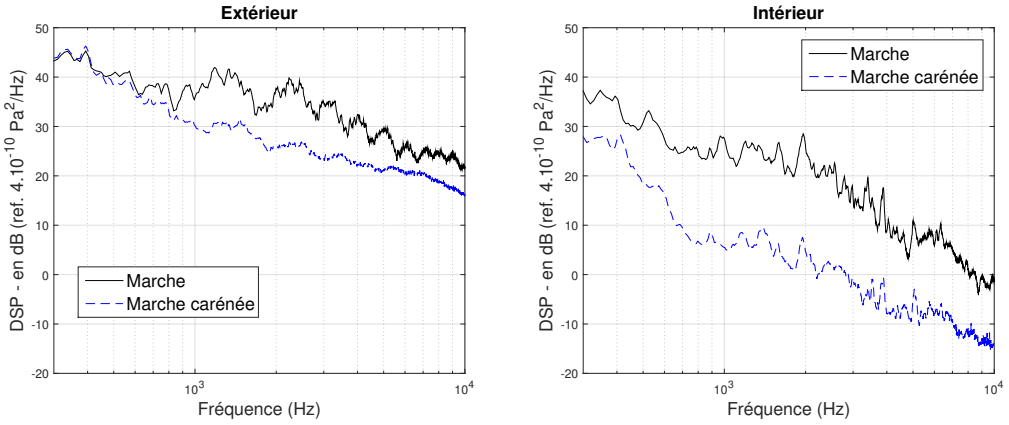


FIGURE 4.5 – Effet de la vitesse sur la (a) DSP, (b) la cohérence (c) le déphasage tous deux calculés entre deux capteurs disposés proches du point de recollement moyen en configuration "volet ouvert". Les longueurs de recirculation L_R pour U_0 égal à 30, 40 et 50 m.s^{-1} valent respectivement 98, 88 et 78 mm.

différences constatées sur l'étendue de cette gamme de fréquence caractéristique du bruit de marche montante peuvent être attribuées aux différences de nombre de Reynolds mais relèvent plutôt de la qualité de la soufflerie anéchoïque utilisée. En outre, des "bosses" sont notées sur les spectres. Il s'agit vraisemblablement d'un effet d'interférence dû à la réflexion des ondes acoustiques sur les parois du montage expérimental. Cet effet est atténué dans le cas du champ acoustique intérieur. Finez [27] a relevé un effet d'interférence similaire dans le cadre de l'étude de bruit de bord de fuite à large bande d'une grille d'aubes linéaire.

Dans le cas du champ acoustique intérieur, le spectre de bruit de marche montante émerge sur toute la gamme de fréquence d'étude à savoir [0.3 - 10] kHz, mais en particulier dans la région des moyennes fréquences. L'émergence du bruit de marche montante est donc supérieure (10 à 20 dB) dans le caisson que dans le champ extérieur. A titre d'explication, on peut avancer



(a) (b)

FIGURE 4.6 – Comparaison des DSP de bruit généré par l'écoulement de marche montante et l'écoulement autour d'une marche carénée pour les champs acoustiques (a) extérieur et (b) intérieur ($i.e.$ dans le caisson) pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1} en configuration "volet ouvert". On utilise le microphone 1 pour caractériser le champ acoustique intérieur.

le fait que le bruit de la soufflerie est plus atténuée que la contribution de la marche.

4.2.2 Effet de la vitesse et mécanisme de rayonnement acoustique

Les Figures 4.7.a et 4.7.b mettent en évidence l'effet de la vitesse sur les spectres de bruit en bande fine obtenus respectivement pour les champs acoustiques extérieur et intérieur. On note une conservation de l'allure des spectres avec la vitesse dans les deux cas. Les Figures 4.7.c et 4.7.d montrent les spectres obtenus avec une normalisation U_0^6. Cette loi en puissance 6 est associée au mécanisme de rayonnement acoustique dipolaire, celui-ci étant généralement associé aux fluctuations de forces aérodynamiques sur une surface rigide [35]. Dans la présente étude, il s'agit de fluctuations de forces aérodynamiques induites par l'activité instationnaire des deux bulles de recirculation de l'écoulement. Les spectres calculés pour le champ acoustique extérieur se confondent relativement bien, ce qui tend à confirmer la nature dipolaire du bruit aéroacoustique externe. Il en est de même pour le champ acoustique intérieur en basse fréquences ($i.e$ pour f < 1 kHz) mais ce n'est plus le cas pour les fréquences supérieures. Ce comportement peut être attribué à la présence de la vitre en aval de la marche et aux mécanismes vibroacoustiques qui tendent à complexifier le transfert d'énergie acoustique dans le caisson. Les spectres en tiers d'octave présentés sur les Figures 4.7.e et 4.7.f permettent d'émettre les mêmes conclusions que pour les spectres obtenus avec une étude en bande fine.

Après avoir évalué la répartition spectrale du bruit associé à l'écoulement de marche montante, on considère dans la suite une approche globale afin d'obtenir une courbe d'évolution du bruit en fonction de la vitesse incidente U_0. La quantité acoustique considérée est un niveau acoustique global intégré entre 300 et 10 kHz : on la nomme L_g^{int} pour le bruit intérieur et L_g^{ext} pour le bruit extérieur. Ces courbes sont présentées sur la Figure 4.8 pour le volet en configura-

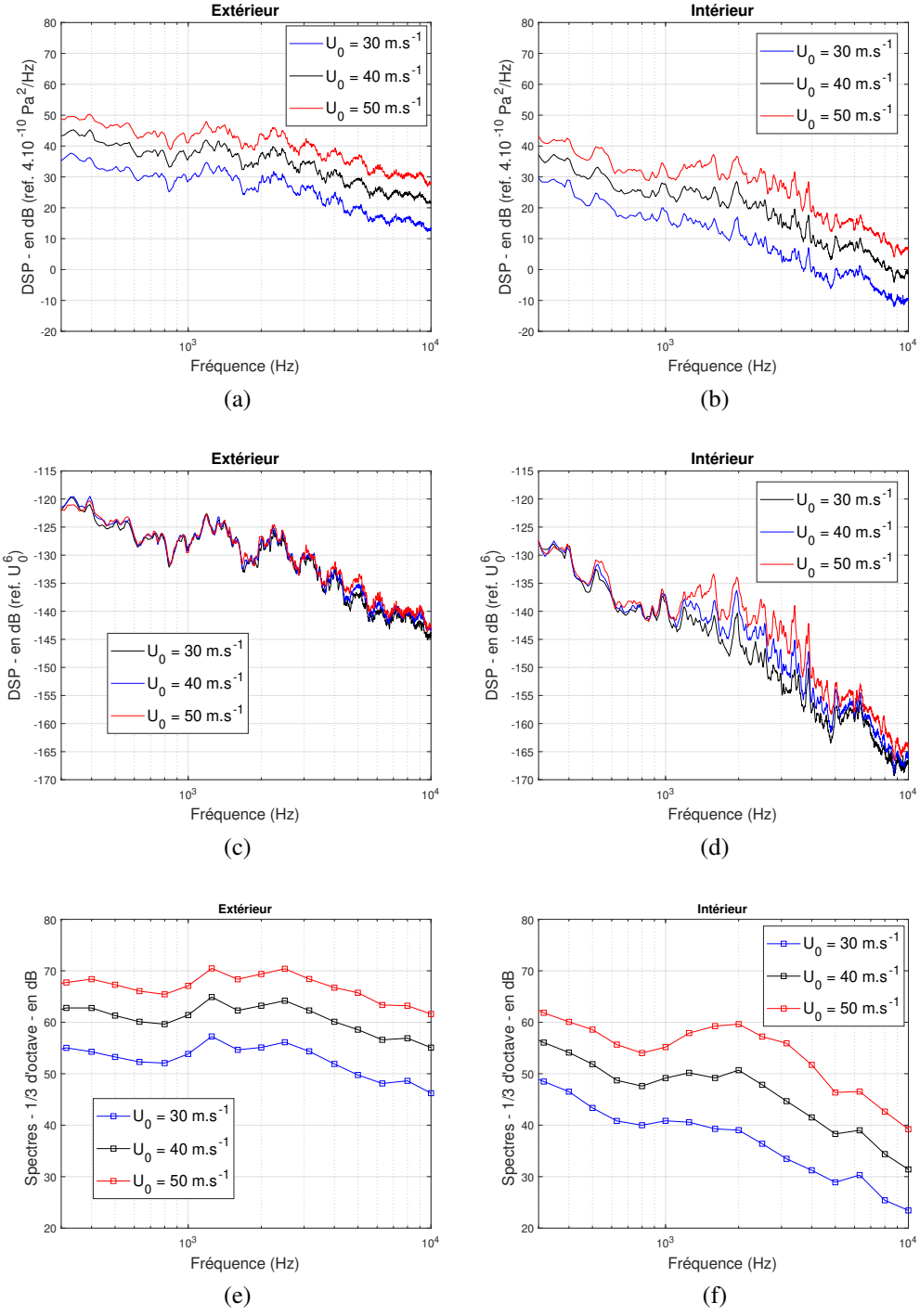


FIGURE 4.7 – Effet de la vitesse sur les spectres de bruit généré par l'écoulement de marche montante pour le champ acoustique extérieur (à gauche) et dans le caisson (à droite) en configuration "volet ouvert" : (a-b) DSP (c-d) normalisation des DSP en $U_0{}^6$ (e-f) niveau acoustique par bande de tiers d'octave.

tion "volet ouvert". La courbe rouge correspond au bruit extérieur ($i.e.$ L_g^{ext}) alors que la courbe bleue correspond au bruit mesuré dans le caisson ($i.e.$ L_g^{int})

La recherche de la loi de variation de niveau global L_g due à une augmentation de la vitesse incidente U_0 permet de déterminer le mécanisme dominant de génération de bruit. On utilise la relation suivante :

$$\Delta L_g = 10log\left[\left(\frac{U_2}{U_1}\right)^{\alpha}\right], \tag{4.2}$$

où ΔL_g correspond à la hausse de niveau global en dB mesurée pour une augmentation de vitesse incidente définie par le rapport U_2/U_1. La résolution de cette équation permet de trouver la valeur de α, soit la loi d'évolution du bruit en fonction de la vitesse. Ainsi, on trouve que le bruit intérieur évolue proportionnellement à $U^{6.9}$ alors que le bruit extérieur évolue proportionnellement à $U^{6.3}$.

Rappelons qu'une loi en puissance 6 indique un mécanisme de génération de bruit de type dipolaire auquel est associé les fluctuations de forces aérodynamiques générées sur une surface rigide. Une loi en puissance 8 indique un mécanisme de génération de bruit de type quadripolaire faisant référence aux contraintes de cisaillement dans les écoulements. Les relations précédemment trouvées pour le bruit de marche montante montrent que le comportement ($U^{6.9}$) se situe entre une loi dipolaire et une loi quadripolaire. La contribution quadripolaire est d'ailleurs plus marquée pour le bruit intérieur que pour le bruit extérieur. Pour un véhicule réel, Oettle [64] associe l'évolution du bruit en puissance 6 à la dynamique du tourbillon de montant de baie. On peut ainsi de manière analogue avancer l'action des deux bulles de recirculations autour de la marche afin d'expliquer cette caractéristique du bruit (évolution en puissance en $U^{6.9}$).

Cette étude concernant la caractérisation du mécanisme de génération de bruit peut-être répétée pour chaque bande de tiers d'octave. Le résultat de cette analyse est exposé sur la Figure 4.9 pour la configuration "volet ouvert". Concernant le bruit extérieur, la loi d'évolution du bruit avec la vitesse est comprise entre U^6 et U^7, soit un mécanisme de génération de bruit à tendance dipolaire. Le bruit intérieur est de nature dipolaire pour les bandes de tiers d'octave inférieures ou égale à 1 kHz et pour les bandes comprises entre 5kHz et 8 kHz. Pour les bandes comprises entre 1.25 kHz et 4 kHz, le comportement est plus proche d'un mécanisme de type quadripolaire. Ce résultat vient en complément du résultat présenté sur la Figure 4.7.d), à savoir que les spectres ne se confondent pas avec une normalisation en ${M_a}^6$ dans la région des moyennes fréquences. L'étude effectuée pour les différentes bandes de tiers d'octave permet donc d'avancer une contribution quadripolaire dans cette région du spectre. Le champ acoustique intérieur présenterait donc une sensibilité non négligeable au cisaillement dans l'écoulement à l'inverse du champ acoustique extérieur qui est lui très sensible aux fluctuations de forces aérodynamiques dans l'écoulement.

Enfin, la cohérence calculée entre le microphone extérieur et intérieur (microphone 1) a été calculée pour plusieurs vitesses d'écoulement U_0. Le résultat est présenté sur la Figure 4.10. La

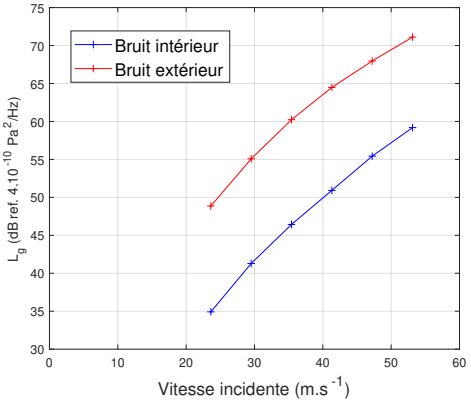


FIGURE 4.8 – Niveau acoustique global L_g intégré entre 0.3 et 10 kHz en fonction de la vitesse incidente U_0 en configuration "volet ouvert".

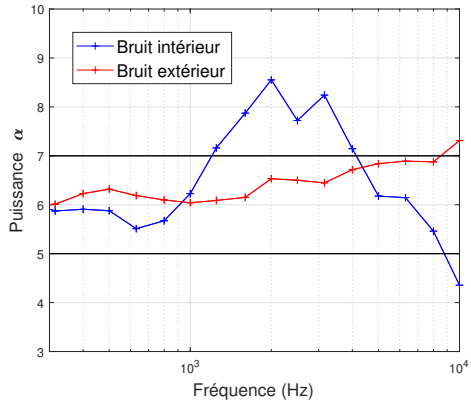


FIGURE 4.9 – Loi de puissance α obtenue entre le niveau de bruit par bandes de tiers d'octave pour le bruit intérieur et extérieur, en configuration "volet ouvert".

cohérence est strictement inférieure à 20% sur toute la gamme de fréquence d'étude, y compris autour de la fréquence de coïncidence de la vitre. Ceci met en évidence que le bruit aéroacoustique rayonné en champ lointain par la marche n'est pas ou faiblement perçu à l'intérieur du caisson. Le bruit perçu à l'intérieur est le fruit de mécanismes complexes liés au couplage du vitrage avec les fluctuations de pression externes en proche paroi. La section suivante évalue l'effet de la position du volet sur les caractéristiques aérodynamique et acoustique de l'écoulement.

4.3 Influence de la position du volet

On évalue dans cette section l'effet de la position du volet sur les caractéristiques aérodynamique et acoustique du montage expérimental présentées dans les sections 4.1 à 4.3. L'effet de l'angle de fermeture du volet sur l'écoulement incident ainsi que sur le champ de vitesse autour de la marche est tout d'abord étudié (sections 4.3.1 et 4.3.2). Les variations du niveau

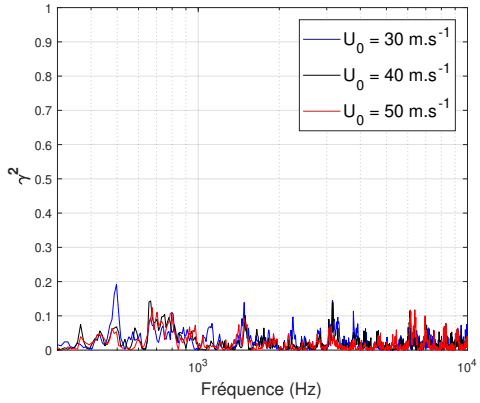


FIGURE 4.10 – Cohérence γ^2 calculé entre les microphones extérieur et intérieur (microphone 1) pour plusieurs vitesses.

de fluctuation de pression en paroi avec cet angle sont ensuite présentées (section 4.3.3). Enfin, on caractérise l'évolution du bruit mesuré dans le caisson suivant la position du volet dans la section 4.3.4.

4.3.1 Écoulement incident

La Figure 4.11 évalue pour plusieurs vitesses d'écoulement U_0, l'augmentation de vitesse ΔU(en $\%$ par rapport à U_0) générée par l'angle de fermeture du volet. La mesure de vitesse moyenne incidente est effectuée dans la zone d'écoulement uniforme à l'aide d'un tube de Pitot ($i.e.$ aux coordonnées suivantes (X,Y,Z) = (-5H, 0, 10.5H) m). Pour les trois vitesses d'analyse, la sur-vitesse mesurée entre les positions ouverte (0°) et fermée (-90°) varie entre 5.5 et 6 $\%$. Par ailleurs, on constate que pour des angles de fermeture faibles ($i.e.$ < 40°), la vitesse ne présente qu'une très faible variation. Enfin, des calculs complémentaires peuvent montrer qu'entre la position "volet ouvert" et "volet fermé", le taux de turbulence augmente de 0.5$\%$ à 2$\%$.

4.3.2 Champ de vitesse au voisinage de la marche

L'effet de la position du volet sur l'écoulement est présenté sur la Figure 4.12. On montre la distribution de l'écart de norme de vitesse générée lorsque le volet est fermé par rapport à la position ouverte du volet dans un plan de mesure situé à Y = 0 mm (axe de symétrie de l'écoulement) pour U_0 égale à 40 m.s^{-1}. La moyenne des champs de vitesse est calculée avec un temps d'intégration de 3 s. Pour rappel, l'étude est effectué dans ce plan car l'écoulement est en moyenne bidimensionnel, ce qui permet à travers l'étude de ce plan de caractériser l'effet global sur l'écoulement autour de la marche. L'augmentation de vitesse est globalement concentrée en amont de la marche, au niveau des zones situées au-dessus des deux bulles de recirculation ainsi que dans le sillage de la bulle de recirculation en aval de la marche. Ainsi, les deux bulles de recirculation présentent une faible sensibilité à la position du volet. La sur-vitesse

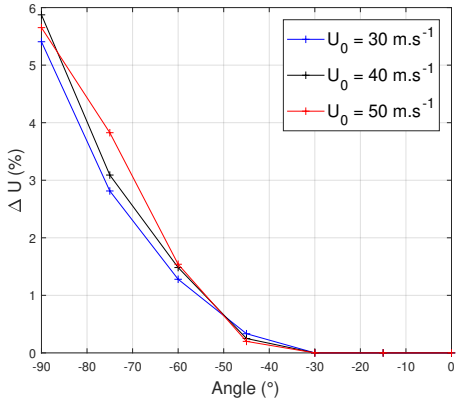


FIGURE 4.11 – Effet de la position du volet (caractérisée par son angle de fermeture) sur la vitesse incidente U_0. Cet effet est évalué en calculant l'augmentation de vitesse ΔU (en pourcentage par rapport à U_0) pour trois vitesses d'écoulement : 30, 40 et 50 m.s^{-1}.

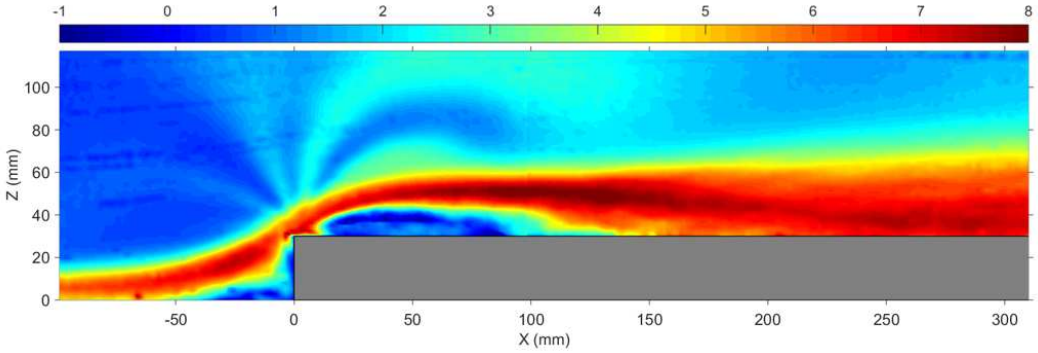
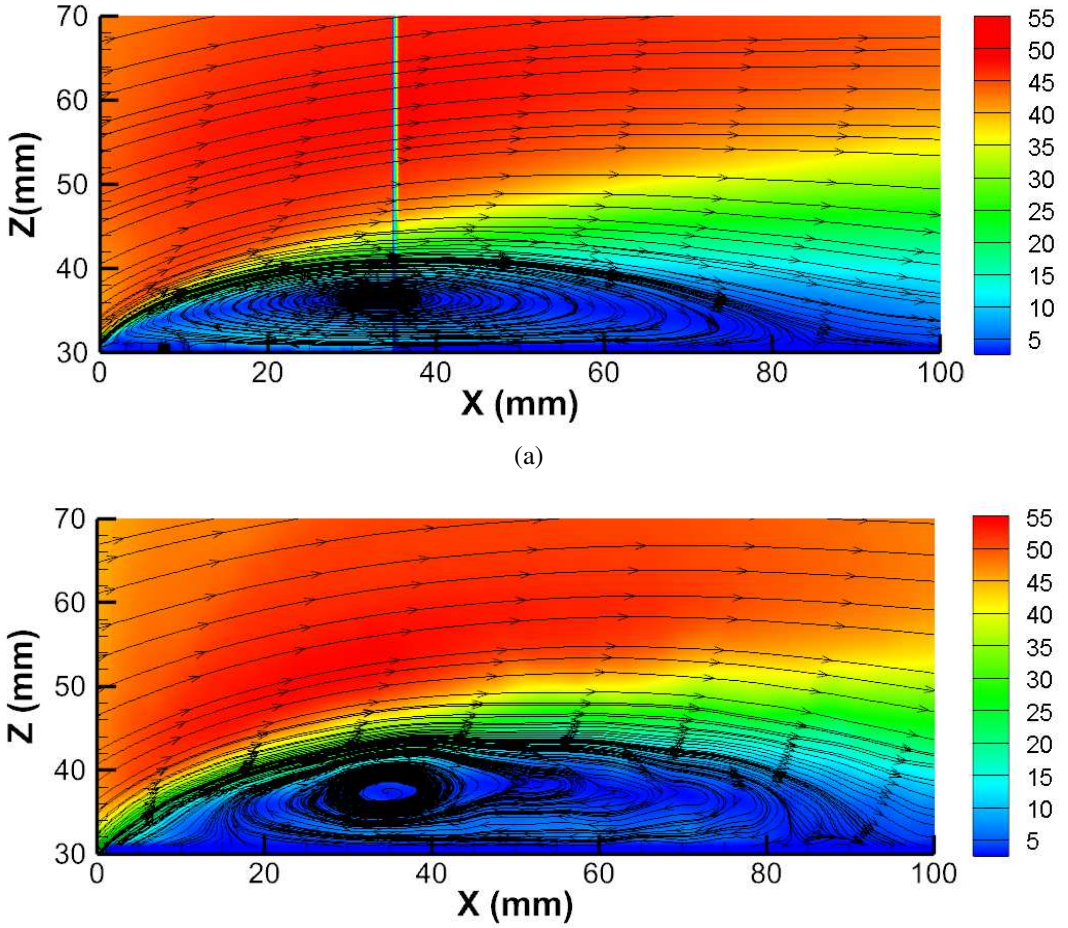


FIGURE 4.12 – Distribution de la différence de norme du champ de vitesse en m.s^{-1} entre les positions ouverte et fermée du volet au voisinage de la marche. La mesure est effectuée dans un plan de mesure situé à Y = 0 mm. La vitesse incidente U_0 vaut 40 m.s^{-1}

générée atteint jusqu'à 8 m.s^{-1} au-dessus du tourbillon en aval de la marche. Par ailleurs, cet effet de sur-vitesse autour de la marche s'accompagne d'un léger mouvement de la bulle de recirculation aval proche du bord de la marche. Ce léger déplacement vers l'aval de la bulle de recirculation sans allongement significatif de la longueur de cette bulle est attesté à l'aide des lignes de courant tracées sur les Figures 4.13.(a-b) pour les configurations "volet ouvert" et "volet fermé" du champ de vitesse obtenu en aval de la marche. On note une augmentation de vitesse d'approximativement 7 m.s^{-1} dans la zone située directement aval du bord de la marche.

4.3.3 Pression pariétale instationnaire

La Figure 4.14 présente l'effet de la position du volet sur les DSP de pression pariétale instationnaire à mi-envergure en aval de la marche. Dans cette section les valeurs de X sont adimensionnés par la longueur de recollement de l'écoulement moyen L_R. Très proche du bord de la marche ($X = 0.16L_R$), la DSP calculée lorsque le volet est fermé présente un niveau globa-

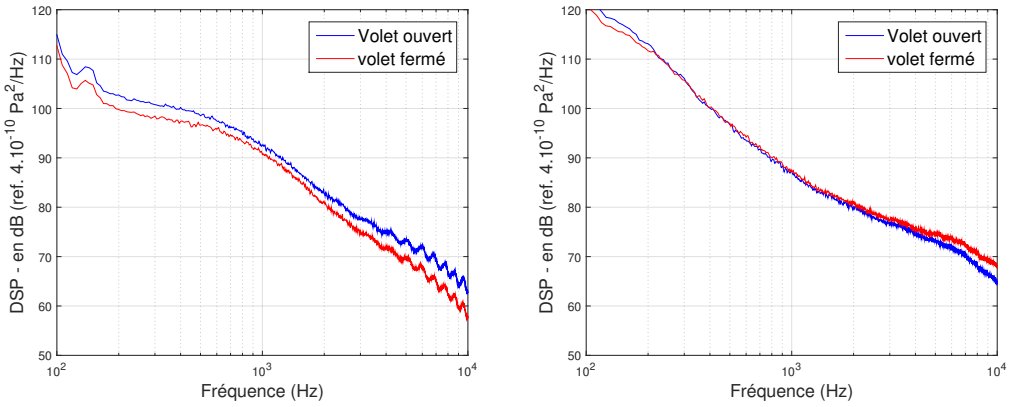


(a)

(b)

FIGURE 4.13 – Effet de la position du volet sur la norme des champs de vitesses moyenne et les lignes de courant associées à la mesure effectuée dans un plan situé à Y = 0 mm, en aval de la marche pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) "volet ouvert" (b) "volet fermé".

lement inférieur à la DSP calculée lorsque le volet se trouve en position ouverte (Figure 4.14.a). Ceci confirme ce qui a été observé sur les champs de vitesse, à savoir le déplacement vers l'aval de la bulle de recirculation. Ainsi, ce capteur ne se trouve plus sous la bulle de recirculation, ce qui induit une diminution de l'amplitude des fluctuations induites par l'activité instationnaire de cette bulle. En s'éloignant du bord de la marche, les DSP calculées ne montrent pas de sensibilité à la position du volet sauf dans la région des hautes fréquences (Figures 4.14.b). La sur-vitesse générée lorsque le volet est fermé accentue les contraintes de cisaillement au-dessus de la bulle de recirculation, ce qui pourrait avoir pour conséquence d'augmenter l'énergie associée aux petits tourbillons (liés aux fluctuations aux hautes fréquences) convectés dans la couche de mélange. L'augmentation du niveau du spectre serait ainsi la signature en paroi de ces tourbillons. Ce résultat est important du point de vue du bruit aérodynamique puisqu'il permet d'affirmer que seules les structures aérodynamiques susceptibles de rayonner en haute fréquence sont sensibles à la position du volet.



(a) (b)

FIGURE 4.14 – Effet de la position du volet sur les DSP de pression pariétale à mi-envergure en aval de la marche pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) $X = 0.16L_R$; (b) $X = 3.75L_R$.

Une étude similaire est effectuée à l'aide d'une approche par bande tiers d'octave ($i.e.$ les bandes 4, 6.3 et 8 kHz). Les Figures 4.15 (a-c) présentent l'effet de la position du volet sur l'indicateur statique $\overline{\phi_p(t)}$ à mi-envergure de la marche (voir section 3.4.1). $\overline{\phi_p(t)}$ est calculé avec un temps d'intégration de 30 s. Cet effet est évalué en calculant $\Delta\overline{\phi_p(t)}$ qui est défini comme la différence entre les valeurs de l'indicateur statique $\overline{\phi_p(t)}$ pour les états "volet ouvert" et "volet fermé". On note globalement une hausse du niveau de fluctuation de pression en paroi lorsque le volet est fermé pour les trois bandes de fréquences étudiées. Cette hausse est maximale à $1.5L_R$ du bord de la marche (légèrement en aval du point de recollement moyen) puis décroit progressivement en aval. On peut ainsi dire que la zone de l'écoulement en paroi la plus sensible à la position du volet est la zone située immédiatement en aval du point de recollement moyen de l'écoulement.

On note par ailleurs que le niveau de fluctuation diminue ($\Delta\overline{\phi_p(t)} < 0$) lorsque le volet est fermé, pour les deux capteurs situés respectivement à $0.5H$ (ou $0.17L_R$) et H (ou $0.34L_R$) du bord de la marche pour les trois bandes de fréquences considérés. Ceci confirme le résultat trouvé à l'aide des DSP. Cette légère baisse du niveau de fluctuation de pression en paroi peut être associée au mouvement de la bulle de recirculation proche du bord de la marche mise en évidence lors de l'étude du champ de vitesse présentée dans la section précédente. Cette mesure en paroi indique donc que les capteurs en question ne se situent plus sous la bulle de recirculation, dont l'effet est d'augmenter l'intensité du chargement aérodynamique pariétal moyen localement sur la vitre.

Enfin, la Figure 4.16 montre l'évolution de l'indicateur statique de fluctuation de pression pariétale $\overline{\phi_p(t)}$ par rapport à l'angle de fermeture du volet, pour plusieurs points de mesure situés à mi-envergure en aval de la marche : dans la bulle de recirculation (Figure 4.16.a), proche du

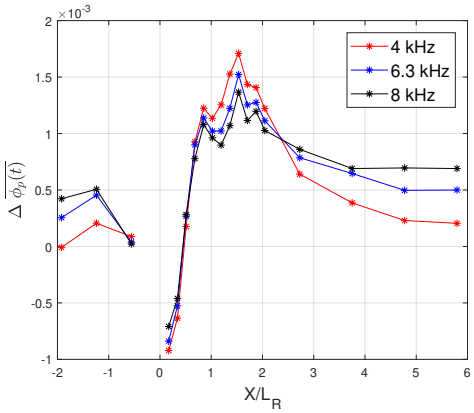


FIGURE 4.15 – Effet de la fermeture du volet sur l'indicateur de pression pariétale calculé pour plusieurs bandes de tiers d'octave à mi-envergure en amont et en aval de la marche pour U_0 = 40 m.s^{-1}.

point de recollement de l'écoulement moyen (Figure 4.16.b), dans la zone de l'écoulement la plus sensible au mouvement du volet (Figure 4.16.c) et dans la zone la plus éloignée du bord de la marche (Figure 4.16.d). On trace également l'interpolation polynomiale d'ordre 7 de ces courbes. Celles-ci seront utilisés au chapitre 5 afin de construire un modèle quasi-stationnaire de la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuations de pression pariétale induite par une variation rapide de vitesse. L'évolution des indicateurs statiques est singulière puisque l'on note une phase de stagnation du niveau de fluctuation de pression pariétale en particulier pour les points de mesure situés dans la bulle de recirculation (Figure 4.16.a) et proche du point de recollement de l'écoulement moyen (Figure 4.16.b). Cet effet est aussi retrouvé loin du bord de la marche en aval (Figure 4.16.d) mais dans une moindre mesure. La gamme d'angle concernée par cette stagnation varie selon les points. Au contraire, on note pour la zone de l'écoulement la plus sensible au mouvement du volet (Figure 4.16.c), l'absence de ce motif caractéristique.

4.3.4 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque

Après avoir évalué l'influence de la position du volet sur l'écoulement autour de la marche et sur le chargement aérodynamique de la vitre, on évalue son effet sur le bruit mesuré dans le caisson. Les Figures 4.17 (a-b) montrent respectivement la distribution spectrale des bruits intérieur et extérieur mesurés en configuration "volet ouvert" (courbes bleues) et "volet fermé" (courbes rouges) par bandes fines pour une vitesse incidente U_0 égale à 40 m.s^{-1}. Les spectres de bruit intérieur mettent en évidence une faible augmentation de bruit générée lorsque le volet est en position fermée : on note en moyenne une hausse d'approximativement 2 dB sur l'ensemble du spectre. Les spectres du bruit extérieur laissent en revanche apparaître une augmentation plus importante, de près de 5 dB, à l'exception des basses fréquences où l'augmentation est proche de 10 dB. Par ailleurs, on associe sur la Figure 4.17.c les courbes correspondant aux barres d'erreur relatives à l'estimation de la DSP correspondant à la configuration "volet ouvert". Celles-ci sont évaluées en considérant un intervalle de confiance délimité par : $\pm 3 S_{xx}/\sqrt{L}$ avec S_{xx} la densité

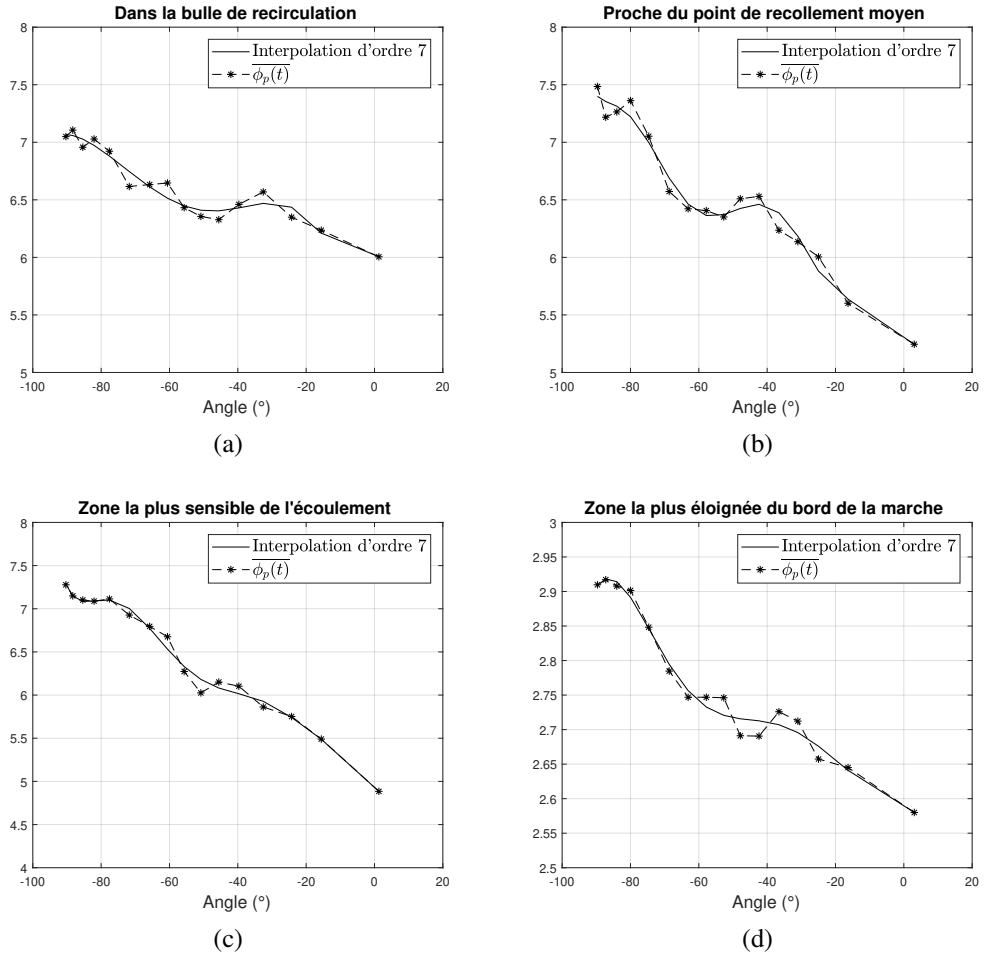


FIGURE 4.16 – Effet de la position angulaire du volet sur le niveau de fluctuation de pression pariétale $\overline{\phi_p(t)}$ à mi-envergure en aval de la marche pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1} : (a) X/L_R = 0.68 (b) X/L_R = 1.02 (c) X/L_R = 1.7 (d) X/L_R = 6.47. Les positions 0° et -90° correspondent respectivement aux positions "volet ouvert" et "volet fermé".

spectrale de puissance du signal (ou DSP) et L le nombre de moyennes utilisé pour l'estimation du spectre. La courbe correspondant à la configuration "volet fermé" (courbe rouge) n'étant pas contenue dans l'intervalle d'erreur précédemment définie, on peut considérer comme statistiquement significative la hausse de bruit de 2 dB calculée lorsque l'on ferme le volet.

L'utilisation d'un dispositif actif dans la veine d'essai génère des problèmes qu'il est important de prendre en considération. En effet, le volet produit par interaction avec l'écoulement en sortie du convergent, un bruit aéroacoustique parasite que l'on nommera bruit "propre" du volet et qu'il convient de séparer de la hausse du bruit générée par l'écoulement de marche montante lorsque le volet est en position fermée. Ce type de bruit est indésirable et il est important de connaitre dans quelle mesure il est transmis dans le caisson. Pour cela, on évalue tout d'abord l'évolution du bruit en fonction de la fréquence de consigne f_{cons} du variateur de la soufflerie

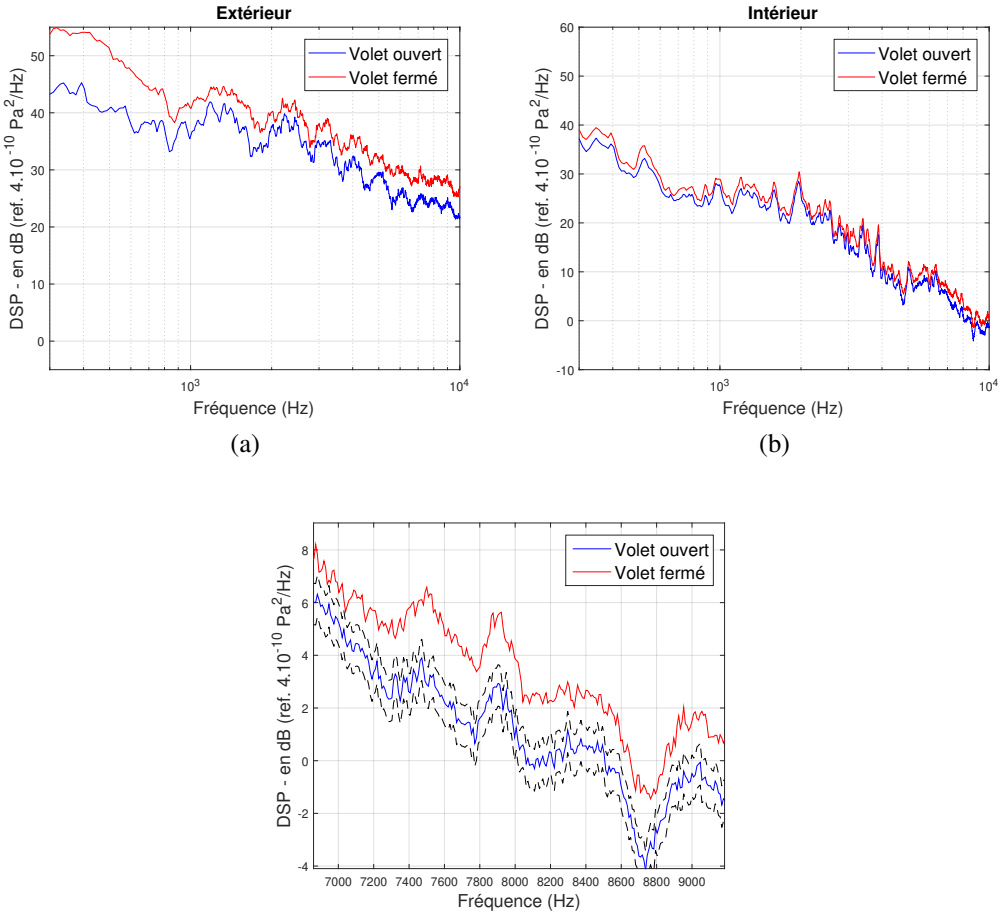
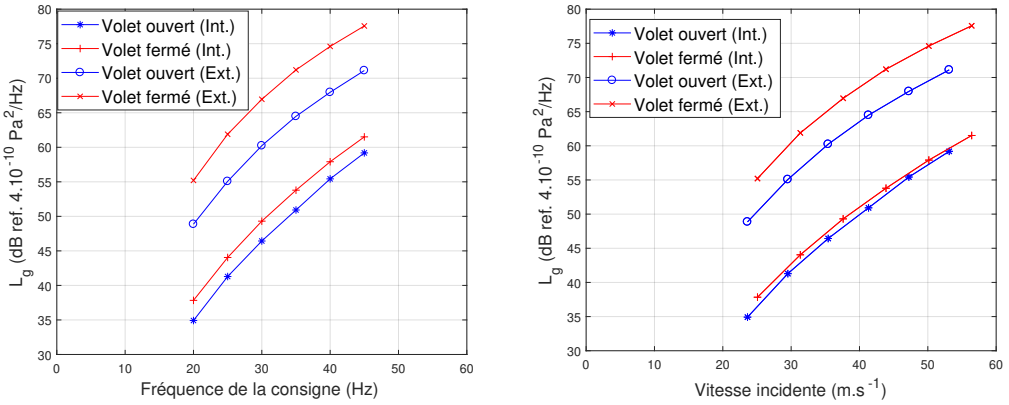


FIGURE 4.17 – Effet de la position du volet sur la distribution spectrale du bruit (bande fine) pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) spectres de bruit extérieur ; (b) spectres de bruit dans le caisson ; (c) spectres de bruit intérieur avec un intervalle de confiance de $\pm 3S_{xx}/\sqrt{L}$. Les courbes obtenues en configuration "volet ouvert" sont tracées en bleues alors que celles obtenues en configuration "volet fermé" sont tracées en rouge. Les courbes relatives à l'intervalle de confiance de l'estimation du spectre en configuration "volet ouvert" sont tracées en noir.

pour les configurations "volet ouvert" et "volet fermé". Le calcul est effectué pour les champs acoustiques intérieur et extérieur. La quantité acoustique considérée pour caractériser le bruit est à nouveau un niveau acoustique global noté L_g et intégré sur l'intervalle de fréquence [300 Hz - 10 kHz]. La Figure 4.18.a présente les résultats obtenus . Les courbes rouges et bleues correspondent respectivement aux configurations "volet ouvert" et "volet fermé". Les résultats font état d'une hausse de bruit d'approximativement 2 dB dans le caisson et d'une hausse d'approximativement 6 dB pour le bruit extérieur (Figure 4.18.a). Cette hausse de bruit reste par ailleurs approximativement constante lorsque l'on augmente la fréquence de consigne de la soufflerie. Afin de quantifier la part de bruit qui est imputable au bruit "propre" du volet, on présente les courbes précédentes en fonction de la vitesse incidente U_0. Pour cela, il est nécessaire de

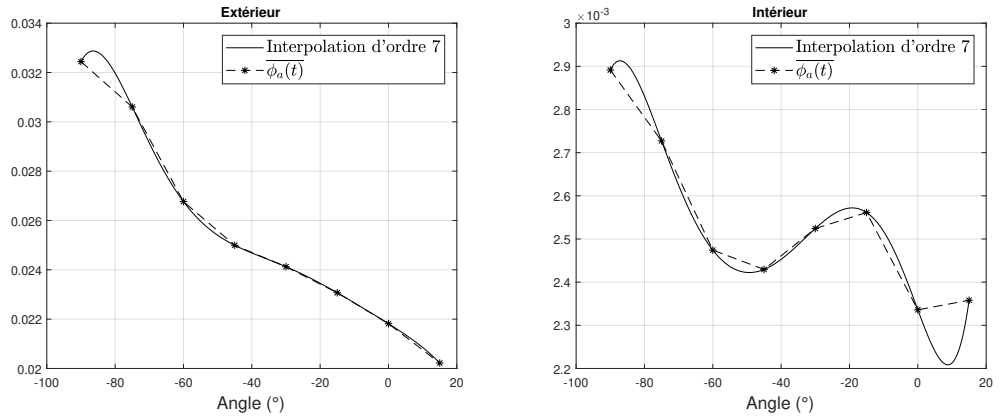


(a) (b)

FIGURE 4.18 – Niveau acoustique global L_g mesuré dans le caisson et dans le champ extérieur pour les configurations "volet ouvert" et "volet fermé" en fonction de (a) la fréquence de consigne de la soufflerie (b) la vitesse incidente mesurée en (X,Y,Z) = (-5H, 0, 10.5H) m par tube de Pitot. La fréquence de consigne f_{cons} du variateur est liée à la vitesse incidente U_0 par les équations suivantes : U_0 = 1.18f_{cons} dans la configuration "volet ouvert" et U_0 = 1.25f_{cons} dans la configuration "volet fermé".

connaitre la relation liant la fréquence de consigne f_{cons} à la vitesse U_0, celle-ci étant différente pour les configurations "volet ouvert" (U_0 = 1.18f_{cons}) et "volet fermé" (U_0 = 1.25f_{cons}). Ces deux relations sont connues en mesurant à l'aide d'un tube de pitot disposé en amont de la marche proche du centre de la veine aux coordonnées (X,Y,Z) = (-5H, 0, 10.5H) m. Les résultats sont présentés sur la Figure 4.18.b. L'opération de recalage avec la vitesse laisse apparaître dans le caisson une différence de 1 dB entre le bruit mesuré en configuration "volet ouvert" et "volet fermé" pour une même vitesse incidente. Cette différence de niveau est de tout évidence associée au bruit d'interaction de l'écoulement avec le volet. Ce bruit a néanmoins tendance à se réduire lorsque l'on augmente la vitesse de l'écoulement et devient pratiquement nul autour de 53 m.s^{-1}. Dans le champ extérieur, la différence de bruit est d'approximativement 6 dB pour toutes les vitesses. Ceci indique qu'au contraire du bruit mesuré dans le caisson que le champ extérieur est très sensible au bruit "propre" du volet.

L'évolution du bruit contenu dans la bande de tiers d'octave 4 kHz en fonction de la position du volet est présentée pour le bruit intérieur (Figure 4.19.a) et extérieur (Figure 4.19.b) pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1}. Le calcul de l'indicateur statique $\overline{\phi_a(t)}$ utilisé pour caractériser le bruit est effectué pour plusieurs positions statiques du volet avec un temps d'acquisition de 30 secondes. Concernant le bruit extérieur (Figure 4.19.b), l'évolution est monotone et la hausse de bruit est d'approximativement 4 dB (0.012 Pa) entre les positions "volet ouvert" et "volet fermé". Le bruit extérieur est donc très sensible à la position du volet, ce qui peut être justifié par la proximité du microphone avec celui-ci. Il s'agit donc d'une importante source de bruit.



(a) (b)

FIGURE 4.19 – Effet de la position du volet sur l'indicateur statique $\overline{\phi_a(t)}$ en Pa (a) bruit extérieur et (b) intérieur pour la bande de tiers d'octave de fréquence centrale f_c = 4 kHz : la vitesse d'écoulement U_0 vaut 40 m.s^{-1}. Le temps d'intégration est de 30 secondes pour chaque point de mesure.

La sensibilité du bruit intérieur à la position du volet est très faible pour les angles compris entre -15° et -40° (Figure 4.19.b), c'est-à-dire que l'on observe pratiquement un plateau sur cette gamme d'angle. En deçà de cet angle ($i.e.$ pour les angles inférieurs à -40°) le niveau de bruit augmente de façon monotone quand le volet se ferme. La hausse de bruit entre les deux positions du volet est d'approximativement 2dB (0.00055 Pa). On observe donc une phase de stagnation du bruit suivie d'une phase de hausse du bruit. Ce motif particulier a également été constaté sur la Figure 4.16 lorsque l'influence du volet sur l'indicateur statique de pression pariétale $\overline{\phi_p(t)}$ a été présentée pour plusieurs capteurs de mesure disposés à mi-envergure de la marche. On constate ainsi que ce comportement particulier de l'indicateur statique de pression acoustique est lié à la dynamique de l'écoulement autour de la marche et en particulier au chargement aérodynamique de la vitre. Ce motif n'est pas retrouvé pour le bruit extérieur probablement car le microphone extérieur est sensible au bruit "propre" du volet du à sa proximité avec celui-ci. Les conclusions sont similaires pour les bandes de tiers d'octave 6.3 kHz et 8kHz.

Enfin, sur ces deux figures une courbe d'interpolation polynomiale (par la méthode des moindres carrés) est présentée pour le bruit extérieur (Figure 4.19.a) et intérieur (Figure 4.19.b). Ces courbes seront utilisées dans le Chapitre 5 afin de construire les modèles quasi-stationnaires de la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuations de pression acoustique induite par une variation rapide de vitesse incidente.

4.4 Synthèse du chapitre

Une étude de caractérisation aérodynamique et acoustique du montage expérimental en configuration statique du volet a été présentée dans ce chapitre. Il s'agissait d'une étude indispensable avant d'envisager une étude dynamique dont les résultats sont présentés dans les chapitres qui suivent.

L'analyse de la structuration de l'écoulement de marche montante a permis de mettre en évidence les deux structures tourbillonnaires bien identifiées dans la littérature : le tourbillon de pied de marche et la bulle de recirculation en aval de la marche. Deux mécanismes sont associés à cette bulle et pilotent l'excitation de la vitre située en aval de la marche : le battement de la bulle et le lâcher tourbillonnaire. La fréquence caractéristique du lâcher tourbillonnaire a été clairement identifiée. Ces mécanismes sont caractérisés par d'importants niveaux de fluctuations de pression sur la vitre. Ces deux phénomènes participent à l'excitation de la vitre du bord de la marche jusqu'au point de recollement moyen puis au-delà, le lâcher tourbillonnaire devient la principale source d'excitation du vitrage, celui-étant un phénomène convectif.

L'étude des caractéristiques fréquentielles du bruit transmis dans le caisson a permis de mettre clairement en évidence une contribution liée à cet écoulement dans les moyennes et hautes fréquences. Le mécanisme de rayonnement associé est de plus majoritairement dipolaire.

L'effet de la position du volet sur l'écoulement a ensuite été évalué. Une hausse d'approximativement 6% de la vitesse incidente est notée lorsque le volet est fermé. Par ailleurs, l'analyse des statistiques des champs de vitesse a permis d'attester de la faible sensibilité de la taille des deux structures tourbillonnaires précédemment mentionnées à la position du volet. Néanmoins, à la fermeture du volet, une importante sur-vitesse est générée juste au-dessus de ces structures, celles-ci pouvant atteindre 8 $m.s^{-1}$. Cette sur-vitesse s'accompagne du déplacement de la bulle de recirculation proche du bord de la marche (entre 0 et H/2). La signature en paroi de ce mouvement de la bulle est une diminution du niveau de fluctuation de pression.

Le bruit "propre" du volet défini comme le bruit d'interaction du volet avec l'écoulement incident est peu transmis dans le caisson. En effet, celui-ci est de l'ordre de 1 dB sur le niveau global, alors qu'il est prépondérant dans le champ extérieur mesuré hors de l'écoulement de la soufflerie. Enfin, il a été montré que le bruit dans le caisson est sensible à la position du volet pour la gamme d'angle comprise entre -40° et -90°. L'augmentation de niveau acoustique intérieur dans la bande tiers d'octave 4 kHz est de l'ordre de 2 dB.

Chapitre 5

Dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation liée à une variation de vitesse incidente

La dynamique temporelle des fluctuations de l'énergie associée aux données de pression pariétale et acoustique ($i.e.$ les indicateurs de fluctuation $\phi_p(t)$ et $\phi_a(t)$), induites par des variations de vitesse incidente est étudiée dans ce chapitre. Ces variations sont produites par des mouvements élémentaires du volet : la fermeture, l'ouverture et le « burst » (fermeture-ouverture). On tente de savoir si l'évolution temporelle des indicateurs de fluctuation dont le principe est présenté en Section 3.4, peut être décrite comme une succession d'états stationnaires. En d'autres termes, le but est de comprendre si quand la vitesse incidente varie rapidement, une dynamique particulière due à l'instationnarité de l'écoulement autour de la marche est à l'œuvre, qui génère des évènements acoustiques particuliers non prévisibles à partir de mesures en configuration statique du volet. Pour cela, on construit deux modèles dits « quasi-stationnaires » que l'on présente dans un premier temps (Section 5.1). Ces modèles sont respectivement nommés $\phi_p^{QS}(t)$ et $\phi_a^{QS}(t)$ pour la pression pariétale et acoustique. Ils sont ensuite comparés respectivement aux indicateurs moyens de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$, tout deux issus d'un calcul de moyenne d'ensemble basé sur plusieurs réalisations d'action du volet, dont on présente et justifie le principe en Section 5.2. Les résultats obtenus pour la pression pariétale (Section 5.3) et la pression acoustique (Section 5.4) sont par la suite successivement présentés. Une étude paramétrique y est considérée afin d'évaluer l'effet de la vitesse incidente U_0 et de la bande de tiers d'octave d'analyse sur les résultats.

L'analyse du lien existant entre les indicateurs moyens de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ est également étudié dans ce chapitre. Cette étude permet de caractériser le couplage entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de bruit transmis par la vitre lors de la variation de vitesse incidente. Le coefficient de corrélation est utilisé afin de mettre en évidence ce couplage. Les résultats de cette analyse sont présentés en Section 5.5 pour la bande de tiers d'octave 4 kHz et une vitesse incidente U_0 de 40 m.s^{-1}. Ceux-ci permettront notamment d'effectuer une analyse spatiale de ce couplage. L'effet de la bande de tiers d'octave d'analyse et de la vitesse

est également présenté. Une synthèse des résultats est enfin présentée dans la Section 5.6.

5.1 Principe de la prévision quasi-stationnaire

Les modèles « quasi-stationnaires » $\phi_p^{QS}(t)$ et $\phi_a^{QS}(t)$ appliqués respectivement aux signaux de pression pariétale et acoustique, sont construits suivant la procédure décrite schématiquement en Figure 5.1 [1]. Il s'agit de modèles empiriques qui permettent de prédire la loi de variation temporelle des indicateurs moyens de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ à partir de la loi de variation temporelle des signaux moyens de position angulaire du volet $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\theta_a}(t)$. Le caractère « quasi-stationnaire » vient du fait que ces modèles reposent sur une mesure préliminaire des indicateurs $\overline{\phi_p(t)}$ et $\overline{\phi_a(t)}$ pour une position statique du volet. L'hypothèse sous-jacente de ces modèles est donc que la dynamique des phénomènes aérodynamiques (décollements, rattachements...) entrainant les fluctuations de pression pariétale et de bruit peut être décrite comme une succession d'états stationnaires : on parle ainsi de comportement ou de modèle « quasi-stationnaire ». L'appellation « quasi-stationnaire » doit ainsi être comprise au sens de la mécanique des fluides et non pas au sens statistique.

Dans la pratique, les modèles consistent en des polynômes d'ordre 7 s'écrivant comme suit :

$$\phi_p^{QS}(t) = \sum_{i=1}^{7} a_i (\mu_{\theta_p}(t))^i \tag{5.1}$$

$$\phi_a^{QS}(t) = \sum_{i=1}^{7} b_i (\mu_{\theta_a}(t))^i, \tag{5.2}$$

où les coefficients a_i et b_i sont obtenus respectivement après interpolation polynomiale de la courbe d'évolution des indicateurs statiques $\overline{\phi_p(t)}$ et $\overline{\phi_a(t)}$ en fonction de la position statique du volet θ. Ces interpolations ont été présentées sur les Figures 4.16 et 4.19 respectivement en Sections 4.3.3 et 4.3.4. Elles permettent d'estimer la valeur des indicateurs statiques $\overline{\phi_p(t)}$ et $\overline{\phi_a(t)}$ pour toute valeur de la position angulaire du volet.

Les signaux moyens de position angulaire du volet $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\theta_a}(t)$ sont issus d'un moyennage d'ensemble de 10 réalisations de signaux de position angulaire pour une action donnée du volet (fermeture, ouverture, « burst »), au même titre que les indicateurs de fluctuation moyens $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$. On distingue les signaux $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\theta_a}(t)$ car les mesures de pression pariétale et de pression acoustique ont été effectuées séparément, l'acquisition conjointe de ces deux grandeurs n'étant pas possible pour des raisons pratiques. Ainsi, disposons-nous d'un signal moyen de position angulaire du volet $\mu_{\theta_p}(t)$ relatif aux mesures de pression pariétale, et d'un signal moyen de position angulaire du volet $\mu_{\theta_a}(t)$ relatif aux mesures de pression acoustique.

1. La procédure présentée sur cette figure s'applique au modèle « quasi-stationnaire » $\phi_a^{QS}(t)$ mais est également valable pour le modèle $\phi_p^{QS}(t)$ en remplaçant respectivement a_i, $\phi_a^{QS}(t)$, $\mu_{\theta_a}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ par b_i, $\phi_p^{QS}(t)$, $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\phi_p}(t)$. Le polynôme d'interpolation de la loi statique $\overline{\phi_p(t)} = \overline{\phi_p(t)}(\theta)$ est présentée en Figure 4.16.

Cette procédure de moyennage est ainsi effectuée pour chaque mouvement élémentaire du volet ($i.e.$ fermeture, ouverture et « burst ») et pour chaque vitesse d'analyse ($i.e.$ 30, 40, et 50 m.s^{-1}). Cette procédure est justifiée et présentée en détail dans la section suivante.

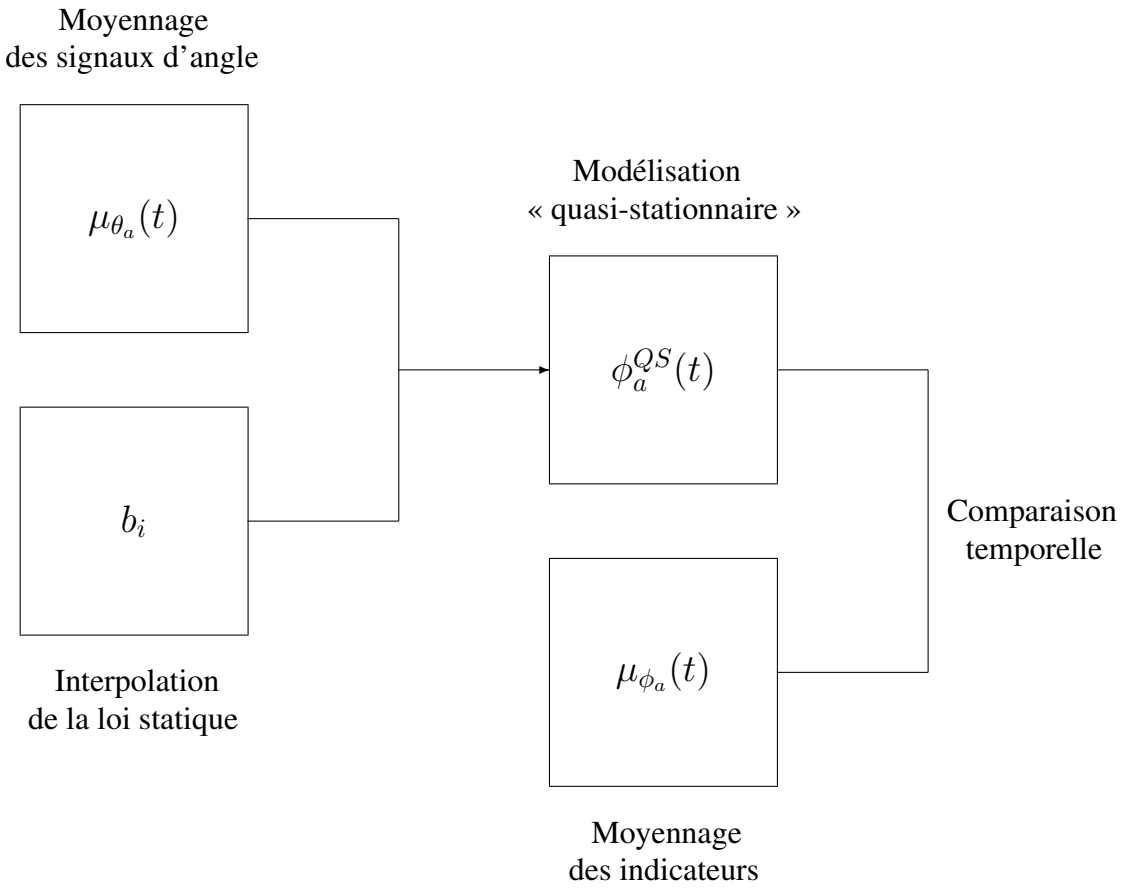


FIGURE 5.1 – Construction du modèle « quasi-stationnaire » $\phi_a^{QS}(t)$ et comparaison temporelle avec l'indicateur de fluctuation moyen $\mu_{\phi_a}(t)$ issus d'une procédure de moyennage d'ensemble de plusieurs réalisations d'indicateurs de fluctuation. Le modèle « quasi-stationnaire » $\phi_a^{QS}(t)$ est construit à partir du signal $\mu_{\theta_a}(t)$ issus d'une procédure de moyennage d'ensemble de signaux de position angulaire du volet et des coefficients a_i du polynôme d'interpolation de la loi statique $\overline{\phi_a(t)} = \overline{\phi_a(t)}(\theta)$ présentée en Figure 4.19.

5.2 Moyennage d'ensemble

Le recours à une moyenne d'ensemble de plusieurs réalisations d'indicateurs de fluctuation plutôt qu'à une seule réalisation s'explique par deux raisons. La première raison réside dans l'impossibilité d'assurer la parfaite répétabilité des mouvements élémentaires effectués avec le volet, due à l'actionnement manuel de celui-ci. Il devient ainsi nécessaire d'effectuer une

moyenne d'ensemble de plusieurs signaux de position angulaire du volet de manière à obtenir les signaux moyens $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\theta_a}(t)$ représentatifs des mouvements effectués manuellement. La deuxième raison réside dans la dispersion observée entre les différentes réalisations d'indicateurs de fluctuation $\phi_p(t,\xi)$ et $\phi_a(t,\xi)$ et ceci indépendamment de la non répétabilité des mouvements de volet. Le paramètre ξ est un élément de l'espace des épreuves [65]. Il s'agit là d'un effet lié à la turbulence de l'écoulement qui s'observe comme un signal aléatoire. On obtient donc des indicateurs de fluctuation moyens $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ en lieu et place d'une seule réalisation de ces indicateurs.

Ainsi, les grandeurs $\mu_{\theta_p}(t)$, $\mu_{\theta_a}(t)$, $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ sont évaluées par moyennage d'ensemble de 10 réalisations des signaux suivants : $\theta_p(t,\xi)$, $\theta_a(t,\xi)$, $\phi_p(t,\xi)$ et $\phi_a(t,\xi)$. Ce moyennage est effectué en quatre étapes distinctes détaillées ci-dessous.

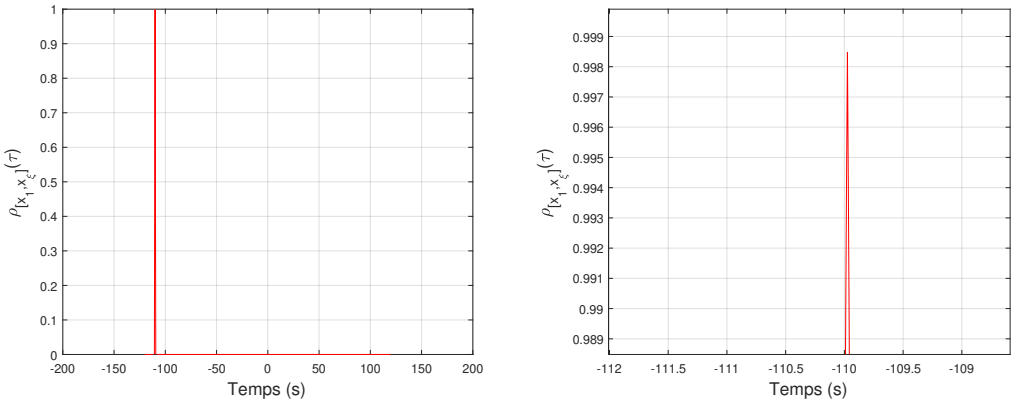
Étape 1 : Génération des 10 réalisations de signaux mesurés : θ_p(t,ξ), θ_a(t,ξ) et $p(t,\xi)$ (pression pariétale) ou $p_a(t,\xi)$ (pression acoustique) avec $\xi \in$ [1 ;10].

Le temps d'acquisition des signaux est de 3.5 minutes pour les mouvements de fermeture/ouverture (soit 20 mouvements séparés de 10 s chacun) et de 2 minutes pour le mouvement de « burst » (soit 10 mouvements séparés de 10 s chacun). Ceci est effectué pour chacune des vitesses suivantes : U_0 = 30, 40, et 50 m.s^{-1}, soit 30*3 = 90 mouvements en tout. La fréquence d'acquisition est de 51.2 kHz. La durée d'action du volet est de l'ordre de 0.1 s pour une fermeture ou une ouverture et de 0.2 s pour un « burst ». On dispose ainsi de 2 signaux de position angulaire du volet (1 pour la pression pariétale et 1 pour la pression acoustique comme expliqué plus haut), d'un signal de pression acoustique dans le caisson (microphone 1) et de 19 signaux de pression pariétale (3 capteurs en amont et 16 en aval de la marche) pour chaque type de mouvement du volet et chaque vitesse d'analyse, soit 22*9 = 198 signaux en tout. On considère une portion des signaux acquis au centre de laquelle se trouve le motif d'intérêt (la variation du signal d'angle ou de pression induite par le mouvement du volet). Cette portion de signal est appelée cycle. La durée de ce cycle est de 2 s. Le reste des 3.5 minutes de signal (ou 2 minutes pour le « burst ») est mis à zéro. Ainsi, une réalisation correspond à un signal à valeur nulle de durée 2 minutes (ou 3.5 minutes pour le « burst ») dans lequel se trouve une portion de signal correspondant à la variation d'angle du volet ou de pression pariétale ou acoustique. Les cycles étant localisés à des moments différents dans les signaux, il convient afin d'effectuer le moyennage d'ensemble, de synchroniser les différentes réalisations. C'est l'objet de l'étape suivante.

Étape 2 : Synchronisation des 10 réalisations

Soit $\rho_{[x_1,x_\xi](\tau)}$ la fonction d'intercovariance normalisée calculée entre les signaux aléatoires et stationnaires $x_1(t)$ et $x_\xi(t)$ [21]. De manière générale, cette fonction est définie comme suit :

$$\rho_{[x_1,x_\xi]}(\tau) = \frac{\overline{(x_1(t) - \overline{x_1(t)})(x_\xi(t+\tau) - \overline{x_\xi(t)})}}{\sigma_{x_1}\sigma_{x_\xi}} \tag{5.3}$$



(a) (b)

FIGURE 5.2 – Exemple de fonction d'intercovariance normalisée $\rho_{[x_1,x_\xi]}(\tau)$ calculée pour deux réalisations d'une action du volet (ici un mouvement de fermeture) : (a) pleine échelle (b) zoom.

$\overline{x}$ et σ_x correspondent respectivement aux opérateurs moyenne temporelle et écart-type du signal $x(t)$. La fonction d'intercovariance normalisée est comprise entre -1 et +1.

On applique cette fonction aux réalisations des signaux d'angle. Le signal $x_1(t)$ est égal à la réalisation du signal d'angle $\theta_p(t,1)$ (ou $\theta_a(t,1)$) alors que le signal $x_\xi(t)$ est égal à la réalisation $\theta_p(t,\xi)$ (ou $\theta_a(t,\xi)$). La Figure 5.2 montre un exemple de fonction d'intercovariance normalisée calculée entre deux réalisations (calculé selon l'Eq. (5.3)). La Figure 5.2.a montre le résultat obtenu en pleine échelle alors que la Figure 5.2.b montre le résultat zoomé. Le pic de cette fonction est très proche de 1 (Figure 5.2.b). Ceci montre la grande similitude des deux réalisations. Il en est de même pour toutes les intercorrélations calculées. On en déduit que les actions de volet réalisées manuellement sont très reproductibles. Ce calcul des fonctions d'intercovariance normalisée permet l'obtention d'un retard $\tau_{x_1 x_\xi}$ entre les différents signaux en évaluant l'écart temporel entre les 10 pics. La synchronisation des différentes réalisations est effectuée en compensant les retards ainsi calculés. Les retards calculés pour les réalisations de signal d'angle $\theta_p(t,\xi)$ ou $\theta_a(t,\xi)$ sont également appliqués aux signaux de pression pariétale et acoustique afin de les synchroniser également.

Étape 3 : Calcul des indicateurs de fluctuation pour l'ensemble des 10 réalisations

La synchronisation des différentes réalisations étant effectuée, on calcule les indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ et de pression acoustique $\phi_a(t,\xi)$ pour chaque réalisation selon les paramètres définis dans la Section 3.4.1.

Étape 4 : Moyennage d'ensemble des 10 réalisations

La moyenne d'ensemble des 10 réalisations de signaux de variation d'angle est calculée à l'instant t en effectuant leur moyenne arithmétique à chaque instant t :

$$\mu_{\theta_p}(t) = \sum_{\xi=1}^{10} \frac{1}{10}\theta_p(t,\xi) \tag{5.4}$$

$$\mu_{\theta_a}(t) = \sum_{\xi=1}^{10} \frac{1}{10}\theta_a(t,\xi) \tag{5.5}$$

Concernant les indicateurs de fluctuation, le moyennage des réalisations est effectué de la même manière :

$$\mu_{\phi_p}(t) = \sum_{\xi=1}^{10} \frac{1}{10}\phi_p(t,\xi) \tag{5.6}$$

$$\mu_{\phi_a}(t) = \sum_{\xi=1}^{10} \frac{1}{10}\phi_a(t,\xi) \tag{5.7}$$

Pour rappel, la moyenne d'ensemble est en théorie calculée suivant une infinité de réalisations. Cependant, pour des raisons pratiques évidentes, le nombre de réalisations considérées est de 10, ce qui ne garantit pas la convergence de la moyenne mais permet, comme il va être observé, de considérablement diminuer le bruit haute fréquence. Il est par ailleurs à noter que les paramètres de traitement sont ceux spécifiés dans la Section 3.4 du manuscrit. De plus, en amont du calcul des indicateurs de fluctuation, les signaux de pression pariétale et acoustiques sont filtrés sur les bandes de tiers d'octave 4, 6.3 et 8 kHz, qui sont les bandes de fréquence d'intérêt pour le bruit aérodynamique ([64]).

On obtient ainsi, à partir de 10 réalisations de mouvement du volet, les signaux d'angle $\mu_{\theta_p}(t)$ et $\mu_{\theta_a}(t)$ et les indicateurs de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$. Ceci a été effectué pour chacune des vitesses d'écoulement ($i.e.$, 30, 40 et 50 m.s^{-1}) et pour chaque type de mouvements du volet ($i.e.$, fermeture, ouverture et « burst »). On présente dans la suite, les résultats de ces moyennes d'ensemble ainsi que la comparaison de celles-ci avec les modèles « quasi-stationnaires ».

5.3 Pression pariétale

Les résultats issus du moyennage d'ensemble des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ sont présentés dans la Section 5.3.1 pour les trois mouvements élémentaires du volet. On compare ensuite dans la Section 5.3.2 le modèle « quasi-stationnaire » $\phi_p^{QS}(t)$ avec l'indicateur de moyen fluctuation de pression pariétale $\mu_{\phi_p}(t)$. On dispose ainsi de 19 indicateurs moyens de fluctuation $\phi_p(t,\xi)$, soit un indicateur moyen de fluctuation pour chacun des 19 capteurs disposés dans le plan de symétrie de la marche. Précisons que les résultats présentés dans ces deux sections concernent la bande de tiers d'octave 4 kHz et une vitesse incidente U_0 de 40 m.s^{-1}.

Pour l'ensemble des résultats présentés dans cette section, le temps est normalisé par T_m, l'origine des temps t/T_m = 0 correspondant à la position horizontale du volet, *i.e.*, μ_{θ_p} = 0°. Pour rappel, le temps T_m correspond au temps minimum nécessaire au volet pour effectuer un mouvement d'ouverture (celui-ci étant le mouvement s'effectuant le plus rapidement). Afin de pouvoir comparer l'ensemble des résultats présentés dans ce chapitre, on fixe ce temps à 0.1 s. Cette valeur fixée est néanmoins très proche de celle qui est effectivement mesurée. Ce temps représente donc l'échelle temporelle de variation de la position du volet qui est équivalent à 0.1s s pour les mouvements de fermeture et d'ouverture et équivalent à 0.2 s pour le mouvement de « burst ». Enfin, les mouvements du volet seront considérés comme reproductibles si la dispersion calculée entre les différentes réalisations au cours du temps reste strictement inférieure à 10% de l'amplitude maximale du mouvement du volet. Cette amplitude maximale étant de 90°, les réalisations sont considérées comme reproductibles pour une dispersion strictement inférieure à 9°.

5.3.1 Moyennage d'ensemble des indicateurs de fluctuation de pression pariétale

Les Figures 5.3.(a-b) présentent les signaux $\mu_{\theta_p}(t)$ (en °) et $\mu_{\phi_p}(t)$ (en dB) (tracés en rouge gras) issus respectivement d'un moyennage d'ensemble de signaux d'angle du volet $\theta_p(t,\xi)$ et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ obtenus pour le capteur le plus sensible au mouvement du volet, dans le cas du mouvement de fermeture. Pour rappel, il s'agit du capteur situé à X/L_R = 1.5. Les 10 réalisations ($i.e.$ $\theta_p(t,\xi)$ et $\phi_p(t,\xi)$) ayant servi au calcul de ces signaux moyens sont également tracées. Dans le cas des indicateurs de fluctuation de pression pariétale (Figure 5.3.b), cela permet de se rendre compte de la diminution de la variance induite par le moyennage d'ensemble. Le temps t/T_m = 0 autour duquel sont centrés les résultats, correspond au début du mouvement de fermeture. Précisons que pour les angles supérieurs à 0°, le volet se situe en dehors de l'écoulement et n'agit donc plus sur celui-ci. La dispersion des résultats est également présentée sur les Figures 5.3 (c-d). Cette dispersion est évaluée pour les signaux d'angle à l'aide du calcul de l'écart-type pour chaque pas de temps entre les 10 réalisations considérées (Figure 5.3.c). Dans le cas des indicateurs de fluctuation de pression pariétale (Figure 5.3.d), la dispersion est évaluée en considérant l'expression σ/μ, c'est-à-dire le rapport écart-type sur moyenne. On justifie le recours à cette expression par la volonté d'évaluer la dispersion autour de la moyenne et de bénéficier d'une grandeur sans dimension, afin de pouvoir comparer cette dispersion sur un cycle avec changement de valeur moyenne (ici à t/T_m = 0). Les résultats obtenus pour le mouvement d'ouverture et de « burst » sont présentés de manière analogue respectivement sur les Figures 5.4 et 5.5.

Le moyennage des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ pour le mouvement de fermeture permet d'obtenir un signal d'angle moyen $\mu_{\theta_p}(t)$ représentatif des mouvements réalisés manuellement (Figure 5.3.a). La dispersion des signaux d'angle au cours du temps, montrée en Figure 5.3.c reste strictement inférieure à 3.2° au cours du mouvement du volet. Ceci indique la très bonne répétabilité des mouvements effectués manuellement. Le calcul de l'indicateur moyen de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ (Figure 5.3.b) permet de mettre en évidence deux états statiques ("volet ouvert" et "volet fermé")

possédant une variance importante due au faible nombre d'échantillons de signal de la fenêtre de calcul à court-terme de l'indicateur de fluctuation (pour rappel, 512 points) et une transition entre les deux niveaux sur le temps de fermeture. Par ailleurs, une légère diminution de la dispersion lorsque l'on ferme le volet est notée sur la Figure 5.3.e. Ainsi, la position statique "volet fermé" génère un peu moins de dispersion entre les indicateurs de fluctuation de pression pariétale que la configuration "volet ouvert". La diminution de la dispersion entre les indicateurs de fluctuations de pression pariétale est probablement liée à l'augmentation de la vitesse incidente de 6% induite par le mouvement du volet (voir Section A.1). Enfin, le temps caractéristique de transition de l'indicateur de fluctuation pression pariétale entre les deux états statiques est approximativement de 0.12 s (soit $1.2T_m$, Figure 5.3.b). Ce temps est équivalent à l'échelle de temps de fermeture du volet (Figure 5.3.a).

L'application de la procédure de moyennage d'ensemble au cas du mouvement d'ouverture a permis d'obtenir un signal d'angle moyen $\mu_{\theta_p}(t)$ (tracé en rouge gras sur la Figure 5.4.a) ainsi que l'indicateur moyen de fluctuation de pression pariétale $\mu_{\phi_p}(t)$ (tracé en rouge gras sur la Figure 5.4.b) pour le capteur de pression situé à X/L_R = 1.5. Le temps t/T_m = 0 autour duquel sont centrés les résultats, correspond cette fois-ci à la fin du mouvement d'ouverture (μ_{θ_p} = 0°). Comme pour le mouvement de fermeture, on note une transition rapide (de l'ordre de 0.1 s, soit T_m) de l'indicateur de fluctuation moyen $\mu_{\phi_p}(t)$ (Figure 5.4.b) induite par le mouvement d'ouverture du volet, entre deux états statiques possédant une variance importante. Ce temps est par ailleurs équivalent au temps d'ouverture du volet. La dispersion des réalisations de signaux d'angle du volet en fonction du temps reste strictement inférieure à 4° au cours du mouvement du volet (Figure 5.4.c). Ainsi, comme pour le mouvement de fermeture du volet, le mouvement d'ouverture est jugé reproductible. Enfin, la dispersion des indicateurs de fluctuation augmente lorsque l'on ouvre le volet (Figure 5.4.d), confirmant ainsi le résultat présenté pour le mouvement de fermeture.

Le cas du « burst » est présenté sur la Figure 5.5. Le mouvement de « burst » débute à t/T_m = 0. On obtient un signal d'angle moyen $\mu_{\theta_p}(t)$ (tracé en rouge gras sur le Figure 5.5.a) et un indicateur moyen de fluctuation de pression pariétale $\mu_{\phi_p}(t)$ (tracé en rouge gras sur la Figure 5.5.b) pour le capteur situé à à X/L_R = 1.5. Le temps de transition rapide de l'indicateur moyen de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ est de l'ordre de 0.2 s (soit $2T_m$) (Figure 5.5.b). Ce temps est équivalent à l'échelle de temps associé au mouvement de « burst » (Figure 5.5.a). La dispersion entre les différentes réalisations de signal d'angle montre de nouveau une très bonne répétabilité des mouvements effectués puisque celle-ci est strictement inférieur à 4° lors du mouvement du volet (Figure 5.5.c). De plus, tout comme pour les mouvements de fermeture et d'ouverture, la dispersion des indicateurs de fluctuation de pression pariétale au cours du temps diminuent légèrement lors du mouvement de « burst ».

Afin de vérifier que la diminution de la dispersion entre les indicateurs de fluctuation de pression pariétale soit liée à une augmentation de vitesse incidente, on trace sur la Figure 5.6 cette même dispersion calculée pour les indicateurs obtenus pour un capteur disposé à X/L_R = 1.5 pour les vitesses incidentes U_0 = 30 m.s^{-1} (Figure 5.6.a), U_0 = 40 m.s^{-1} (Figure 5.6.b)

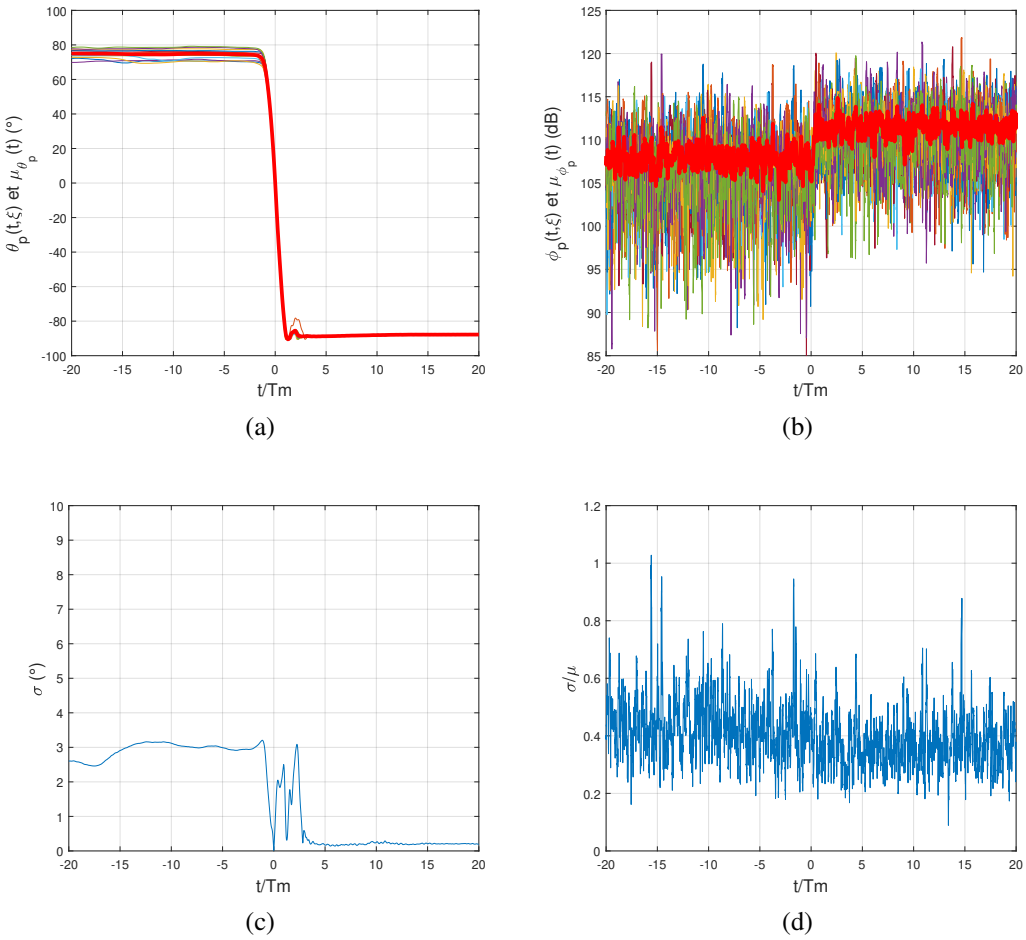


FIGURE 5.3 – Moyenne d'ensemble des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ du volet et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ pour le mouvement de fermeture : (a) réalisations $\theta_p(t,\xi)$ des signaux d'angle et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\theta_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (b) réalisations des indicateurs de fluctuation $\phi_p(t,\xi)$ et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\phi_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (c) dispersion σ autour $\mu_{\theta_p}(t)$; (d) dispersion σ/μ autour de $\mu_{\phi_p}(t)$. Le capteur est disposé à X/L_R = 1.5. La vitesse incidente U_0 est de 40 m.s^{-1} et la bande de tiers d'octave d'étude est la bande 4 kHz. Le temps de fermeture du volet ainsi que le temps de transition rapide de l'indicateur de fluctuation moyen est de l'ordre de 0.1 s, soit T_m.

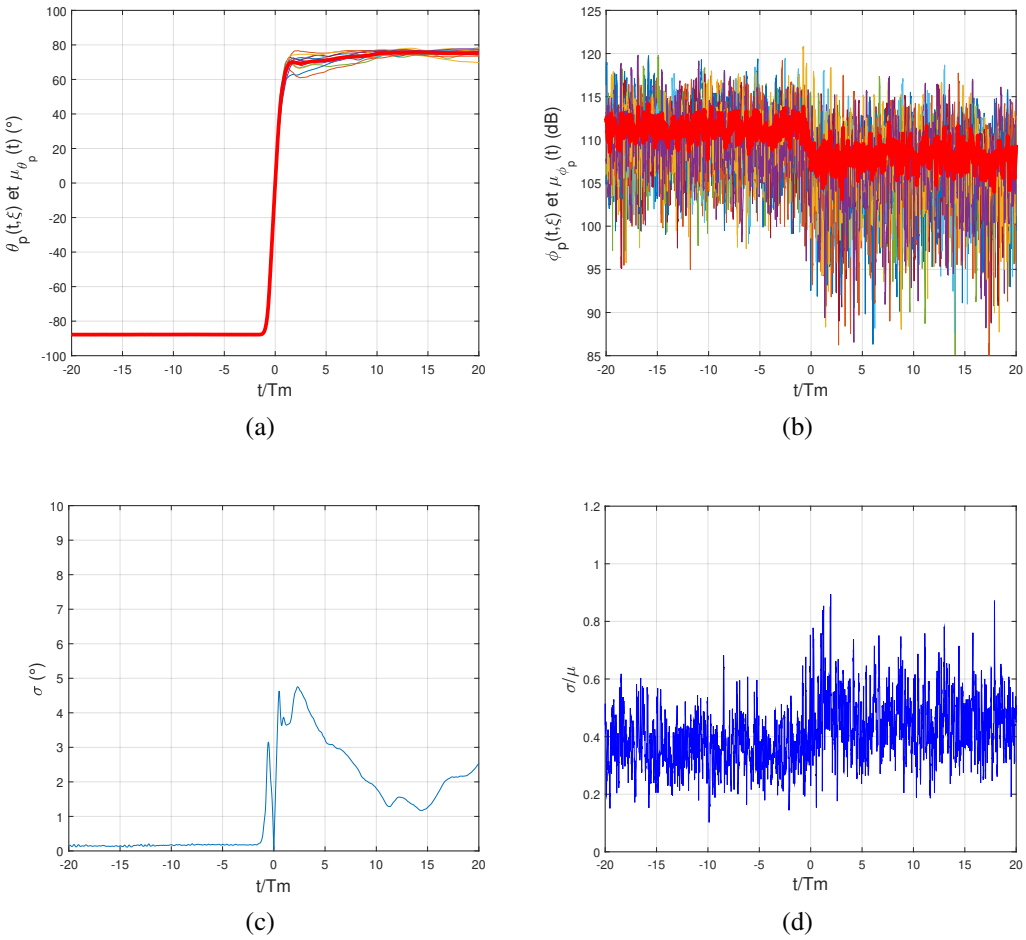


FIGURE 5.4 – Moyenne d'ensemble des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ du volet et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ pour le mouvement d'ouverture : (a) réalisations $\theta_p(t,\xi)$ des signaux d'angle et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\theta_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (b) réalisations des indicateurs de fluctuation $\phi_p(t,\xi)$ et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\phi_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (c) dispersion σ autour $\mu_{\theta_p}(t)$; (d) dispersion σ/μ autour de $\mu_{\phi_p}(t)$. Le capteur est disposé à X/L_R = 1.5. La vitesse incidente U_0 est de 40 m.s^{-1} et la bande de tiers d'octave d'étude est la bande 4 kHz. Le temps d'ouverture du volet ainsi que le temps de transition rapide de l'indicateur de fluctuation moyen est de l'ordre de 0.1 s, soit T_m.

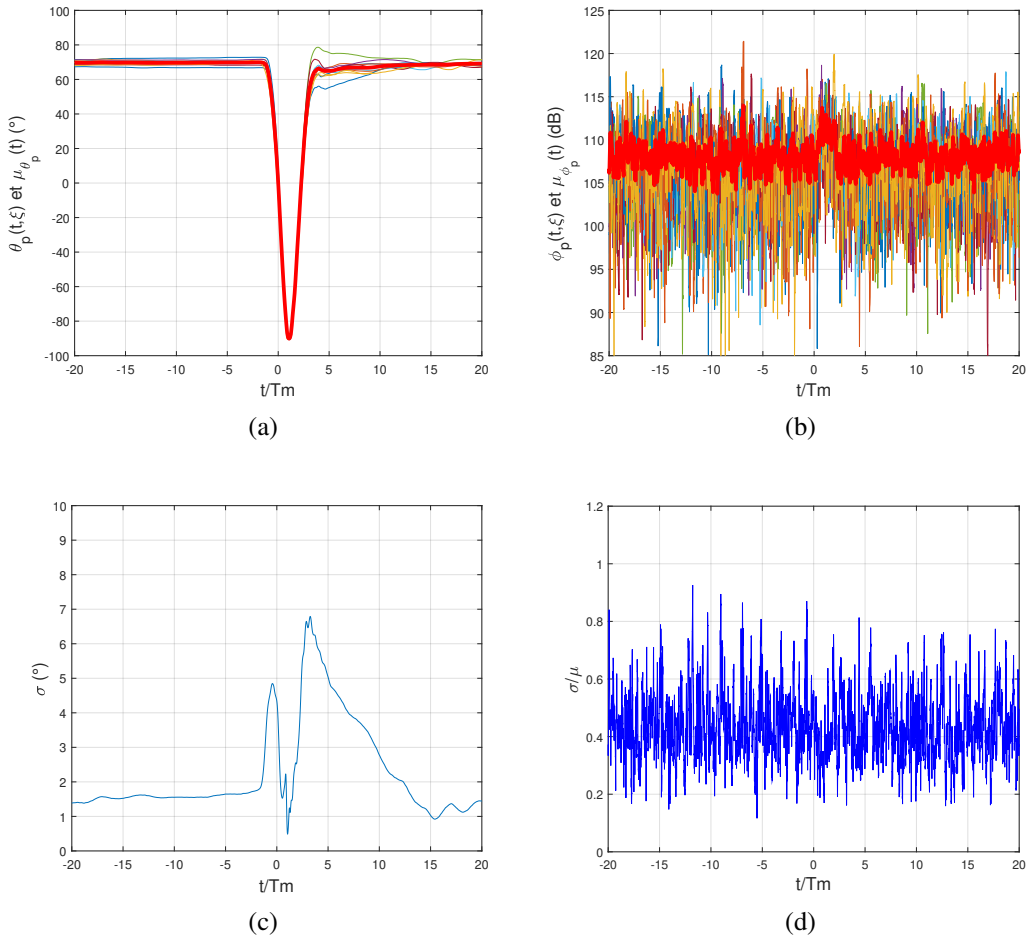
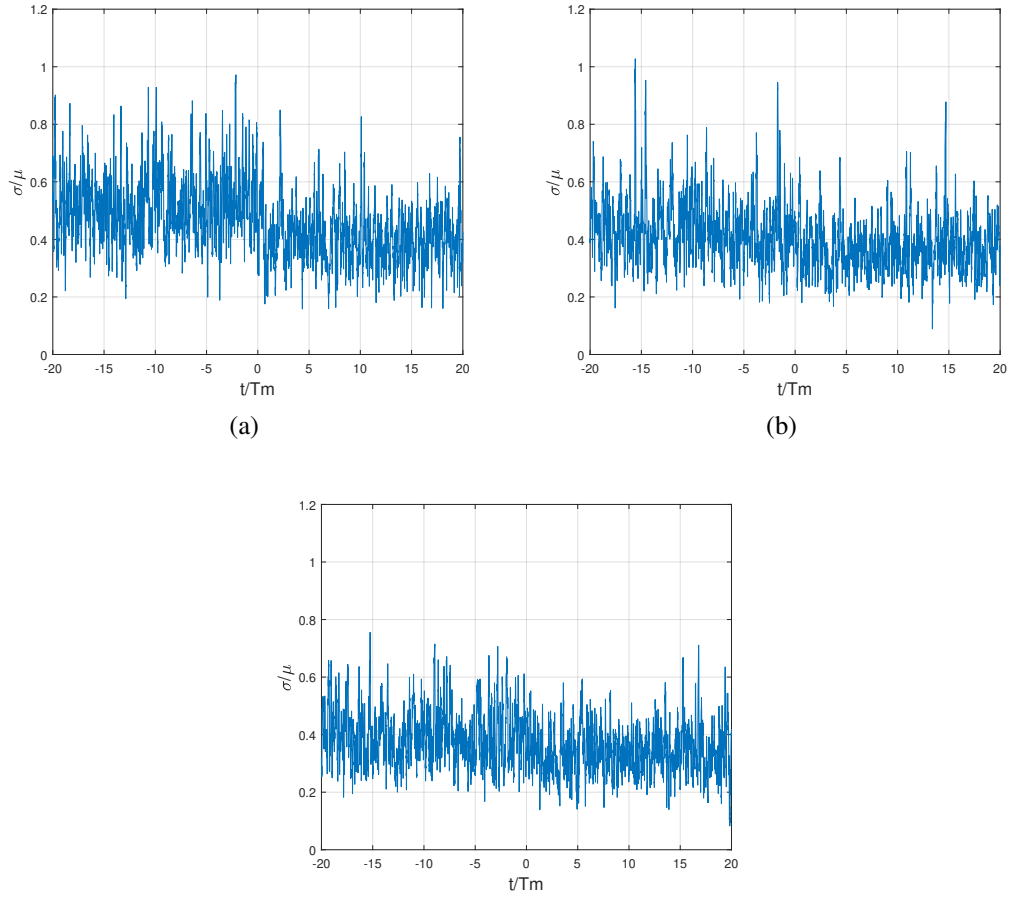


FIGURE 5.5 – Moyenne d'ensemble des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ du volet et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t,\xi)$ pour le mouvement de « burst » : (a) réalisations $\theta_p(t,\xi)$ des signaux d'angle et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\theta_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (b) réalisations des indicateurs de fluctuation $\phi_p(t,\xi)$ et leur moyenne d'ensemble $\mu_{\phi_p}(t)$ (trait rouge gras) ; (c) dispersion σ autour $\mu_{\theta_p}(t)$; (d) dispersion σ/μ autour de $\mu_{\phi_p}(t)$. Le capteur est disposé à X/L_R = 1.5. La vitesse incidente U_0 est de 40 m.s^{-1} et la bande de tiers d'octave d'étude est la bande 4 kHz. Le temps de mouvement de « burst » du volet ainsi que le temps de transition rapide de l'indicateur de fluctuation moyen est de l'ordre de 0.2 s, soit T_m.

et U_0 = 50 m.s^{-1} (Figure 5.6.c). La longueur de recirculation moyenne est de 98, 88 et 78 mm respectivement pour les vitesses U_0 = 30 m.s^{-1}, U_0 = 40 m.s^{-1} et U_0 = 50 m.s^{-1}. Ainsi, pour chacune des trois vitesses considérées le capteur est choisi de manière à être situé à X/L_R = 1.5. Les résultats correspondent au mouvement de fermeture et à la bande de tiers d'octave 4 kHz. Globalement, on vérifie bien que lorsque que l'on augmente la vitesse incidente U_0, la dispersion diminue, confirmant ainsi l'hypothèse précédemment formulée.

Cette section a donc permis de présenter et discuter les résultats de moyennage d'ensemble des signaux d'angle et des indicateurs de fluctuation de pression pariétale pour le cas du capteur de pression le plus sensible au mouvement du volet. On s'intéresse dans la suite à la comparaison de ces résultats avec le modèle « quasi-stationnaire » $\phi_p^{QS}(t)$.



(a)

(b)

(c)

FIGURE 5.6 – Effet de la vitesse sur la dispersion σ/μ des indicateurs de fluctuation de pression pariétale autour de $\mu\phi_p(t)$ obtenus pour un capteur disposé à X/L_R = 1.5 pour le mouvement de fermeture du volet : (a) U_0 = 30 m.s^{-1} ; (b) U_0 = 40 m.s^{-1} ; (c) U_0 = 50 m.s^{-1}. La longueur de recirculation moyenne est de 98, 88 et 78 mm respectivement pour les vitesses U_0 = 30 m.s^{-1}, U_0 = 40 m.s^{-1} et U_0 = 50 m.s^{-1}. La bande tiers d'octave considérée est la bande 4 kHz.

5.3.2 Comparaison entre $\phi_p^{QS}(t)$ et $\mu_{\phi_p}(t)$

La Figure 5.7 permet de comparer le modèle quasi-stationnaire $\phi_p^{QS}(t)$ (en dB) à l'indicateur de fluctuation de pression pariétale moyen $\mu_{\phi_p}(t)$ (en dB) obtenu pour le capteur disposé à X/L_R = 1.5 pour chacun des mouvements considérés au cours de cette étude ($i.e.$ fermeture, ouverture et « burst »). Les résultats sont présentés pour la bande de tiers d'octave 4 kHz et pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1}.

Le modèle quasi-stationnaire appliqué au cas de fermeture (Figure 5.7.a), d'ouverture (Figure 5.7.b) et de « burst » (Figure 5.7.c) du volet permet de mettre en évidence le caractère quasi-stationnaire de la dynamique temporelle de l'indicateur de fluctuation de pression pariétale moyen obtenu proche de la zone de l'écoulement la plus sensible au mouvement ($i.e.$ à X/L_R = 1.5). En effet, ce modèle parvient à correctement prédire l'évolution temporelle de la fluctuation de pression pariétale induite par la variation de vitesse incidente produite par les trois types de mouvements du volet. L'écart maximum instantané mesuré durant la phase de mouvement du volet est de 0.5 dB pour les trois types de mouvements du volet. Ce résultat est retrouvé pour l'ensemble des capteurs de mesure disposés sur la marche et pour les trois vitesses d'analyse. Ainsi, on conclut que pour un mouvement de volet dont l'échelle temporelle qui lui est associée est proche du dixième de seconde, la fluctuation de pression pariétale ainsi générée est quasi-stationnaire pour les trois vitesses de l'écoulement considérées, et ceci sur toute la longueur de la marche.

L'analyse a également été effectuée pour les bandes de tiers d'octave 6.3 kHz et 8kHz. Les résultats montrent également que la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation de pression pariétale ont un comportement « quasi-stationnaire ».

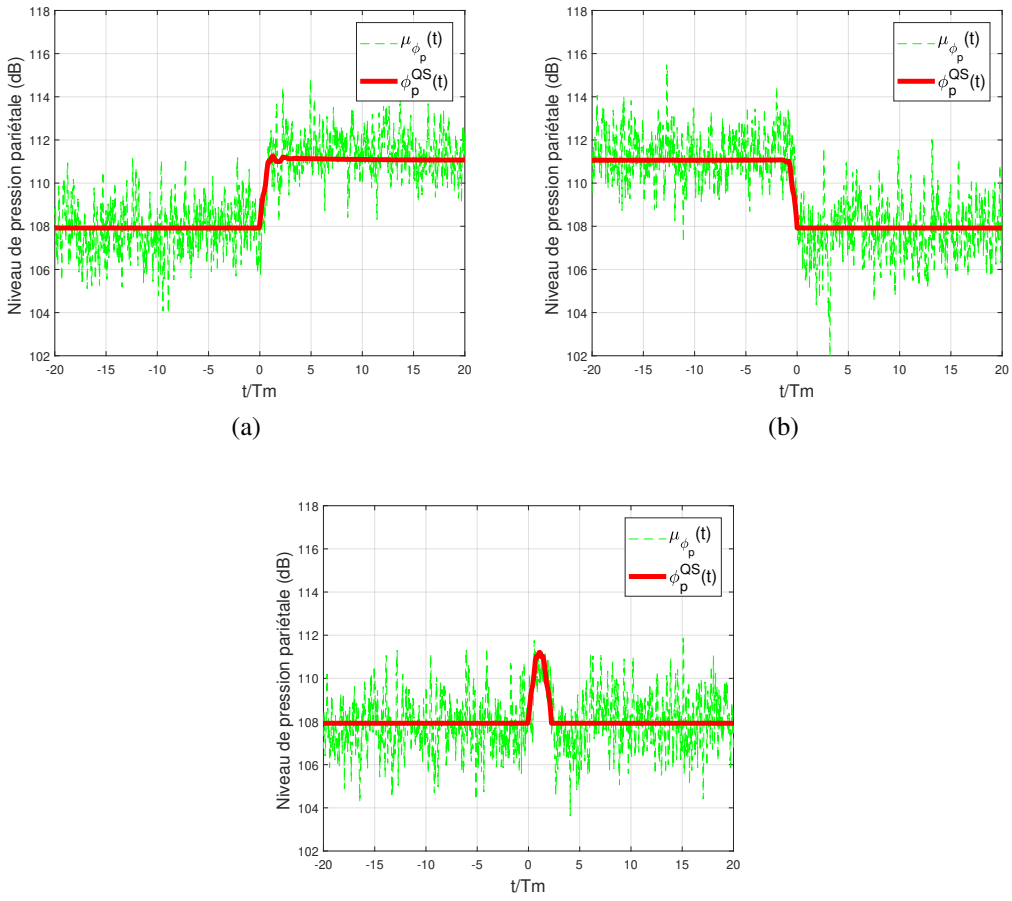


FIGURE 5.7 – Comparaison du modèle quasi-stationnaire $\phi_p^{QS}(t)$ avec l'indicateur moyen de fluctuation de pression pariétale $\mu_{\phi_p}(t)$ pour un capteur de pression disposé à X/L_R = 1.5 pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1} : (a) mouvement de fermeture (b) mouvement d'ouverture (c) mouvement de « burst ». La bande de tiers d'octave 4 kHz est considérée.

5.4 Champ acoustique dans le caisson anéchoïque

Les résultats issus du moyennage d'ensemble des signaux d'angle $\theta_a(t,\xi)$ et des indicateurs de fluctuation de bruit $\phi_a(t,\xi)$ sont présentés dans la Section 5.4.1. On compare dans la Section 5.4.2 le modèle quasi-stationnaire $\phi_a^{QS}(t)$ avec l'indicateur de fluctuation de bruit moyenné $\mu_{\phi_a}(t)$. Précisions que les résultats présentés dans ces deux sections concernent la bande de tiers d'octave 4 kHz et une vitesse incidente U_0 de 40 m.s^{-1}. On évalue ensuite le modèle « quasi-stationnaire » $\phi_a^{QS}(t)$ pour plusieurs bandes de tiers d'octave (Section 5.4.3).

5.4.1 Moyennage d'ensemble des indicateurs de fluctuation de bruit

La Figure 5.8 présente les signaux $\mu_{\theta_a}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ (trait rouge gras) issus du moyennage d'ensemble des signaux d'angle du volet $\theta_a(t,\xi)$ ainsi que des indicateurs de fluctuation de bruit $\phi_a(t,\xi)$ respectivement pour les mouvements de fermeture (Figure 5.8(a-b)), d'ouverture (Figure 5.8(c-d)) et de « burst » (Figure 5.8(e-f)). Les résultats de dispersion d'angle ne sont pas présentés car ils sont similaires à ceux obtenus avec les acquisitions de pression pariétale. Ainsi, la dispersion reste strictement inférieure à 3° au cours du mouvement de fermeture et d'ouverture et strictement inférieure à 6° pour le mouvement de « burst ». On peut donc considérer ces mouvements comme reproductibles selon la définition donnée précédemment. Par ailleurs, l'évolution temporelle de la dispersion des indicateurs de fluctuation de bruit $\phi_a(t,\xi)$ (résultats non présentés) est constante au cours du mouvement du volet. Ainsi, l'augmentation de vitesse incidente de 6% induite par les mouvements de fermeture et d'ouverture et de « burst » n'a pas d'influence sur cette dispersion, contrairement à ce qui avait été observé pour la pression pariétale. Afin d'expliquer cela, on peut avancer le fait que la variation de vitesse incidente induite par le mouvement du volet se traduit par une fluctuation de pression en paroi laquelle est composée d'une partie hydrodynamique et d'une partie acoustique. Les fluctuations de pression transmises par la vitre subissent un filtrage dont l'effet est observé sur la dispersion des différentes réalisations qui est trouvée constante au cours du cycle.

Les résultats du moyennage des indicateurs de fluctuation montrent que le niveau de bruit évolue entre 41.4 et 43.2 dB (en moyenne) au cours des mouvements de fermeture et d'ouverture (Figures 5.8.b et 5.8.d). Le temps caractéristique de variation du bruit lors du mouvement de fermeture (Figure 5.8.b) est approximativement de 0.15 s ($1.5T_m$). Ce temps est lié à la dynamique de l'écoulement autour de la marche et est du même ordre de grandeur que le temps de variation du volet (Figure 5.8.a). Par contre, dans le cas du mouvement d'ouverture (Figure 5.8.d), le temps caractéristique de variation du bruit entre les deux états stationnaires est approximativement de 0.6 s (soit $6T_m$). Ainsi, l'échelle temporelle de variation du bruit ($i.e.$, l'effet) est bien plus importante que celle associée au mouvement du volet ($i.e.$ la cause) qui est de 0.1 s, soit T_m (Figure 5.8.c). Ce temps n'est pas lié à la dynamique locale de l'écoulement autour de la marche mais plutôt à un phénomène de relaxation ($i.e.$ de retour à l'équilibre) à l'échelle de la soufflerie induite par le mouvement d'ouverture. Il s'agit d'un effet de soufflerie lié à son inertie plutôt que d'un phénomène lié à la turbulence dans l'écoulement : on parlera par la suite d'un effet de relaxation. On constate d'ailleurs sur le signal de l'indicateur de fluctuation

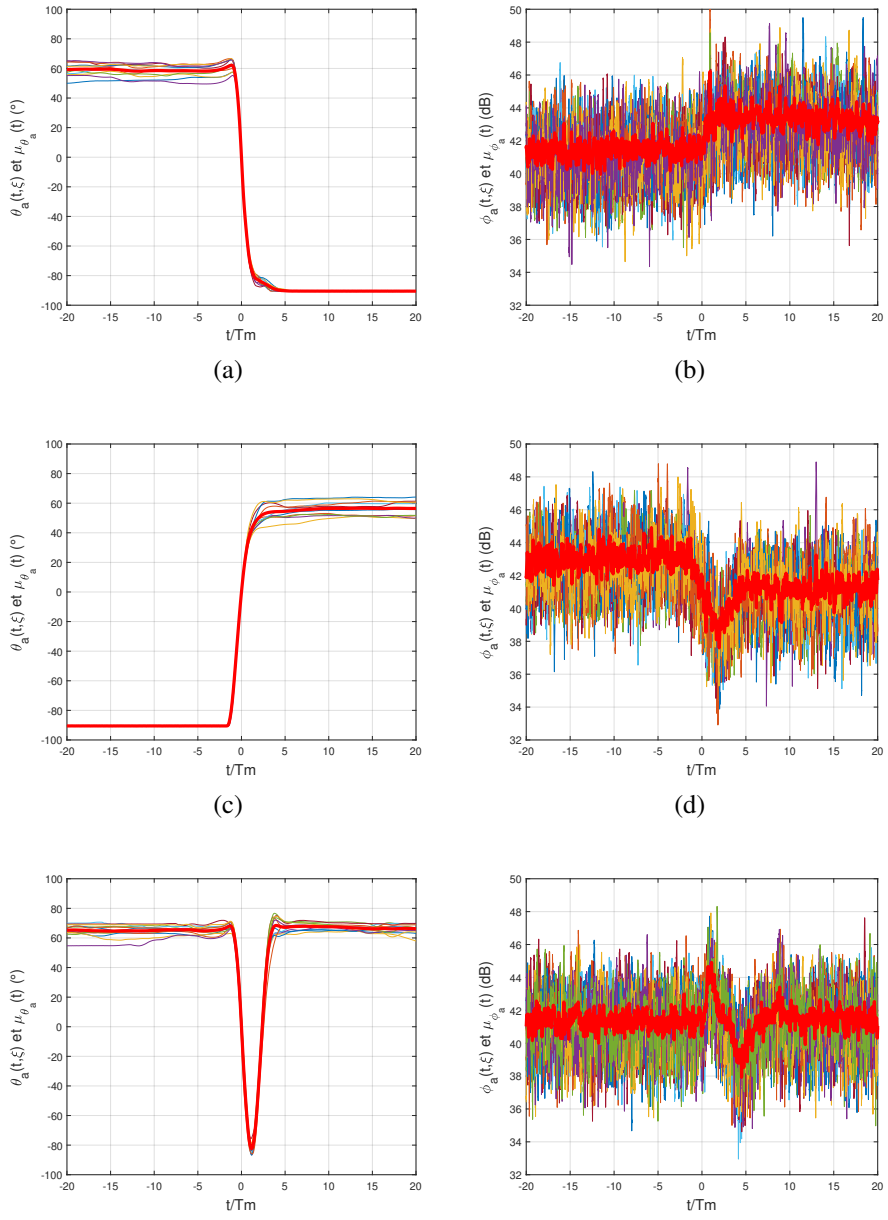


FIGURE 5.8 – Moyenne d'ensemble $\theta_p(t)$ (trait en rouge gras) des signaux d'angle $\theta_p(t,\xi)$ (à gauche) et moyenne d'ensemble $\mu_{\theta_p}(t)$ (trait rouge gras) des indicateurs de fluctuation de bruit $\phi_p(t,\xi)$: (a-b) mouvement de fermeture ; (c-d) mouvement d'ouverture ; (e-f) mouvement de « burst ». La vitesse incidente U_0 est de 40 m.s^{-1} et la bande de tiers d'octave d'étude est la bande 4 kHz. Les temps de fermeture d'ouverture et de « burst » du volet sont respectivement de 0.1 s, 0.1 S et 0.2 s. Le temps de transition rapide des indicateurs de fluctuation moyen qui sont associés à ces mouvements sont est de l'ordre de 0.2 s, soit T_m.

moyenné une forte diminution de niveau par rapport à l'état final suivie d'une augmentation du niveau de bruit jusqu'à stabilisation au niveau du bruit mesuré en configuration "volet ouvert". Ce comportement de l'indicateur de fluctuation de bruit n'est de plus pas retrouvé sur les indicateurs de fluctuation de pression pariétale calculés (Figure 5.4.b), ce qui confirme le fait qu'il ne s'agisse pas d'un effet local.

Le mouvement de « burst » est composé d'un mouvement de fermeture suivi d'un mouvement d'ouverture. Le temps moyen de chacun des mouvements de fermeture et d'ouverture qui composent le mouvement de « burst » est approximativement de 0.12 s, soit 1,2T_m (Figure 5.8.e). Le temps moyen total du mouvement de « burst » est donc approximativement de 0.24 s (soit 2.4T_m). L'indicateur de fluctuation moyen $\mu_{\phi_a}(t)$ calculé pour ce mouvement (Figure 5.8.f) est composé d'une phase d'augmentation suivie d'une phase de diminution puis d'une nouvelle phase d'augmentation de niveau jusqu'à stabilisation. On peut associer la première phase d'augmentation du niveau de bruit à un phénomène turbulent dans l'écoulement, celui-ci étant induit par le mouvement de fermeture composant le mouvement de « burst ». Cette phase d'augmentation est d'ailleurs caractérisée par un temps caractéristique approximativement de 0.11 s, soit 1,1T_m (Figure 5.8.f). Ce temps est équivalent au temps du mouvement de fermeture du volet qui compose le mouvement de « burst », indiquant ainsi le lien existant entre le mouvement de fermeture du volet et l'augmentation du bruit. Contrairement à la première phase d'augmentation du bruit, les phases de diminution et d'augmentation qui suivent, sont associées à un phénomène de relaxation de la soufflerie induite par le mouvement d'ouverture composant le mouvement de « burst ». Ce retour à l'état stationnaire est caractérisé par un temps caractéristique d'approximativement 0.9 s, soit 9T_m (Figure 5.8.f). Le temps de retour à l'état stationnaire mesuré lors du mouvement de « burst » est donc plus important que ce même temps mesuré lors du mouvement d'ouverture du volet. On explique cela par le fait que le mouvement d'ouverture composant le mouvement de « burst » est précédé d'un mouvement de fermeture. Ceci a donc pour effet d'allonger le temps de retour à l'état stationnaire. Le temps de variation du bruit dans le caisson se produit donc pendant approximativement 1 seconde lors du mouvement de « burst » (Figure 5.8.f).

5.4.2 Comparaison entre $\phi_a^{QS}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$

La Figure 5.9 permet de confronter le modèle quasi-stationnaire acoustique $\phi_a^{QS}(t)$ à l'indicateur de fluctuation de bruit moyenné $\mu_{\phi_a}(t)$ pour chacun des mouvements considérés au cours de cette étude. Les résultats sont présentés pour la bande de tiers d'octave 4 kHz et pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1}.

Le modèle quasi-stationnaire appliqué au cas de fermeture du volet permet de mettre en évidence le caractère quasi-stationnaire de la dynamique temporelle du bruit mesuré dans le caisson pour ce mouvement (Figure 5.9.a). En effet, ce modèle parvient à correctement prédire l'évolution temporelle du bruit dans le caisson induite par la fermeture du volet.

Le cas du mouvement d'ouverture du volet met en évidence le phénomène de relaxation de la soufflerie précédemment évoqué (Figure 5.9.b). En effet, à partir de t/T_m = 0 (c'est-à-dire

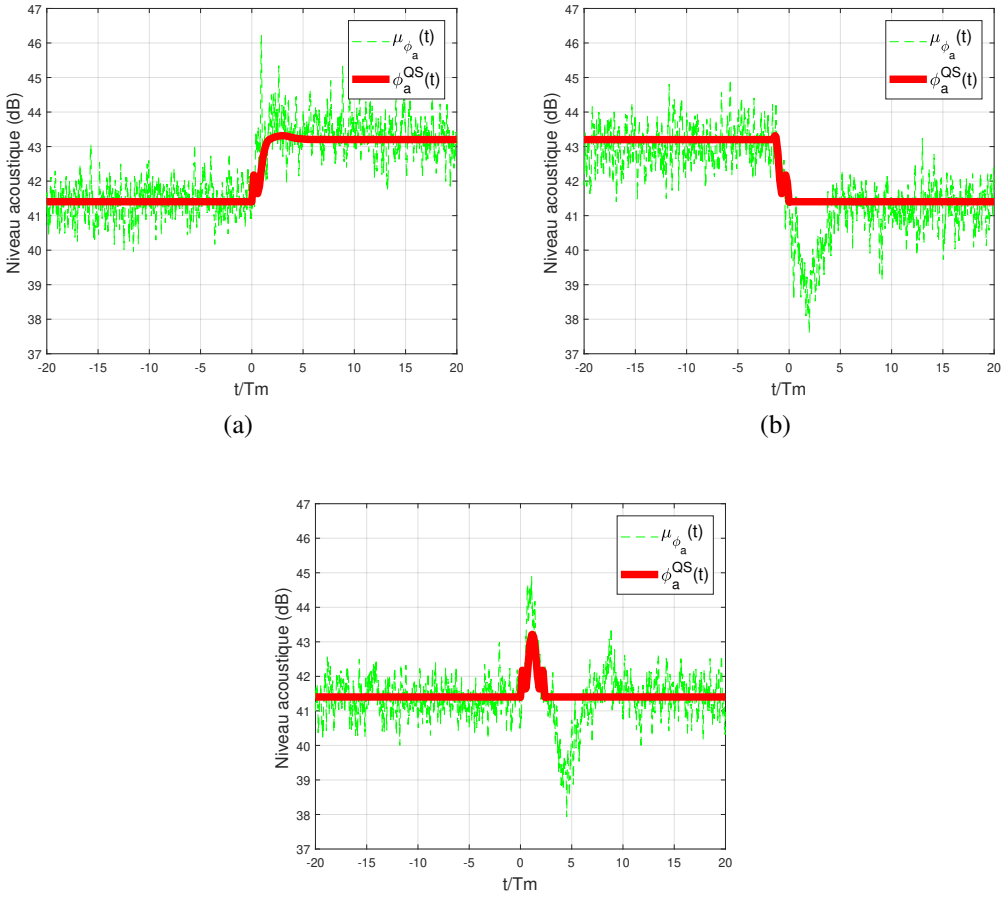


FIGURE 5.9 – Comparaison du modèle quasi-stationnaire $\phi_a^{QS}(t)$ avec l'indicateur de fluctuation de bruit moyenné $\mu_{\phi_a}(t)$ pour la bande de tiers d'octave 4 kHz : (a) mouvement de fermeture ; (b) mouvement d'ouverture ; (c) mouvement de « burst ». La vitesse d'écoulement est de 40 m.s^{-1}.

lorsque volet est complètement ouvert), l'indicateur de fluctuation $\mu_{\phi_a}(t)$ s'écarte considérablement du niveau acoustique prédit par le modèle quasi-stationnaire $\phi_a^{QS}(t)$ en descendant de 2.5 dB en dessous. Le niveau rejoint l'état stationnaire après un temps de $5T_m$ environ. Donc le niveau quasi-stationnaire est correctement suivi par l'indicateur de fluctuation $\mu_{\phi_a}(t)$ jusqu'au retour à 0° puis l'effet de relaxation apparait par la suite.

L'application du modèle quasi-stationnaire au mouvement de « burst » met en évidence le phénomène instationnaire associé à ce mouvement 5.9.c). On note en effet un déficit de prédiction du niveau maximum de l'ordre de 1.5 dB. Ce niveau maximum est atteint à approximativement t/T_m = 1.1, soit à la fin de la phase de fermeture du volet. Ensuite, jusqu'à t/T_m = 2 (retour du volet en position ouverte) le niveau de $\phi_a^{QS}(t)$ semble correctement suivre le niveau prédit par le modèle quasi-stationnaire. Au-delà de ce temps, le modèle ne parvient plus à prédire le niveau de bruit dans le caisson jusqu'à approximativement t/T_m = 10. En effet, entre t/T_m = 2 et t/T_m = 10, le bruit diminue et atteint un niveau inférieur au niveau prédit par le modèle quasi-stationnaire de l'ordre de 2.5 dB puis augmente pour atteindre un niveau supérieur au niveau du modèle quasi-stationnaire de l'ordre de 1 dB, puis se stabilise enfin. Ce comportement est lié à la relaxation de la soufflerie. On peut donc conclure que le mouvement de « burst » est presque quasi-stationnaire sur la phase d'aller-retour du mouvement de volet (avec un déficit de prédiction du bruit du niveau maximal d'environ 1.5 dB) puis présente un comportement non quasi-stationnaire par la suite.

5.4.3 Analyse par bande de tiers d'octave

Les Figures 5.10 et 5.11 présentent l'effet de la bande de tiers d'octave sur la performance du modèle quasi-stationnaire respectivement pour les mouvements de fermeture et d'ouverture du volet ainsi que pour le mouvement de « burst ». La vitesse d'écoulement est de 40 m.s^{-1}.

Les résultats montrent que les conclusions évoquées précédemment pour la bande de tiers d'octave 4 kHz sont également valables pour les autres bandes de fréquences étudiées : 6.3 et 8 kHz. Néanmoins, ces résultats mettent en évidence un effet de soufflerie en particulier pour la bande de tiers d'octave 6.3 kHz. En effet, pour les mouvements de fermeture (Figure 5.10.c) et d'ouverture (Figure 5.10.d) le modèle « quasi-stationnaire » ne parvient pas à retrouver le niveau acoustique associé aux états statiques du volet, $i.e.$ position ouverte et fermée. On attribue ce comportement du champ acoustique dans le caisson aux conditions expérimentales nécessaires pour moyenner les mouvements des indicateurs de fluctuation. En effet, afin d'effectuer ce moyennage une succession de mouvements rapides a été considérée. Ces mouvements ont pour effet d'allonger considérablement le temps de retour à l'équilibre de la soufflerie. Les hautes fréquences semblent plus sensibles à cet effet de soufflerie.

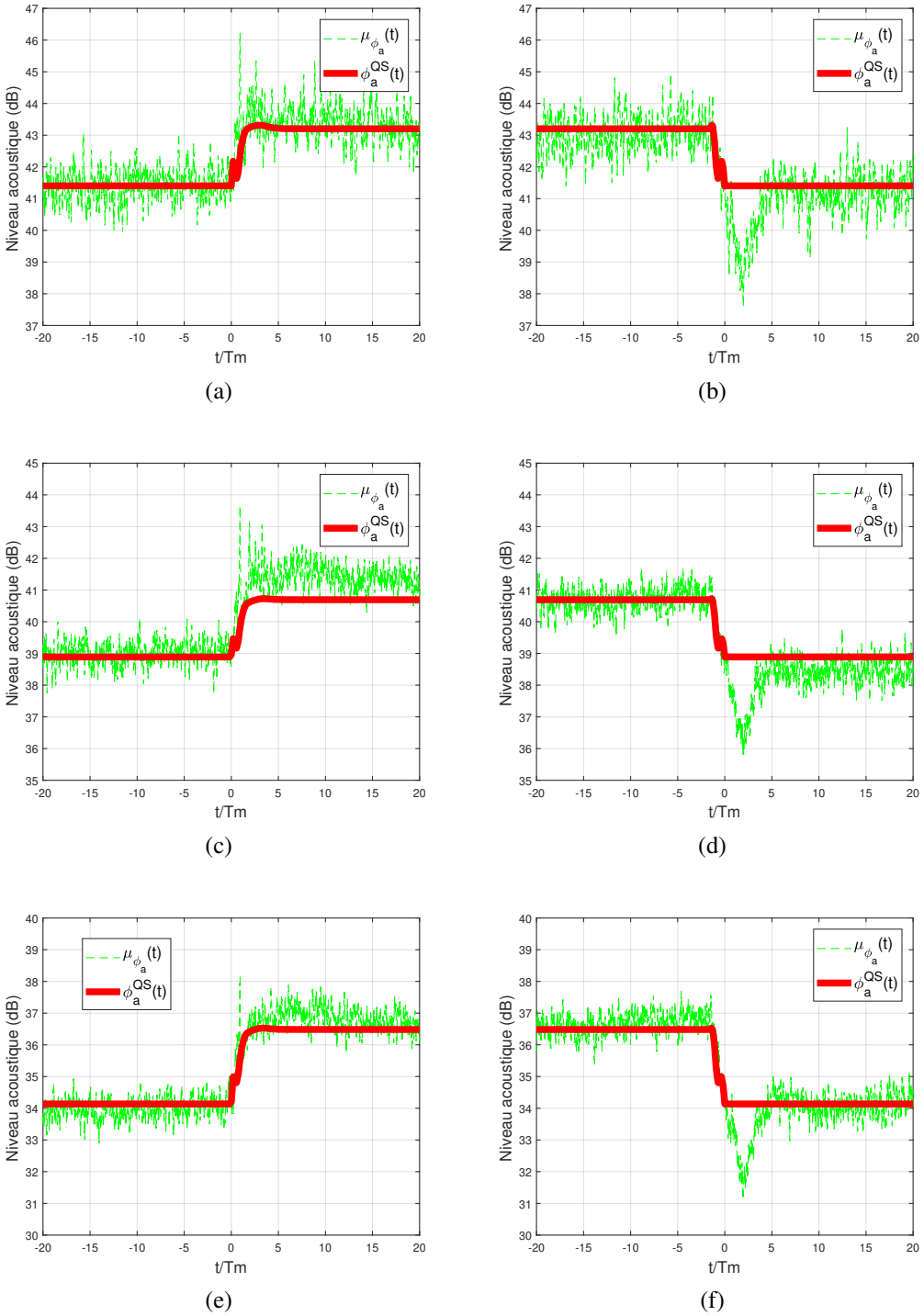


FIGURE 5.10 – Effet de la bande de tiers d'octave d'analyse sur le modèle quasi-stationnaire $\phi_a^{QS}(t)$ calculé pour un mouvement de fermeture (gauche) et d'ouverture (droite) pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1} : (a-b) 4 kHz ; (c-d) 6.3 kHz ; (e-f) 8 kHz.

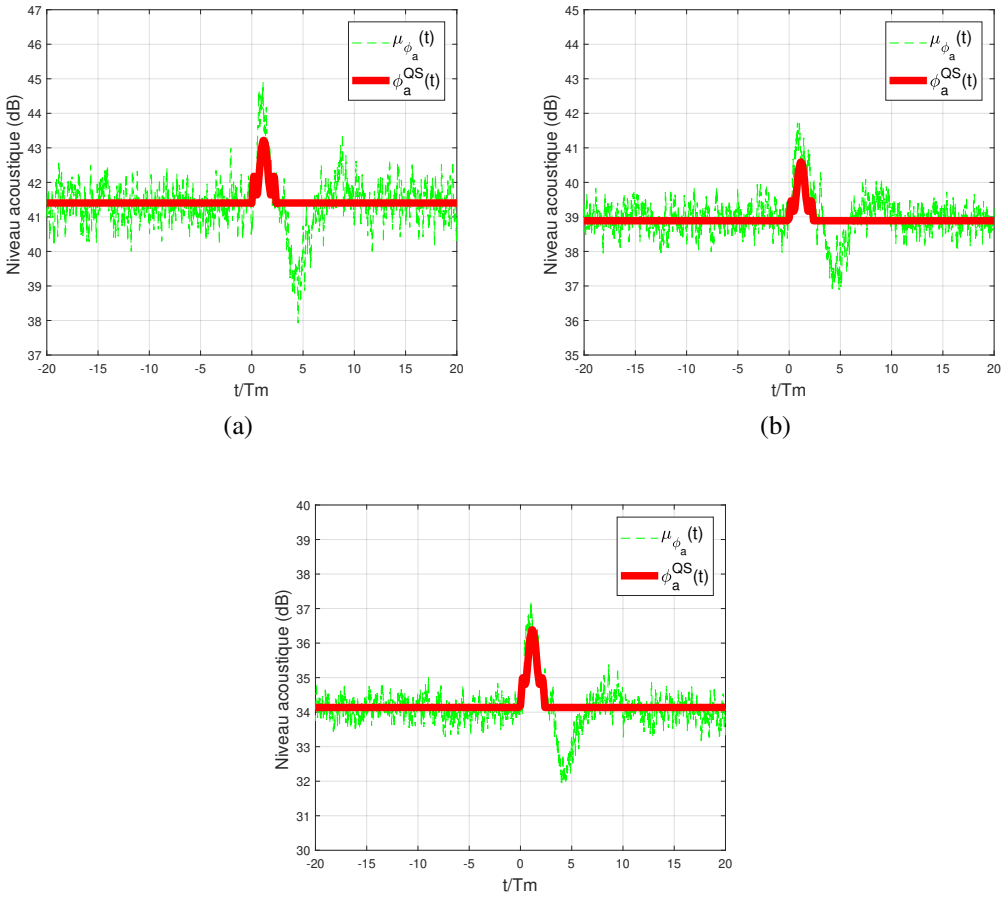


FIGURE 5.11 – Effet de la bande de tiers d'octave d'analyse sur le modèle quasi-stationnaire $\phi_a^{QS}(t)$ calculé pour un mouvement de « burst » pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1} : (a-b) 4 kHz ; (c-d) 6.3 kHz ; (e-f) 8 kHz.

5.5 Caractérisation du couplage entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de bruit transmises à travers la vitre

Les indicateurs de fluctuation moyens $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$ présentés respectivement en Section 5.3 et 5.4 ont permis de connaître la dynamique temporelle moyenne de l'énergie associée aux champs de pression pariétale et acoustique, induite par les mouvements élémentaires du volet ($i.e.$, fermeture, ouverture et « burst »). On dispose ainsi d'une base de données expérimentales d'indicateurs de fluctuation de bruit et de pression pariétale instationnaire (soit 16 indicateurs de fluctuation de pression pariétale en aval de la marche et 1 indicateur de fluctuation de bruit, pour chaque vitesse incidente U_0 et chaque bande de tiers d'octave d'analyse). L'analyse de cette base de données autorise la caractérisation du couplage entre les fluctuations de pression pariétale et les fluctuations de bruit transmises par la vitre lors des différents mouvements du volet. Ce couplage est mis en évidence à l'aide du calcul du coefficient de corrélation. En pratique, on corrèle chacun des 16 indicateurs de fluctuation de pression pariétale avec l'indicateur de fluctuation de bruit afin d'effectuer une étude spatiale du couplage. Il s'agit à travers cette approche, de contourner l'impossibilité de mesurer conjointement la pression pariétale et le bruit intérieur. En effet, lorsque l'on effectue des mesures de pression en paroi, la vitre doit être retirée afin de placer une plaque instrumentée, ce qui empêche d'effectuer des mesures simultanées. Cependant, si l'on part du constat que les lois de variation des indicateurs de fluctuation moyens présentent une "signature" déterministe, le coefficient de corrélation peut permettre d'estimer le degré de ressemblance entre les indicateurs de fluctuation de pression acoustique et pariétale en divers points de la marche.

On présente dans la Section 5.5.1 le coefficient de corrélation utilisé afin d'effectuer cette étude. Ensuite, les résultats de cette analyse sont présentés en Section 5.5.2 pour la bande de tiers d'octave 4 kHz et une vitesse incidente de 40 m.s^{-1}. L'effet de la bande de tiers d'octave est étudié dans la Section 5.5.3. Enfin, on évalue l'effet de la vitesse dans la Section 5.5.4.

5.5.1 Coefficient de corrélation entre les indicateurs de fluctuation $\mu_{\phi_p}(t)$ et $\mu_{\phi_a}(t)$

Afin de mettre en évidence le couplage entre l'excitation pariétale et les fluctuations de bruit transmises par la vitre lors de la variation rapide de vitesse incidente on calcul le coefficient de corrélation $\rho_{[\mu_{\phi_p},\mu_{\phi_a}]}(0)$ entre μ_{ϕ_p} et μ_{ϕ_a}. Il s'agit ainsi de l'Eq. (5.3) définie avec un retard τ = 0. Par identification $x_1(t)$ vaut μ_{ϕ_p} et $x_2(t)$ vaut μ_{ϕ_a}.

5.5.2 Analyse de la corrélation entre les indicateurs de fluctuation

La Figure 5.12 montre l'évolution du coefficient de corrélation $\rho_{[\mu_{\phi_p(t)},\mu_{\phi_a(t)}]}$ avec la coordonnée X normalisée par la longueur de recollement L_R de l'écoulement moyen en aval de la marche (pour rappel, X = 0 désigne l'arête de la marche). Celui-ci est calculé entre l'indicateur

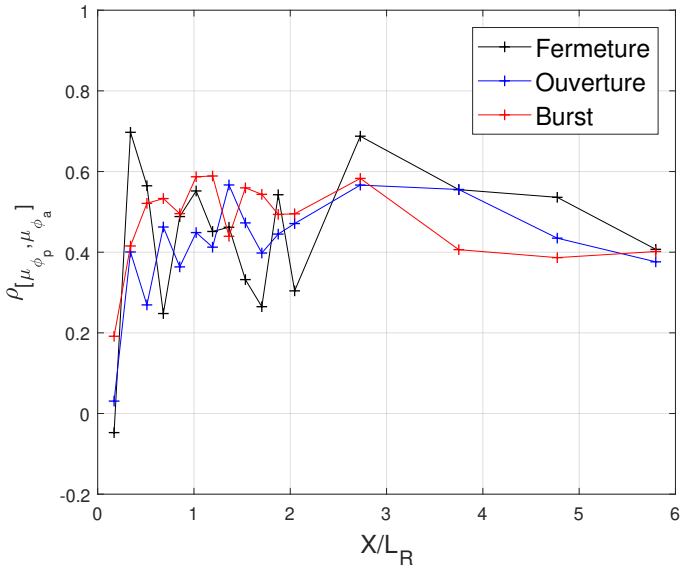


FIGURE 5.12 – Coefficient de corrélation $\rho_{[\mu_{\phi_p},\mu_{\phi_a}]}(0)$ des indicateurs de fluctuation de pression pariétale μ_{ϕ_p} et de bruit μ_{ϕ_a} calculé pour la bande de tiers d'octave 4 kHz, pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1}. Le calcul est effectué pour chacun des 16 capteurs pour chaque mouvement du volet.

de fluctuation de bruit (présenté en Section 5.4) et les 16 indicateurs de fluctuation de pression pariétale (les résultats du capteur en X/L_R = 1.5 sont analysés en détail en Section 5.3). Ces 16 indicateurs de fluctuation de pression pariétale sont obtenus dans le plan de symétrie de la marche pour chaque mouvement élémentaire du volet, $i.e.$, les mouvements de fermeture, d'ouverture et de « burst ». Ceux-ci concernent la bande de tiers d'octave 4 kHz et une vitesse incidente U_0 de 40 m.s^{-1}. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.1 s pour le mouvement de fermeture, de 0.6 s pour le mouvement d'ouverture et d'une seconde pour le mouvement de « burst ». Ces temps d'intégrations ont été déterminés dans les Sections 5.3 et 5.4. Ils correspondent aux temps d'évolution des indicateurs de fluctuation induites par la variation rapide de vitesse incidente produite par les différents mouvements du volet.

Globalement l'évolution spatiale du coefficient de corrélation entre les deux indicateurs de fluctuation est similaire pour les trois mouvements considérés : fermeture, ouverture et « burst ». Celui-ci est très faible proche du bord de la marche puis augmente jusqu'à atteindre sa valeur maximale proche du point de recollement de l'écoulement moyen. La valeur maximale est évaluée entre 40 et 60 $\%$ suivant le mouvement considéré. La valeur du coefficient se stabilise ensuite en s'éloignant du point de recollement de l'écoulement moyen (X/L_R = 1). Ce résultat stipule donc qu'une dépendance linéaire existe entre les indicateurs de fluctuation de pression pariétale et de bruit transmis de l'ordre de 40 à 60 $\%$ dans la zone de la vitre comprise entre

L_R et $5L_R$. Cette zone correspond à la zone de la vitre qui est majoritairement soumise au lâcher tourbillonnaire, c'est-à-dire à la zone excitée par les structures aérodynamiques cohérentes convectées en aval de la bulle de recirculation.

Pour le cas du mouvement de fermeture, le niveau de corrélation atteint approximativement 70% pour le capteur positionné à $0{,}34L_R$. Ce haut niveau de corrélation peut être lié aux fluctuations de vitesse induites par le mouvement de le bulle de recirculation mis en évidence dans le chapitre 4. Ce mouvement de la bulle de recirculation est d'ailleurs provoqué par la sur-vitesse locale mesurée au-dessus de la couche de mélange.

Cette analyse permet donc de mettre en lumière deux aspects important dans la transmission acoustique de la vitre. Le premier aspect est global puisqu'il a été montré que les niveaux de corrélations les plus significatifs, $i.e.$, au-dessus de 50%, correspondent aux points de mesure situés proche du recollement moyen et en aval de celui-ci. On considère ainsi que les fluctuations de pression dans la bulle de recirculation ne contribue que très peu à la transmission des fluctuations de bruit. En d'autres termes, la bulle de recirculation agit comme un masque en s'opposant à la transmission des fluctuations de bruit par la vitre. Le deuxième aspect concerne un phénomène local puisqu'il est lié aux fluctuations de pression pariétale proche du bord de la marche.

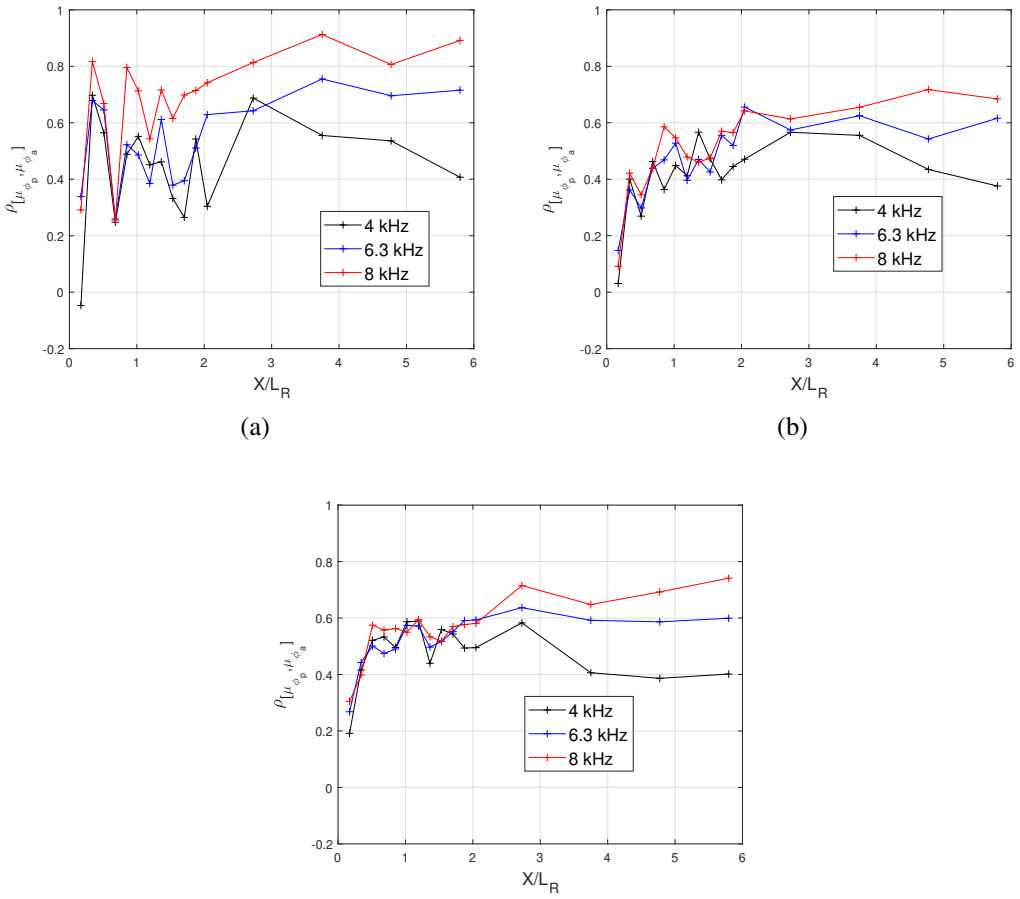
5.5.3 Analyse par bande de fréquence

L'effet de la bande de tiers d'octave d'analyse sur le coefficient de corrélation est présenté sur la Figure 5.13 pour une vitesse incidente de 40 m.s^{-1} pour les trois types de mouvement de volet considérés. La similarité entre les fluctuations de niveau de bruit et de pression pariétale augmente avec la fréquence pour les trois mouvements d'ouverture et de « burst » ($i.e.$ quand on considère les petites structures convectées dans le sillage de la bulle de recirculation). Cette augmentation n'est toutefois pas globale puisque le coefficient de corrélation ne varie que très peu pour les points de mesure situés sous la bulle de recirculation.

5.5.4 Influence de la vitesse incidente U_0

L'effet de la vitesse incidente U_0 sur le coefficient de corrélation est présenté sur la Figure 5.14 pour les trois mouvements élémentaires du volet. Les résultats sont exposés pour la bande de tiers d'octave 4 kHz.

Pour le mouvement de fermeture la vitesse incidente U_0 influe très peu sur l'évolution spatiale du coefficient de corrélation. L'analyse des résultats des mouvements d'ouverture et de « burst » peut-être effectué de manière conjointe. L'augmentation de la vitesse incidente U_0 a pour effet de diminuer le niveau de corrélation pour l'ensemble des points de mesure. Ainsi, plus la vitesse incidente U_0 augmente plus l'effet du volet diminue. En effet, bien que la proportion de sur-vitesse générée par le volet se conserve (6%), l'amplitude de cette sur-vitesse ($i.e.$ ΔU) générée par les mouvements de volet diminue, c'est ce qui explique ce comportement du

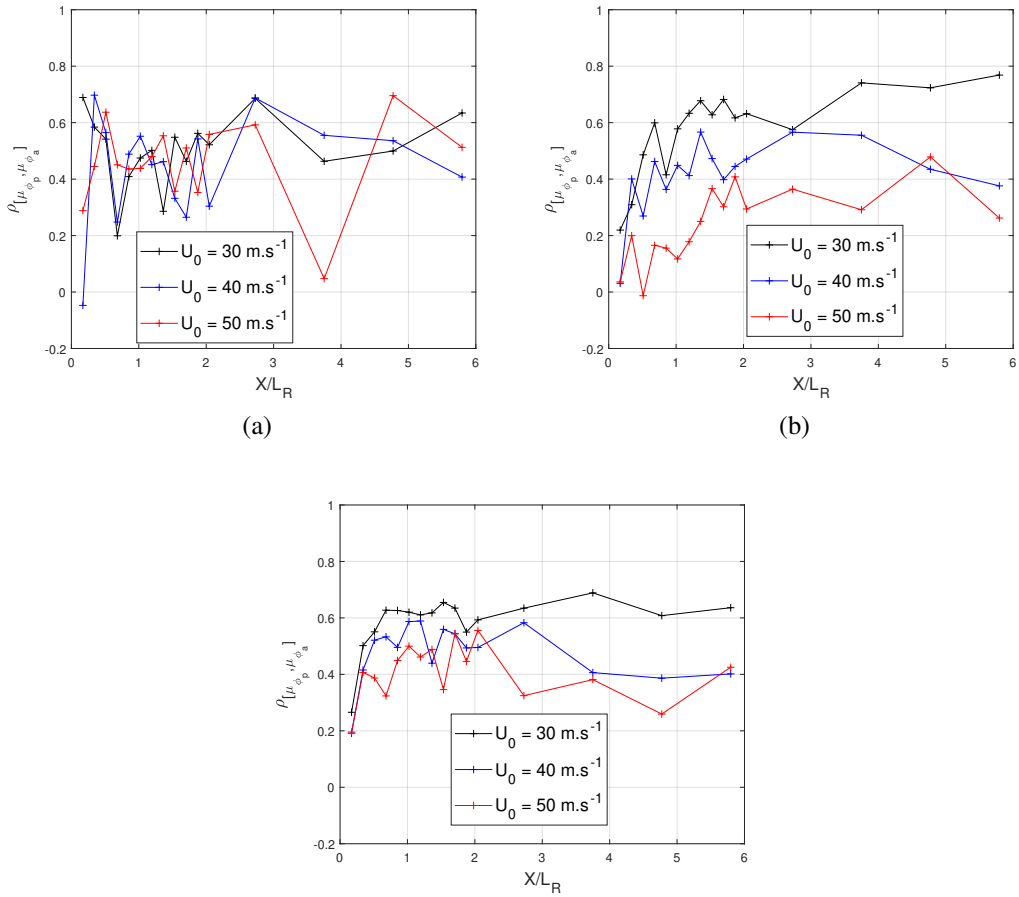


(a) (b)

(c)

FIGURE 5.13 – Effet de la bande de tiers d'octave sur le coefficient de corrélations $\rho_{[\overline{\phi_p},\overline{\phi_a}]}$ calculé pour une vitesse d'écoulement U_0 de 40 m.s^{-1} : (a) mouvement de fermeture (b) mouvement d'ouverture (c) mouvement de « burst ».

coefficient de corrélation.



(a) (b)

(c)

FIGURE 5.14 – Effet de la vitesse incidente U_0 sur le coefficient de corrélations $\rho_{[\overline{\phi_p},\overline{\phi_a}]}$ calculé pour la bande de tiers d'octave 4 kHz : (a) mouvement de fermeture ; (b) mouvement d'ouverture ; (c) mouvement de « burst ».

5.6 Synthèse du chapitre

Ce chapitre a permis d'évaluer le caractère quasi-stationnaire de l'évolution temporelle des indicateurs de de fluctuation de pression pariétale et de bruit lors de la variation rapide de vitesse incidente induite par les mouvements élémentaires du volet (fermeture, ouverture, « burst »).

Pour la pression pariétale sur la vitre, le caractère quasi-stationnaire de l'indicateur de fluctuation moyen $\mu_{\phi_p}(t)$ a été démontré pour les trois mouvements de volet considérés sur toute la surface de la vitre que l'on se situe dans la bulle de recirculation ou en dehors.

Concernant la pression acoustique, à l'exception du mouvement de fermeture qui génère un comportement quasi-stationnaire de l'indicateur de fluctuation de bruit moyen, le champ acoustique dans le caisson est globalement sensible à un phénomène de relaxation de la soufflerie. Ainsi, le modèle construit suivant une approche quasi-stationnaire ne parvient pas à retrouver le niveau de bruit mesuré lors des mesures.

L'analyse du lien entre les indicateurs de fluctuation moyens de pression pariétale et de bruit a permis de caractériser le couplage entre les fluctuations de pression pariétale induites par la variation rapide de vitesse incidente et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson. L'évolution spatiale du coefficient de corrélation montre que la bulle de recirculation se comporte comme un "obstacle" à la transmission des fluctuations de bruit dans le caisson. En effet, en s'éloignant du bord de la marche le niveau de corrélation augmente jusqu'à stabilisation juste en dehors de cette bulle, ceci pour les mouvements d'ouverture et « burst ». La transmission des fluctuations de bruit dans le caisson est plus efficace pour les bandes de fréquences les plus élevées. L'augmentation de la vitesse incidente a pour effet de faire chuter le niveau de corrélation. Afin d'expliquer ce résultat on peut avancer le fait qu'en augmentant U_0 l'amplitude de l'augmentation de vitesse induite par le mouvement du volet diminue.

Chapitre 6

Analyse spatio-temporelle du lien entre la dynamique de l'écoulement et la transmission des fluctuations de bruit

L'étude présentée au chapitre précédent a permis d'évaluer puis de comparer à un modèle quasi-stationnaire la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation de pression pariétale $\mu_{\phi_p}(t)$ et de fluctuation de bruit $\mu_{\phi_a}(t)$, tous deux issus d'un moyennage d'ensemble de 10 réalisations d'indicateurs. L'objectif est à présent de caractériser, pour une réalisation des différents types de mouvement de volet (fermeture, ouverture, « burst »), l'interaction de l'écoulement au voisinage de la marche avec la pression pariétale d'une part, puis de localiser les zones de l'écoulement qui sont liées aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson lors de la variation rapide de vitesse incidente induite par ces mouvements de volet. Ceci est effectué à l'aide d'une méthode de corrélation "directe" des indicateurs $\phi_v(t)$ [1] et $\phi_p(t)$ (vitesse-pression pariétale) d'une part, et des indicateurs $\phi_v(t)$ et $\phi_a(t)$ (vitesse-pression acoustique) d'autre part. Pour rappel, les mesures synchronisées vitesse-pression pariétale et vitesse-pression acoustique sont effectuées séparément, celles-ci ne pouvant être réalisées conjointement pour des raisons d'ordres techniques. La mesure du champ de vitesse est effectuée à l'aide de la technique de mesure TR-PIV présentée en Section 3.3.1.

Tout d'abord, la Section 6.1 est dédiée à la présentation des principales limitations et sources d'erreurs liées à cette technique de mesure du champ de vitesse. Celles-ci ont pour conséquence de limiter en fréquence la performance de cette méthode de mesure. La Section 6.2 définit l'outil de corrélation appliqué aux indicateurs de fluctuation considérés dans cette section. L'application de cet outil permettra de caractériser le lien entre la dynamique de l'écoulement autour de la marche et le chargement aérodynamique sur la paroi vitrée dans la Section 6.3. Une étude similaire est effectuée afin de lier la dynamique de l'écoulement aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson (Section 6.4). Le but est ainsi de localiser les zones de l'écoulement dont la dynamique est liée aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson anéchoïque. Précisions que

1. Cet indicateur est composé d'un indicateur de fluctuation de vitesse longitudinale ϕ_{v_x} et d'un indicateur de fluctuation de vitesse transversale ϕ_{v_z}

l'ensemble des résultats exposés dans ce chapitre ont été obtenus pour une vitesse d'écoulement de 40 m.s^{-1}.

6.1 Limitations et sources d'erreurs de la technique de mesure TR-PIV

Il existe plusieurs limitations et sources d'erreurs spécifiques à la technique de mesure TR-PIV. Deux limitations émergent en particulier lors du traitement des images et de l'estimation des champs de vitesse. La première limitation importante provient de la nature discrète de la mesure qui introduit le problème de repliement spectral. En effet, la techniques de TR-PIV est par nature une technique échantillonnée car elle résulte de la captation d'images et d'un traitement basé sur la comparaison de ces images. Il n'est donc pas possible d'appliquer un filtre anti-repliement puisqu'il n'existe pas de signal continu sur lequel l'appliquer comme ce serait le cas pour un signal de pression ou de fil chaud. La performance de la mesure est donc limitée en fréquence puisque les hautes fréquences peuvent se replier sur les fréquences plus faibles du signal. Cet effet a été notifié par plusieurs auteurs [14, 78, 41, 13]. Dans la présente étude, la fréquence d'acquisition est de 20 kHz, donc en respectant le critère de Shannon d'une manière stricte, il ne sera pas possible d'analyser les fréquences au-delà de 10 kHz. De plus, les fréquences existantes au-delà de 10 kHz se replieront sur les valeurs hautes du spectre utile et l'on peut s'attendre à un spectre corrompu avant cette fréquence limite sans qu'à ce stade nous puissions en anticiper la largeur spectrale.

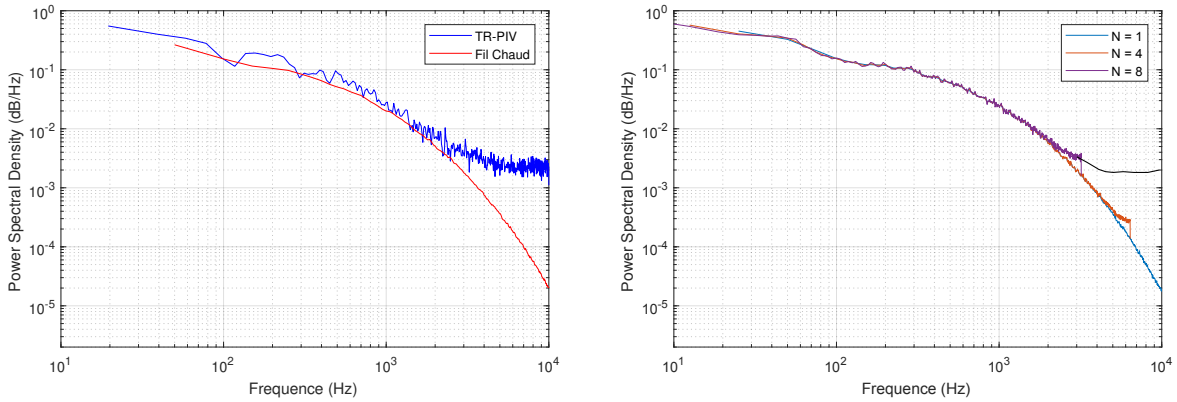
L'autre limitation affectant les mesures effectuées à l'aide de la technique TR-PIV est la relation liant la résolution spatiale à la résolution temporelle des champs de vitesse. Ainsi, comme les fluctuations de vitesse aux hautes fréquences se produisent sur des petites échelles de longueur, il existe un risque qu'elles ne soient pas mesurées sur les champs de vitesse même avec une cadence d'acquisition des images élevée. Le moyennage spatial effectué sur des fenêtres d'interrogations de dimensions finies filtre les fluctuations des structures à hautes fréquences.

Par ailleurs, il est possible d'estimer la limite de fréquence au-delà de laquelle le filtrage spatial induit par le système de mesure ne permet pas de mesurer les fluctuations de vitesse. Pour cela, la résolution spatiale (ΔX, ΔZ) définie par la taille des fenêtres d'interrogation peut être comparée à l'échelle de longueur de la turbulence dans l'écoulement en considérant la micro-échelle de turbulence présentée par Kerhervé $et\ al.$ [43] : $T_\lambda(f) = U_c/2\pi f$, où U_c représente la vitesse de convection des structures cohérentes dans l'écoulement. Ceci implique que T_λ soit de même ordre de grandeur que ΔX. Ainsi, en remplaçant T_λ par la résolution spatiale ΔX du champ de mesure de vitesse dans la direction principale de l'écoulement, on obtient l'équation suivant : $f_{lim} = U_c/2\pi\Delta X$ où f_{lim} correspond à la limite fréquentielle au-delà de laquelle les fluctuations de vitesse sont filtrées par le moyennage spatial des fenêtres d'interrogation. Dans la présente étude, la vitesse de convection U_c des grosses structures cohérentes convectées dans l'écoulement a été estimée à 25.5 m.s^{-1} (voir Section 4.1.2). En première approximation, on considère que les petits tourbillons sont convectés dans la couche de mélange à cette vitesse. De

plus, l'espacement entre les vecteurs vitesse ΔX est de 0.8 mm. Ainsi, le calcul de f_{lim} donne une valeur approximative de 5073 Hz. On considère donc cette fréquence comme la limite au-delà de laquelle l'analyse n'est pas effectuée. Au-delà de cette fréquence un "plancher" de bruit est observé.

La Figure 6.1.a compare la DSP de vitesse turbulente calculée à l'aide de deux méthodes différentes : la technique de TR-PIV (trait bleu) et le fil chaud (trait rouge) pour une vitesse d'écoulement U_0 = 40 m.s^{-1} en configuration "volet ouvert". La mesure est effectuée dans le plan de symétrie de la marche, juste au-dessus de la couche de cisaillement. La DSP obtenue à l'aide de la TR-PIV est comparée à la DSP obtenue par fil chaud considérée comme donnée de référence, car le fil chaud possède une résolution spatiale très faible (de l'ordre du micromètre) et le signal de fil chaud est échantillonné à une fréquence bien supérieure à celle de la TR-PIV (51.2 kHz). Les DSP calculées sont similaires pour des fréquences allant jusqu'à 2kHz, puis la DSP du signal de TR-PIV décrit un plateau énergétique entrainant une surestimation de l'énergie au-delà de 2 kHz. Cette anomalie énergétique apparait bien en-deçà de la fréquence de Nyquist, qui est ici de 10 kHz. Cet effet pourrait être associé au repliement spectral, et une simulation est réalisée afin de vérifier cette hypothèse. L'effet supposé du repliement est modélisé en sous-échantillonnant le signal de fil chaud par un facteur 4(trait rouge) puis 8 (trait violet) (Figure 6.1.b). Les DSP obtenues sont présentées sur la Figure 6.1.b. Le but est ici d'observer le phénomène de repliement spectral présentant les même caractéristiques que celles retrouvées à l'aide de la TR-PIV (Figure 6.1.a). On note ainsi qu'afin de retrouver approximativement les mêmes niveaux énergétiques que ceux trouvés avec la TR-PIV, il est nécessaire de sous-échantillonner les signaux d'un facteur 8, ce qui correspond à une fréquence d'échantillonnage de 6.4 kHz. Cette fréquence étant très éloignée de celle qui est effectivement utilisée pour mesurer le champ de vitesse (20 kHz), on peut donc affirmer que les hauts niveaux d'énergie retrouvés en haute fréquence ne sont pas le fait exclusif du repliement temporel. Comme développé plus haut, l'effet dû au moyennage spatial des fenêtres d'interrogation intervenant aux environs de 5 kHz sur les hautes échelles de turbulence n'est pas correctement reproduit comme il l'est avec le fil-chaud et doit former théoriquement un plateau spectral (trait noir sur la Figure 6.1.b). Ainsi l'effet de repliement spectral porte des valeurs bien supérieurs à celles obtenues par le fil chaud. Les deux effets, lissage des structures et repliement se superposent pour corrompre le spectre à une fréquence plus basse que prévue.

Breakey [13] a évalué la capacité de la TR-PIV à estimer les statistiques des quantités turbulentes, c'est-à-dire la cohérence et la corrélation. L'auteur a montré, dans le cas d'un écoulement en interaction avec deux cylindres, que malgré l'erreur introduite par le système de mesure dans le domaine fréquentiel (similaire à ce qui est retrouvé dans la présente étude), cette technique est capable d'estimer la corrélation sans erreurs significatives en amplitude et en phase. L'évaluation de cette erreur est effectuée par comparaison avec une mesure effectuée avec un fil chaud. Ce résultat affirme qu'il est possible de caractériser les sources aéroacoustiques dans le domaine temporel à l'aide d'un calcul de corrélation pour le cas de deux cylindres. Même si notre expérience s'éloigne de ce cas type, il peut être important pour la suite de notre étude de tester l'approche développée par Breakey [13]. Pour se faire, la fonction d'intercovariance



(a) (b)

FIGURE 6.1 – (a) Comparaison entre les DSP de vitesse turbulente obtenues avec un fil chaud (trait rouge) et avec la technique de mesure TR-PIV (trait bleu). La mesure est effectuée à la coordonnée (X,Z) = (0, 46.4) mm (soit à mi-envergure et au droit de la marche au-dessus de la couche de cisaillement). (b) Simulation de l'effet de repliement de spectre à l'aide du signal de vitesse acquis avec le fil chaud. Le signal de vitesse (N = 1, trait bleu) est sous-échantillonné par un facteur N = 4 (trait rouge) et 8 (trait violet). Le trait noir tracé sur la Figure 6.1.b fait référence au niveau du "plancher" de bruit généré par le moyennage spatial de la vitesse dans les fenêtres d'interrogation.

normalisée utilisée par l'auteur est présentée dans la partie suivante.

6.2 Fonction d'intercovariance normalisée des indicateurs de fluctuation

Dans le but de mettre en évidence un éventuel lien linéaire existant entre les indicateurs des différentes quantités considérées (vitesse fluctuante, pression pariétale et pression acoustique) lors de la variation rapide de vitesse incidente induite par le mouvement du volet, il convient de calculer la fonction d'intercovariance normalisée entre les indicateurs $\phi_{v_x}(t)$ (et $\phi_{v_z}(t)$) et $\phi_p(t)$ d'une part, et entre les indicateurs $\phi_{v_x}(t)$ (et $\phi_{v_z}(t)$) et $\phi_a(t)$ d'autre part. Pour rappel, les signaux $\phi_{v_x}(t)$ et $\phi_{v_z}(t)$ correspondent respectivement aux indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale et transversale.

Afin d'introduire la dépendance spatiale de la fonction d'intercovariance normalisée, on écrit $\phi_{v_x}(X,Z,t)$. L'Eq. (5.2) peut alors être reformulée en faisant apparaître la dépendance spatiale (toujours dans l'hypothèse de stationnarité et d'ergodicité) comme suit [21] :

$$\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,\tau) = \frac{\overline{(\phi_{v_x}(X,Z,t) - \overline{\phi_{v_x}(t)}).(\phi_p(t+\tau) - \overline{\phi_p(t)})}}{\sigma_{\phi_{v_x}}\sigma_{\phi_p}} \tag{6.1}$$

On obtient une cartographie des coefficients de corrélation spatiale en faisant varier (X,Z) et en prenant τ = 0. Cette équation a été appliquée aux indicateurs de vitesse longitudinale ϕ_{v_x} et de pression acoustique ϕ_p mais est aussi valable pour les couples d'indicateurs (ϕ_{v_z},ϕ_p), (ϕ_{v_x},ϕ_a) et (ϕ_{v_z},ϕ_a). L'effet de τ sera évalué en Section 6.3.1 afin de caractériser un phénomène convectif dans l'écoulement.

Afin de préserver une fenêtre à court-terme de durée identique (ici T_m/10 =0.01 s) sur tous les signaux, le nombre de point de la fenêtre à court-terme pour l'estimation des indicateurs de fluctuation est de 200 points pour la TR-PIV (cadence d'échantillonnage de 20 kHz), et de 1024 points pour la pression pariétale et acoustique (cadence d'échantillonnage de 102.4 kHz). Le temps d'intégration pour le calcul de cette fonction est de 0.3 s, 0.6 s et 1 s pour respectivement le mouvement de fermeture, d'ouverture et « burst ».

L'application de l'Eq. (6.1) aux indicateurs de fluctuation plutôt qu'aux signaux de vitesse et de pression se justifie par le fait que l'on souhaite caractériser le lien entre une modulation d'amplitude du signal de vitesse et une modulation d'amplitude du signal de pression pariétale ou acoustique. En effet, la variation de vitesse incidente induite par le mouvement du volet génère une dynamique particulière de l'écoulement autour de la marche qui va engendrer une modulation de l'amplitude des signaux fluctuants (vitesse et pression) dont la caractérisation de l'effet est effectuée par les indicateurs de fluctuation. L'objectif est de caractériser la dépendance linéaire de signaux possédant une "signature" déterministe comme expliqué en Section 5.5. Pour une valeur proche de 1, les indicateurs sont considérés fortement corrélés en phase alors que

pour des valeurs proche de -1, les indicateurs sont fortement corrélées en opposition de phase.

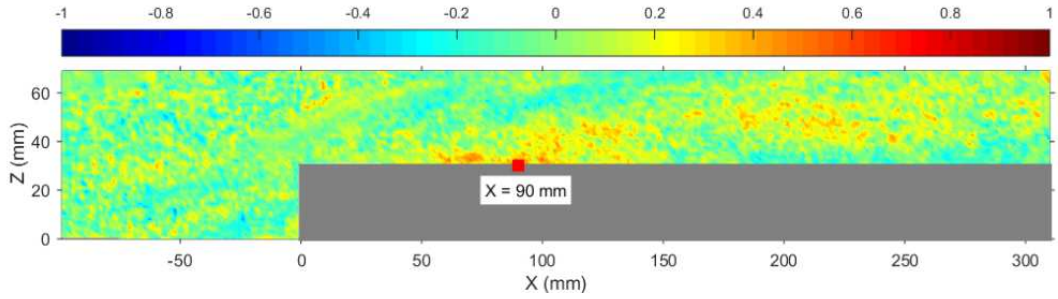
6.3 Analyse conjointe écoulement-pression pariétale

Les cartographies du coefficient de corrélation calculées entre les indicateurs de vitesse fluctuante $\phi_{v_x}(t)$ et $\phi_{v_z}(t)$, et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t)$, permettent de caractériser l'interaction entre l'écoulement et la pression pariétale lors de la variation rapide de vitesse induite par le mouvement du volet. Les quantités fluctuantes considérées sont préalablement filtrées sur la bande de tiers d'octave 4kHz. Il s'agit de mettre en évidence les zones de l'écoulement dans le plan de symétrie de la marche qui sont liées aux fluctuations de la pression pariétale. Pour rappel, l'augmentation de vitesse générée par la fermeture du volet est de l'ordre de 6% pour U_0 = 40 m.s^{-1}. Un plan de mesure vertical positionné à mi-envergure de la marche est utilisé lors de cette étude. Les trois mouvements élémentaires du volet considérés sont : la fermeture (Section 6.3.1), l'ouverture et le « burst » (Section 6.3.2). Afin de mettre en lumière l'effet d'instationnarité induit par le mouvement du volet, les cartographies du coefficient de corrélation obtenues pour l'état statique du volet ($i.e.$ "volet ouvert") et la phase de mouvement du volet sont comparées. Dans la suite, un carré de couleur rouge est systématiquement positionné sur les cartographies présentées afin de localiser la position du capteur de pression pariétale sur la marche.

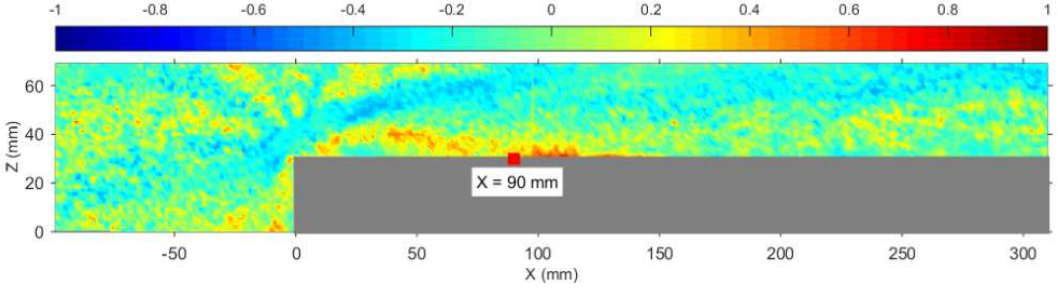
6.3.1 Mouvement de fermeture

La Figure 6.2 présente les cartographies de coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,0)$ (calculées pour τ = 0) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t)$ (obtenu pour un capteur de pression pariétale disposé proche du point de recollement moyen à X/L_R = 1.02 à mi-envergure de la marche) pour les configurations "volet ouvert" (Figure 6.2.a) et de fermeture du volet (Figure 6.2.b). La vitesse incidente est de 40 m.s^{-1} alors que la bande de tiers d'octave d'analyse est de 4 kHz.

La cartographie du coefficient de corrélation calculée pour le capteur de pression pariétale situé proche du point de recollement moyen (à X/L_R = 1.02) pour la configuration statique du volet (Figure 6.2.a) montre un faible niveau de corrélation excepté proche de la prise de pression pariétale considérée. Cet effet local est retrouvé pour l'ensemble des cartographies de coefficient de corrélation calculées pour les 16 capteurs de pression pariétale. Ceci signifie, assez logiquement, que les fluctuations $\phi_p(t)$ évaluées en un point de la marche subissent l'influence des fluctuations du champ de vitesse dans son voisinage immédiat. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'en configuration statique du volet, les indicateurs de fluctuation $\phi(t)$ ne présentent pas de fluctuations significatives autres que des fluctuations turbulentes, de nature aléatoire. L'indicateur $\phi_{v_x}(t)$ décrit des fluctuations de vitesse dans une bande de fréquence (4 kHz) liée à des structures de petites tailles dont la cohérence se perd rapidement lors de leur convection. Ainsi la corrélation entre pression pariétale et vitesse ne peut se faire que dans le



(a)



(b)

FIGURE 6.2 – Cartographies du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,0)$ (Eq. (6.1)) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t)$ (obtenu pour un capteur de pression pariétale disposé proche du point de recollement moyen à X/L_R = 1.02 à mi-envergure de la marche) pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) "volet ouvert" ; (b) fermeture du volet. Les signaux de vitesse et de pression sont filtrés sur la bande de tiers d'octave 4 kHz. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.3 s.

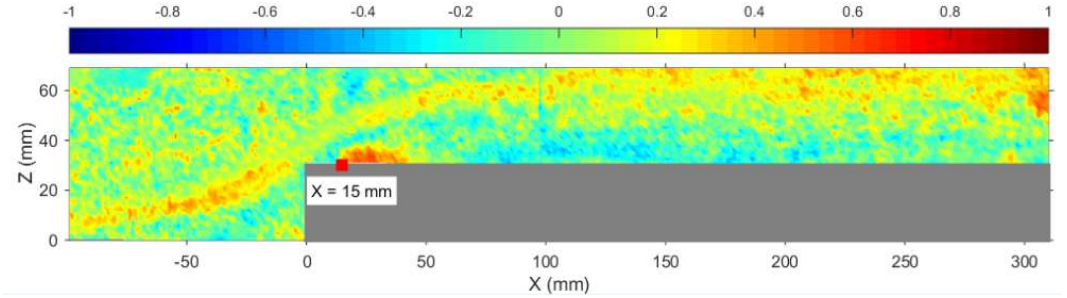
voisinage proche du point de mesure de la pression.

Alors que la cartographie correspondant à la configuration de "volet ouvert" ne laisse apparaitre aucun niveau significatif de corrélation excepté proche du capteur (Figure 6.2.a), la configuration du mouvement de fermeture (Figure 6.2.b) montre un niveau de corrélation proche de 60% dans la bulle de recirculation en aval de la marche (en particulier au niveau de la couche de mélange) et dans la zone située juste en aval du point de recollement moyen en proche paroi. Les différences observées entre les configurations statique et dynamique indiquent l'existence d'un phénomène instationnaire induit par le mouvement du volet, c'est-à-dire par un changement rapide de la vitesse incidente sur la marche. La cartographie de la Figure 6.2.b indique ainsi que l'instationnarité de l'énergie du chargement de la vitre au niveau du point de recollement est liée à l'instationnarité des phénomènes aérodynamiques contenus dans la couche de mélange.

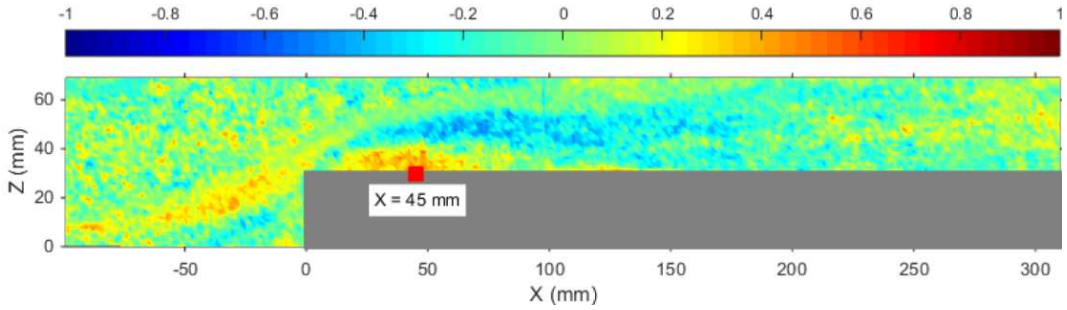
La Figure 6.3 montre les résultats obtenus pour le mouvement de fermeture, pour les capteurs de pression allant de l'amont vers l'aval, situés respectivement à X/L_R = 0.17 (Figure 6.3.a), 0.51 (Figure 6.3.b), 1.02 (Figure 6.3.c) et 2.72 (Figure 6.3.d). Lorsque l'on se trouve au sein de la bulle de recirculation en aval de la marche, $i.e.$ à X/L_R = 0.51, on note pour le mouvement de fermeture un niveau de corrélation en légère baisse (par rapport au point de recollement à X/L_R = 1.02), de l'ordre de 50% dans la bulle de recirculation et dans la zone située juste au-dessus de celle-ci (Figure 6.3.b). Par ailleurs, le niveau de corrélation dans la zone située au-dessus de la bulle de recirculation est négatif, indiquant une évolution en opposition de phase entre l'indicateur de pression en paroi et l'indicateur de vitesse dans cette zone. Le capteur étant situé au centre de la bulle, ce comportement peut être associé à un mouvement global haute fréquence de la bulle. Enfin, un niveau de corrélation de 50% est trouvé dans la zone située au-dessus du tourbillon de pied de marche. Ceci indique une sensibilité des fluctuations de la pression pariétale au centre de la bulle de recirculation aux fluctuation de la vitesse dans cette zone. Il s'agit du cisaillement généré par la sur-vitesse lors de la fermeture du volet.

L'importance de cet aspect augmente lorsque l'on se situe tout proche du bord de la marche, $i.e.$ à $X = 0.17L_R$ (Figure 6.3.a). En effet, on note l'existence d'une « traînée » de taches de corrélation positive proche de 60% autour de l'arête de la marche. Ce résultat s'explique par un léger décalage de la bulle de recirculation vers l'aval lorsque le volet se ferme (ce phénomène a été mis en évidence en Section 4.3.2). Ainsi, le capteur étudié ne se trouvant plus sous la bulle de recirculation (voir Figure 4.13), celui-ci devient plus sensible aux fluctuations de vitesse externe à la bulle et liées au contournement de la marche par l'écoulement. Par ailleurs, l'évolution en opposition de phase des indicateurs n'est plus visible et on observe une zone de corrélation de l'ordre de 70% située proche du capteur, indiquant que la sensibilité des fluctuations de pression pariétale proche du bord de la marche aux fluctuations de vitesse dans cette zone est liée à un phénomène local plutôt qu'à un mouvement global de la bulle.

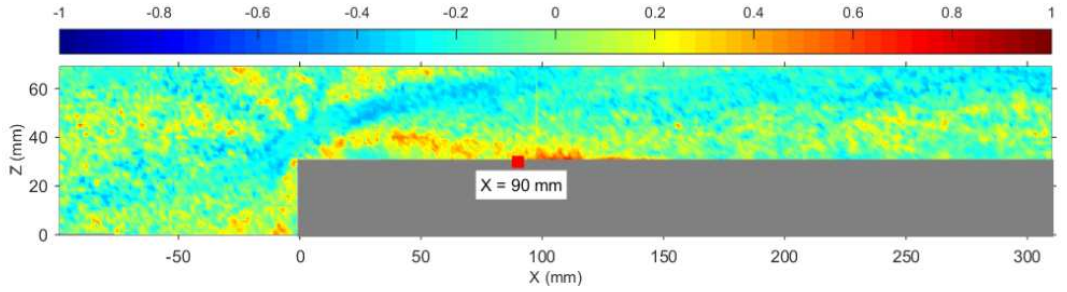
La Figure 6.3.d montre la distribution du coefficient de corrélation obtenue pour un capteur situé à X = $2.72L_R$, c'est-à-dire loin en aval de la bulle de recirculation moyenne. On note la



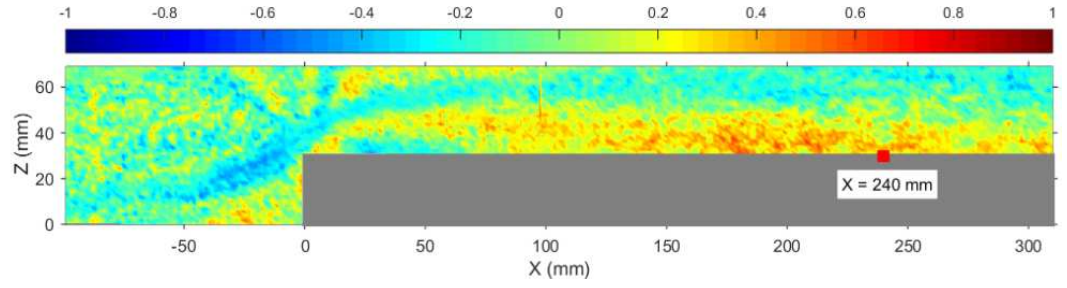
(a)



(b)



(c)



(d)

FIGURE 6.3 – Cartographies du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,0)$ (Eq. (6.1)) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t)$ pour U_0 = 40 m.s^{-1} lors du mouvement de fermeture du volet pour un capteur de pression pariétale disposé dans le plan de symétrie de la marche à : (a) X/L_R = 0.17 ; (b) X/L_R = 0.51 ; (c) X/L_R = 1.02 et (d) X/L_R = 2.72. Les signaux de vitesse et de pression sont filtrés sur la bande de tiers d'octave 4 kHz. Le temps d'intégration est de 0.3 s.

présence de nombreuses zones de corrélation localisées en aval, proche de la paroi de la marche et sur une hauteur allant jusqu'à 10 mm au-dessus de cette paroi excepté dans la bulle de recirculation. Ce résultat est lié au phénomène aérodynamique dominant en dehors de la bulle : le lâcher tourbillonnaire. Celui-ci est en effet le principal responsable du chargement aérodynamique en paroi, en dehors de la bulle et permet d'expliquer l'existence d'une vaste zone de corrélation. Par ailleurs, l'augmentation du niveau de corrélation associée à ces zones en s'éloignant de la bulle de recirculation peut s'expliquer par le fait qu'il existe un temps nécessaire à la formation des petits tourbillons convectés par l'écoulement.

Les résultats de corrélation entre l'indicateur de fluctuation de vitesse transversale ϕ_{v_z} et la pression pariétale ne sont pas exposés puisqu'ils sont très similaires à ceux obtenus pour la vitesse longitudinale. Par ailleurs, compte tenu de la limite fréquentielle définie dans la section précédente ($f_{lim} \simeq 5$ kHz), l'étude n'est pas effectuée pour des bandes de fréquences plus élevées.

Afin de mieux corréler certaines zones de l'écoulement avec les fluctuations de pression pariétale, le décalage temporel τ est prise en compte entre les indicateurs. Cet effet est évalué afin d'étudier un phénomène convectif dans l'écoulement. Il est donc pertinent d'étudier cet effet pour les capteurs positionnés en aval du point de recollement moyen de l'écoulement car ce sont ceux qui sont sensibles au phénomène convectif dans l'écoulement (le lâcher tourbillonnaire). Pour les capteurs disposés sous la bulle de recirculation et proche du point de recollement moyen, c'est τ = 0 qui fait apparaître les zones de l'écoulement les plus corrélées (voisinage immédiat). Ainsi, l'effet du décalage temporel τ sur la cartographie de corrélation présentée en Figure 6.3.d est évalué sur la Figure 6.4. On présente les cas τ = -0.014 s (Figure 6.4.a), τ = 0 s (Figure 6.4.b), τ = 0.0084 s (Figure 6.4.c) et τ = 0.014 s (Figure 6.4.d). Un décalage temporel τ positif correspond à un indicateur de fluctuation de vitesse retardé par rapport à l'indicateur de fluctuation de pression pariétale et inversement pour un retard négatif. Le cas considéré correspond à la cartographie de coefficient de corrélation obtenue pour le capteur disposé à X/L_R = 2.72, soit en aval de la bulle de recirculation.

L'évolution de la localisation spatiale des zones de corrélation avec le retard temporel τ permet de vérifier la sensibilité de cette zone de l'écoulement au lâcher tourbillonnaire (phénomène convectif). Considérons en première approximation, que la vitesse de convection des petits tourbillons dans l'écoulement soit proche de celle des gros tourbillons, soit 25.5 m.s^{-1} s. Ainsi, le temps de convection approximatif entre le bord de la marche et le capteur disposé à X/L_R = 2.72 (soit 240 mm) est de t_c = 0.009 s. Ceci permet d'expliquer le faible niveau des zones de corrélation sur les figures 6.4.a (τ vaut approximativement -1.55t_c) et 6.4.d (τ vaut approximativement 1.55t_c). En revanche, les figures 6.4.b et 6.4.c permettent de mettre en évidence un effet convectif puisque pour le cas τ = 0.0084 s (soit 0.93t_c) on note un déplacement de la zone de corrélation vers la bulle de recirculation (Figure 6.4.c).

La Figure 6.5 présente l'effet de la bande de tiers d'octave d'analyse sur la cartographie de coefficient de corrélation présentée en Figure 6.3.d, soit pour le capteur situé à X/L_R = 2.72

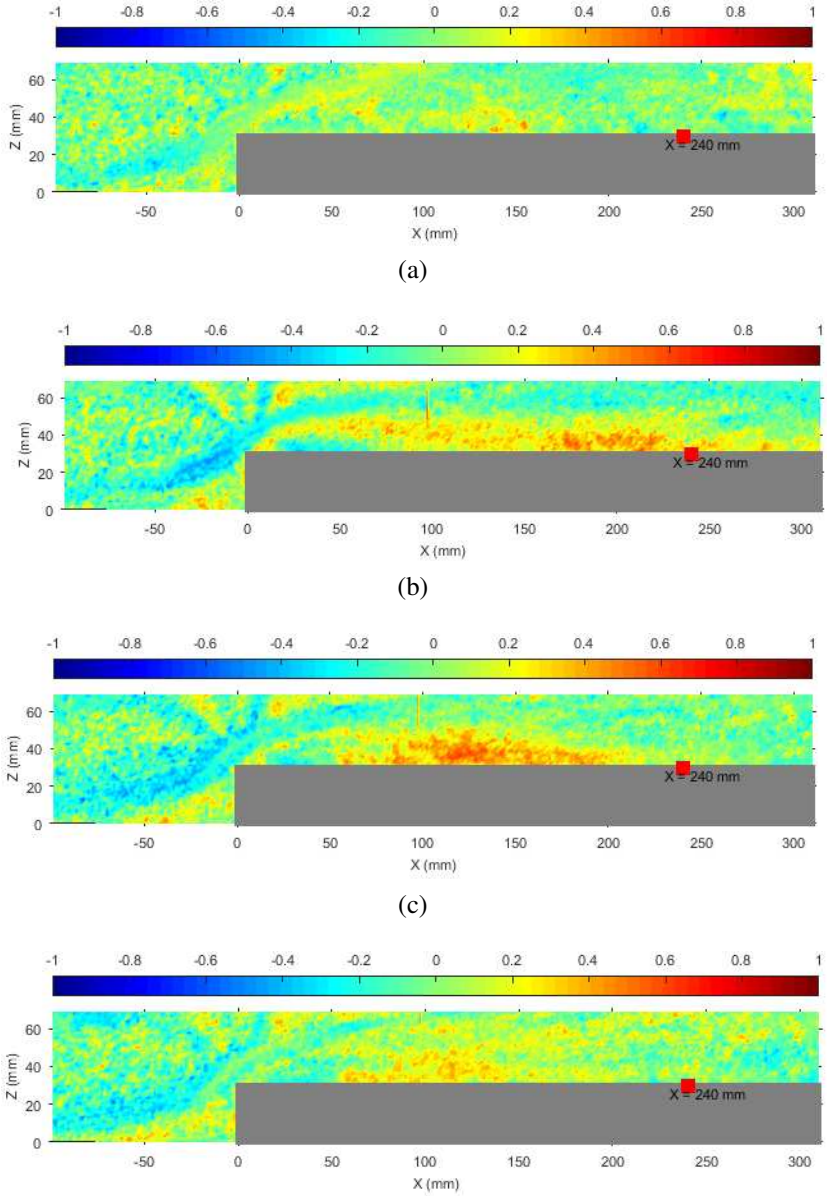
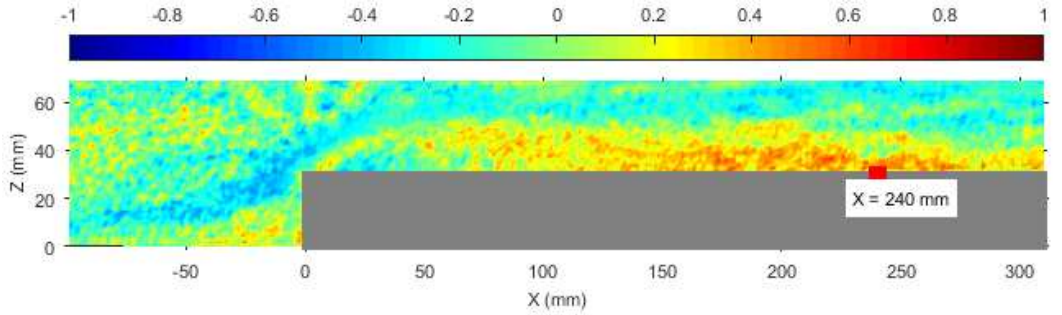
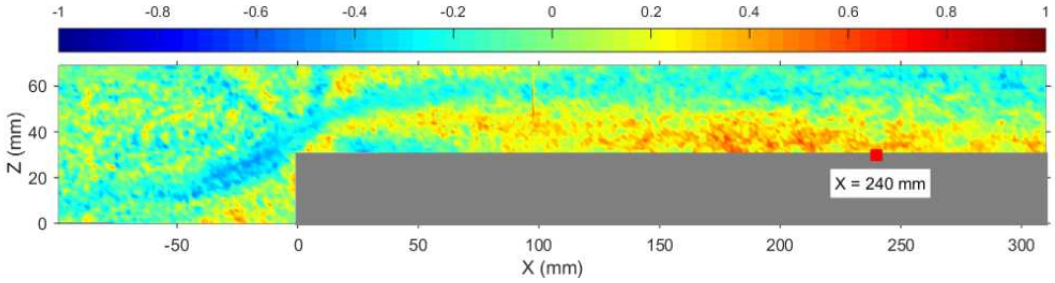


FIGURE 6.4 – Effet du décalage temporel sur la cartographie du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,0)$ calculée entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale ϕ_{v_x} (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale ϕ_p (obtenu pour un capteur de pression pariétale disposé en aval de la bulle de recirculation à X/L_R = 2.72 à mi-envergure de la marche), pour U_0 = 40 m.s^{-1}, et pour un décalage temporel τ égal à : (a) -0.014 s ; (b) 0 s ; (c) 0.0084 ; (d) 0.014 s. La cartographie du coefficient de corrélation est calculée lors du mouvement de fermeture du volet. Les signaux de vitesse et de pression sont filtrés sur la bande de tiers d'octave 4 kHz. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.3 s. Le temps approximatif d'advection des petits tourbillons du bord de la marche jusqu'au capteur situé à X/L_R = 2.72 est de 0.009 s.



(a)



(b)

FIGURE 6.5 – Cartographies du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_p]}(X,Z,0)$ (Eq. (6.1)) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression pariétale $\phi_p(t)$ (obtenu pour un capteur de pression pariétale disposé proche du point de recollement moyen à X/L_R = 2.72 à mi-envergure de la marche) pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) bande 2.5 kHz ; (b) bande 4 kHz. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.3 s.

(en aval de la bulle de recirculation). Les bandes de fréquences considérées sont la bande de tiers d'octave 2.5 kHz (Figure 6.5.a) et la bande 4 kHz (Figure 6.5.b). On note que la bande de tiers d'octave d'analyse n'a que très peu d'effet sur la localisation des zones de corrélation significatives dans l'écoulement. Ceci peut être expliqué par le fait que l'effet de la variation de vitesse incidente sur l'écoulement module le niveau de fluctuation de pression pariétale contenue dans chacune des bandes de tiers d'octave de manière plus ou moins égalitaire (voir l'effet de la position du volet sur l'indicateur statique $\Delta\overline{\phi_p(t)}$ présenté en Figure 4.17).

6.3.2 Mouvement d'ouverture et de « burst »

Une étude similaire à l'étude présentée pour le mouvement de fermeture a été réalisée pour les mouvements d'ouverture et de « burst ». Les résultats obtenus ne montrent cependant qu'un niveau relativement faible de corrélation pour l'ensemble des capteurs. Cette absence de niveau significatif peut s'expliquer par la nature de l'effet engendré par ces deux mouvements du volet sur la soufflerie. Dans le chapitre précédant, il a en effet été montré qu'il s'agit d'un effet de relaxation de la soufflerie plutôt que d'un effet lié à la dynamique de l'écoulement autour de la marche. Cet aspect a été démontré par comparaison des indicateurs de fluctuation moyens aux

modèles quasi-stationnaires. Ainsi, la "signature" déterministe observée sur les indicateurs de fluctuation de pression pariétale acoustique est moins évidente pour les indicateurs de fluctuation de vitesse. Par ailleurs, le temps d'intégration nécessaire pour le calcul du coefficient de corrélation pour les mouvements d'ouverture et de « burst » est respectivement de 0.6 s et 1 s.

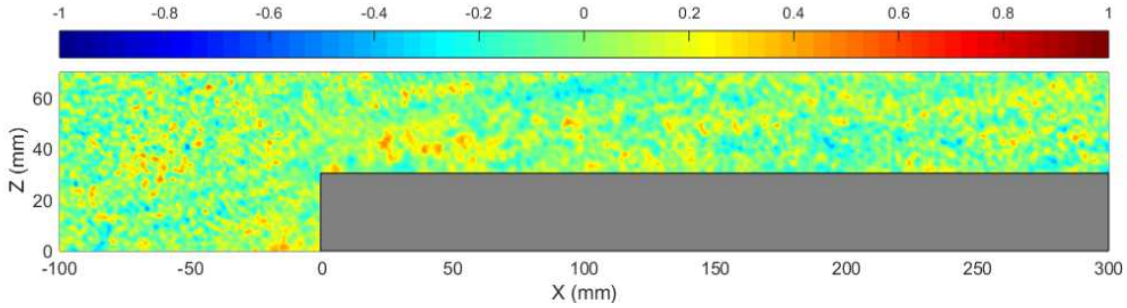
6.4 Mise en évidence des zones de l'écoulement liées aux fluctuations de bruit transmis par la vitre dans le caisson

Les cartographies du coefficient de corrélation calculées entre les indicateurs de fluctuation de vitesse turbulente $\phi_{v_x}(t)$ et $\phi_{v_z}(t)$ et l'indicateur de fluctuation de pression acoustique $\phi_a(t)$ vont permettent maintenant de caractériser les zones de l'écoulement liées aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson anéchoïque lors de la variation rapide de vitesse incidente induite par le mouvement du volet. Les procédures de calcul des cartographies ainsi que les plans de mesure par TR-PIV sont identiques à ceux utilisés pour la pression pariétale en Section 6.3. De plus, on rappel que les temps d'intégration pour le mouvement d'ouverture et de « burst » sont respectivement de 0.6 s et 1 s.

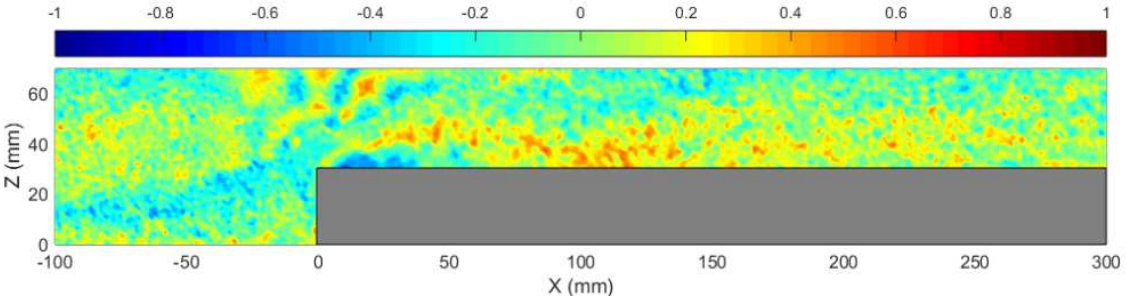
La Figure 6.6 présente les cartographies de coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_a]}(X,Z,0)$ calculées pour τ = 0 entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression acoustique $\phi_a(t)$ (obtenu pour le microphone 1 disposé dans le caisson) pour la configuration statique du volet (Figure 6.6.a) et pour le mouvement de fermeture (Figure 6.6.b). La vitesse de l'écoulement incident est de 40 m.s^{-1}. Les signaux de vitesse et de pression acoustique sont filtrés sur la bande de tiers d'octave 4 kHz. Le temps d'intégration choisi est de 0.3 s et est identique pour les deux figures présentées.

A l'instar de la pression pariétale, la cartographie calculée pour la configuration statique du volet montre une absence de niveaux de corrélation significatifs (Figure 6.6.a). Ce résultat se retrouve aussi bien pour les vitesses longitudinales v_x que pour les vitesses transversales v_z. Ainsi, par la suite on ne présentera que les résultats obtenus pour la composante longitudinale de la vitesse.

Concernant le mouvement de fermeture (Figure 6.6.b), la cartographie du coefficient de corrélation indique que c'est l'instationnarité hydrodynamique dans la couche de cisaillement qui est responsable des fluctuations de bruit perçues dans le caisson. Le niveau de corrélation est de l'ordre de 60 $\%$ dans cette zone. Des zones de corrélation de même niveau sont également localisées directement dans le sillage en aval de la bulle de recirculation. Ces zones indiquent le lien entre les fluctuations de vitesse induitespar les fluctuations rapides du point de recollement de l'écoulement (dû au caractère très fluctuant de la couche de cisaillement) et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson. Ainsi, il semble que ce soit l'instationnarité de la couche de cisaillement qui pilote les fluctuations de bruit transmis. Par ailleurs, on note une certaine similarité entre la cartographie de coefficient de corrélation présentée en Figure 6.3.c (pour le capteur de pression pariétale situé proche du point de recollement moyen de l'écoulement à



(a)



(b)

FIGURE 6.6 – Cartographies du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_a]}(X, Z, 0)$ (Eq. (6.1)) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale ϕ_{v_x} (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression acoustique ϕ_a (obtenu pour le microphone 1 disposé dans le caisson) pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) "volet ouvert" ; (b) fermeture du volet. Les signaux de vitesse et de pression acoustique sont filtrés sur la bande de tiers d'octave 4 kHz. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.3 s.

X/L_R = 1.02) et la cartographie de coefficient présentée en Figure 6.6.b. En effet, on note pour les deux cas de figure des zones de corrélation de l'ordre de 60% le long de la couche de cisaillement et en aval du point de recollement moyen de l'écoulement. Il semble donc que les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement soient à la fois à l'origine des fluctuations de pression pariétale proche du point de recollement moyen et à l'origine des fluctuations de bruit transmis dans le caisson. On peut faire le lien avec les conclusions mentionnées dans le chapitre précédent puisqu'il avait été montré que les fluctuations de bruit sont principalement transmises en aval de la bulle de recirculation, celle-ci jouant le rôle d'"entrave" à la transmission des fluctuations de bruit.

Proche du bord de la marche, un niveau de corrélation d'approximativement 40% est également observé, mais avec un signe négatif indiquant une évolution statistique en opposition de phase des indicateurs. Bien que relativement faible, cette tâche de corrélation peut être liée au mouvement de la bulle de recirculation mentionnée en Section 4.3.2. Ainsi, l'activité instationnaire dans la bulle de recirculation n'est donc liée aux fluctuations du bruit transmis dans le caisson que dans une zone très proche du bord de la marche (celle liée au mouvement de cette bulle). Enfin, on peut mentionner l'existence de niveaux de corrélation de l'ordre de 50% juste au-dessus du tourbillon de pied de marche. Ces tâches sont liées aux contraintes de cisaillement générées par la variation rapide de vitesse induite par la fermeture du volet.

La Figure 6.7 présente l'effet de la bande de tiers d'octave d'analyse sur la cartographie de coefficient de corrélation présentée en Figure 6.6.b. Les bandes de fréquences considérées sont la bande de tiers d'octave 2.5 kHz (Figure 6.7.a) et la bande 4 kHz (Figure 6.6.b). On note que la bande de tiers d'octave d'analyse modifie légèrement la localisation des zones de corrélation significatives dans l'écoulement. En effet, les taches de corrélation de l'ordre de 60% ne sont plus localisées clairement au niveau de la couche de cisaillement pour la bande de tiers d'octave 2.5 kHz (Figure 6.7.a) comme notifié pour la bande de tiers d'octave 4 kHz (Figure 6.7.b). Néanmoins, en retrouve des zones de corrélations de l'ordre de 60 % en aval du point de recollement moyen. Ainsi, le lien entre les fluctuations rapides du point de recollement de l'écoulement en aval de la marche et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson est toujours affirmé.

En ce qui concerne les mouvements d'ouverture et de « burst », les résultats ne montrent qu'un niveau relativement faible de corrélation, à l'instar des résultats obtenus pour la pression pariétale. On peut expliquer ce résultat par l'effet de relaxation de la soufflerie mis en évidence dans le chapitre 5.

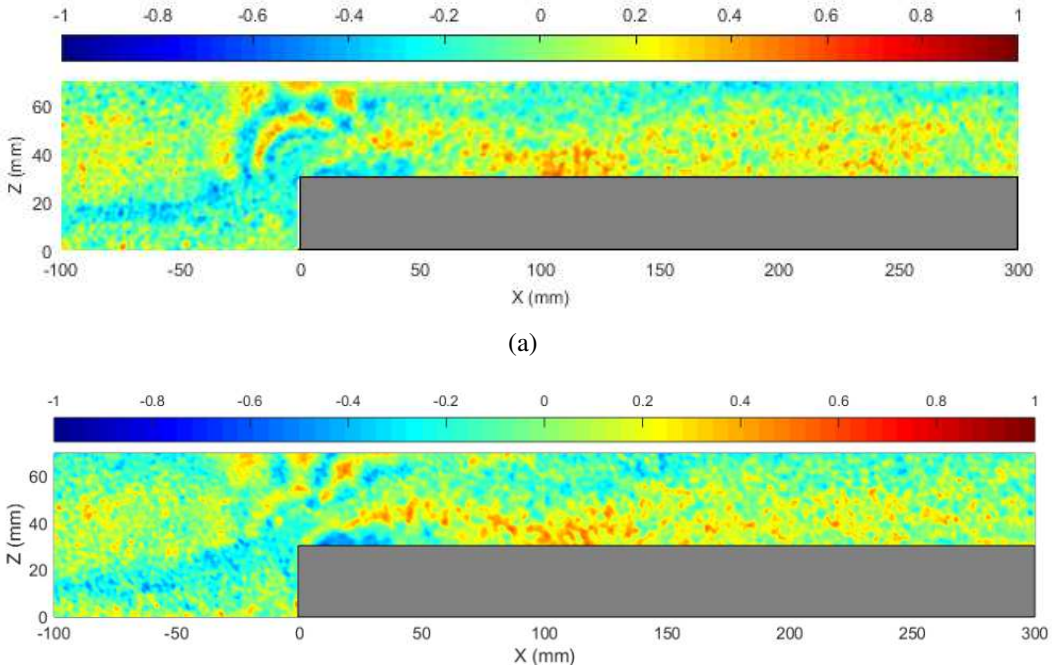


FIGURE 6.7 – Cartographies du coefficient de corrélation $\rho_{[\phi_{v_x},\phi_a]}(X, Z, 0)$ (Eq. (6.1)) entre les indicateurs de fluctuation de vitesse longitudinale $\phi_{v_x}(t)$ (obtenus dans un plan de mesure vertical disposé à mi-envergure de la marche) et l'indicateur de fluctuation de pression acoustique $\phi_a(t)$ (obtenu pour le microphone 1 disposé dans le caisson) pour U_0 = 40 m.s^{-1} : (a) bande 2.5 kHz ; (b) bande 4 kHz. Le temps d'intégration pour le calcul du coefficient de corrélation est de 0.3 s.

6.5 Synthèse du chapitre

Ce chapitre a permis d'effectuer une étude spatio-temporelle visant à caractériser le lien entre la dynamique de l'écoulement autour de la marche et le chargement aérodynamique sur la paroi vitrée d'une part, puis le lien entre la dynamique de l'écoulement et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson d'autre part, lors de la variation rapide de vitesse induite par le mouvement de fermeture du volet. La mesure du champ de vitesse effectuée à l'aide de la technique de mesure TR-PIV présente une limite de performance en fréquence qui a été estimée. En effet, au-delà de d'approximativement 5kHz, le moyennage spatial associé à la taille des fenêtres d'interrogation induit un filtrage en fréquence des fluctuations de vitesse.

L'analyse des cartographies de coefficient de corrélation calculées entre les indicateurs de fluctuation de vitesse et de fluctuation de pression pariétale en divers points de la paroi, lors du mouvement de fermeture du volet, a permis de mettre en évidence la sensiblité des fluctuations de pression pariétale à l'activité instationnaire de la bulle de recirculation lorsque l'on est proche de celle-ci. On montre en particulier le rôle des fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement dans l'excitation pariétale proche du point de recollement moyen. Proche du bord de la marche, les fluctuations de pression pariétale deviennent sensibles aux fluctuations de vitesse dans l'écoulement extérieur en plus de leurs sensibilités à l'activité instationnaire de la bulle. Ceci est lié à un léger déplacement de la bulle de recirculation vers l'aval induit par la variation rapide de la vitesse incidente. Loin en aval de la bulle de recirculation, les fluctuations de vitesse deviennent sensibles à la convection des petits tourbillons dans la couche de mélange induite par la sur-vitesse générée par le mouvement du volet.

L'analyse des résultats obtenus pour les indicateurs de fluctuation de vitesse et de pression acoustique a permis de localiser les zones de l'écoulement qui sont liées à la transmission des fluctuations de bruit dans l'habitacle. Celles-ci sont principalement localisées au niveau de la couche de mélange en aval de la marche. Ainsi, on montre que les fluctuations de vitesse dans la couche de cisaillement sont à la fois à l'origine des fluctuations de pression pariétale proche du point de recollement moyen et à l'origine des fluctuations de bruit transmis dans le caisson. Ainsi, l'instationnarité de cette zone de l'écoulement pilote le chargement aérodynamique sur la vitre proche du point de recollement moyen et est fortement liée aux fluctuations de bruit transmis. Par ailleurs, l'activité instationnaire de la bulle de recirculation n'est liée aux fluctuations de bruit transmis que dans une zone très proche du bord de la marche.

Conclusions

Cette étude a porté sur la caractérisation en soufflerie anéchoïque des mécanismes aérodynamiques à l'origine de la production puis de la transmission des fluctuations de bruit dans un habitacle automobile. Il s'agit d'une étude qui s'est focalisée sur la conception d'un montage expérimental simplifié, sur l'utilisation d'outils de mesure adaptés ainsi que sur la construction d'outils de traitement de signal permettant de comprendre dans une configuration simplifiée les phénomènes mis en jeux.

La problématique de la turbulence incidente sur un véhicule et ses conséquences en terme de fluctuations de bruit perçues dans l'habitacle a d'abord été présentée. Cette turbulence incidente caractéristique de la couche limite atmosphérique et de l'interaction avec le sillage d'autres véhicules constitue une source d'instationnarité qui par interaction avec le tourbillon de montant de baie produit des fluctuations de bruit transmises via le vitrage latéral avant dans l'habitacle, moyennant des mécanismes vibro-acoustiques complexes. Ces fluctuations de bruit qui sont comprises comme une modulation d'amplitude d'un bruit large bande de nature principalement dipolaire, sont caractérisées dans ce travail à l'aide d'un outil d'estimation à court-terme du moment statistique d'ordre 2 du bruit transmis, outils que nous appelons "indicateur" de fluctuation. L'étude de la bande de tiers d'octave 4 kHz est privilégié pour des raisons d'ordre psychoacoustiques.

Un banc d'essai est conçu en soufflerie anéchoïque afin de conduire cette étude. L'écoulement de marche montante est choisi comme source de bruit aéroacoustique rayonnant dans un caisson anéchoïque servant de modèle d'habitacle automobile. Cet écoulement est choisi car il permet de réduire la complexité du problème en considérant un écoulement bidimentionnel en moyenne, bien documenté et présentant certaines caractéristiques de l'écoulement de montant de baie (décollement massif, recirculation ...). Le traitement des parois du volume d'écoute est effectué afin d'atténuer la réponse acoustique de celui-ci. Une vitre est utilisée afin de modéliser la transmission de ces fluctuations de bruit dans ce volume d'écoute placé juste en-dessous de la marche. Un dispositif actif (volet) fixé au niveau du convergent de la veine d'essai est utilisé afin de générer une variation temporelle contrôlée de la vitesse de l'écoulement incident.

La qualification aérodynamique et acoustique du montage expérimental effectuée pour les deux configurations statiques du volet ($i.e.$ "volet ouvert" et "volet fermé") a permis d'évaluer l'influence de la position de ce dispositif sur l'écoulement en amont et autour de la marche ainsi que sur le bruit rayonné à travers la vitre dans le caisson. Celle-ci a permis de mettre en évidence une augmentation de 6% de la vitesse incidente ainsi qu'une hausse du taux de turbulence de 0.5% à approximativement 2%. Les zones de l'écoulement les plus sensibles à la position du volet sont localisées juste au-dessus des deux structures tourbillonnaires de l'écoulement avec une sur-vitesse pouvant atteindre 8 m.s^{-1}, et dans une zone située en aval du point de recollement moyen de l'écoulement. Cette sur-vitesse dans l'écoulement a pour effet d'accentuer

les contraintes de cisaillement au niveau de la couche de mélange et favorise la formation de tourbillons convectés dans celle-ci. Ceci a eu pour effet d'augmenter le niveau de fluctuation dans les hautes fréquences en aval de la bulle de recirculation. Malgré la faible sensibilité des deux bulles de recirculation à la variation de vitesse incidente, on note un léger mouvement de la deuxième bulle de recirculation vers l'aval, ce qui a pour effet de diminuer le niveau de fluctuation de pression en paroi proche du bord de la marche. L'augmentation de bruit due à la fermeture du volet est évaluée à 2 dB approximativement sur le niveau acoustique global.

L'indicateur de fluctuation a été appliqué à la fois aux signaux de pression pariétale et acoustique, mais aussi aux signaux de vitesse. Une procédure de moyennage d'ensemble de 10 réalisations de ces indicateurs à permis d'obtenir un signal moyen représentatif de la dynamique temporelle des fluctuations de bruit et de pression pariétale induite par des mouvements élémentaires du volet (fermeture, ouverture, « burst »). Ces indicateurs moyens ont été comparés à des modèles quasi-stationnaires construits à partir de mesures de pression pariétale et de pression acoustique effectuées en configuration statique du volet. L'analyse de la comparaison effectuée, a permis de mettre en évidence le caractère "quasi-stationnaire" de la dynamique temporelle des indicateurs de fluctuation de pression pariétale pour l'ensemble des 16 capteurs diposés à mi-envergure le long de la marche, pour les trois types de mouvements considérés. Néanmoins pour les indicateurs de fluctuation de pression acoustique, seul le cas du mouvement de fermeture révèle un comportement quasi-stationnaire. Les mouvements d'ouverture et de « burst » mettent en évidence un effet de relaxation de la soufflerie. Par ailleurs, le calcul du coefficient de corrélation entre les indicateurs de fluctuation de pression pariétale obtenue en divers points le long de la marche et l'indicateur de fluctuation de pression acoustique a permis de mettre en évidence le rôle de la zone de la paroi située en aval de la bulle de recirculation dans la transmission des fluctuations de bruit. Due à son fort caractère instationnaire, la bulle de recirculation joue un rôle défavorable à la transmission de ces fluctuations de bruit.

Les mesures synchronisées de vitesse et de pression pariétale d'une part, puis de vitesse et de pression acoustique d'autre part, effectuées durant le temps de maniement du volet a permis de caractériser respectivement l'interaction de l'écoulement autour de la marche avec l'excitation pariétale puis le lien entre la dynamique de l'écoulement extérieur et les fluctuations de bruit transmis par la vitre dans le caisson. La technique de vélocimétrie laser par images de particules à haute cadence d'échantillonnage (TR-PIV à 20 kHz) est utilisée pour effectuer la mesure du champ de vitesse. Des sources d'erreur liées au repliement spectral et au moyennage spatial dans les fenêtres d'interrogation ont limité l'étude en fréquence. L'analyse des données est basée sur le calcul des indicateurs de fluctuation des quantités fluctuantes. Un outil de corrélation spatio-temporelle est alors utilisé pour mettre en évidence les zones de l'écoulement les plus corrélées avec les fluctuations de pression pariétale et avec celles du bruit transmis dans le caisson. L'étude a permis de mettre en évidence un effet d'instationnarité lié à une augmentation rapide de la vitesse incidente (mouvement de fermeture du volet). La fluctuation du chargement aérodynamique de la vitre sous la bulle de recirculation est logiquement liée à l'activité instationnaire de cette dernière. On montre que les fluctuations de vitesse liées à l'activité instationnaire de la couche de cisaillement et aux fluctuations du point de recollement de

l'écoulement sont à l'origine des fluctuations de pression pariétale proche du point de recollement moyen de l'écoulement. Les fluctuations de vitesse dans cette couche de cisaillement sont également liées aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson, ce qui permet de mettre en lumière l'importance de l'activité instationnaire de cette couche de cisaillement à la fois pour la production de fluctuations de pression en paroi et à la fois pour les fluctuations de bruit transmis par la vitre dans le caisson. En s'approchant du bord de la marche et en s'éloignant de la bulle en aval, le chargement aérodynamique de la vitre est lié, respectivement, aux fluctuations de vitesse dans les zones de cisaillement de l'écoulement extérieur, et au lâcher tourbillonnaire en aval.

Ainsi, les résultats exposés lors de cette étude ont permis d'émettre des pistes de compréhension des mécanismes aérodynamiques à l'origine de la production des fluctuations de pression sur un vitrage automobile ainsi que du lien entre la dynamique de l'écoulement et les fluctuations de bruit transmis dans le caisson. Ce dernier point représente une avancée par rapport aux résultats mis en avant par Bessis [11] puisque il a été possible de relier à travers une procédure de corrélation "directe" d'indicateurs de fluctuation, les zones de l'écoulement extérieur liées aux fluctuations de bruit transmis dans le caisson. Néanmoins, plusieurs points méritent plus d'approfondissement :

- le premier aspect concerne la limite de performance en haute fréquence de la technique de mesure de vitesse par TR-PIV due à l'effet combiné du repliement spectral et du moyennage spatial dans les fenêtres d'interrogation. Plusieurs études se sont focalisées sur l'atténuation de ces effets sur la mesure de vitesse bien qu'il ne soit pas possible de les éradiquer totalement puisqu'ils sont inhérents au principe de cette technique de mesure ;
- le deuxième aspect viserait à compléter l'étude par des mesures en champ lointain au moyen d'une antenne acoustique synchronisée avec des mesures du champ de vitesse. En effet, cela permettrait d'apporter des informations supplémentaires sur la génération des fluctuations de bruit dans l'écoulement extérieur. Ceci constituerait un complément aux données recueillies dans le cadre de cette étude car il serait alors possible de lier le rayonnement acoustique en champ lointain avec la dynamique de l'écoulement autour de la marche ;
- le troisième point est le plus délicat puisqu'il concerne la réponse vibro-acoustique de la vitre. Pour cela, il est nécessaire d'effectuer des mesures couplées de pression acoustique et de vibration afin de caractériser les mécanismes vibro-acoustiques mis en jeux lors de la transmission des fluctuations de bruit. Ceci nécessite de disposer de moyens de mesure sensibles aux vibrations hautes fréquences.

Les résultats de ce travail montrent que les fluctuations de bruit sont très sensibles à l'instationnarité de la couche de cisaillement due au décollement au niveau de l'arête de la marche, et laissent penser qu'ils pourraient être extrapolés à l'instationnarité du tourbillon de montant de baie et à ses conséquences sur les fluctuations de bruit perçues dans l'habitacle. Des mesures synchronisées sur véhicule réel en soufflerie consistant à étudier l'influence de la turbulence

incidente sur l'instationnarité de l'écoulement de montant de baie et sur le lien avec les fluctuations de bruit transmis seraient nécessaires afin de vérifier cette hypothèse. Une étude systématique en fonction de l'angle de dérapage et de la présence ou non d'un générateur de turbulence en amont du véhicule pourrait en particulier être effectuée.

Annexe A

Écoulement selon l'envergure

L'étude du champ aérodynamique selon l'envergure de la marche possède un intérêt certain puisqu'elle permet d'évaluer le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen. Cette caractéristique de l'écoulement moyen autour de la marche est d'ailleurs un critère permettant d'évaluer le bien fondé de l'utilisation de la PIV 2D-2C comme moyen métrologique d'investigation. On présente dans la suite une analyse statistique des champs de vitesse mesurés dans des plans horizontaux ainsi qu'une analyse des fluctuations de pression pariétale obtenues à l'aide de capteurs disposés selon l'envergure de la marche.

A.1 Champs moyens de vitesse

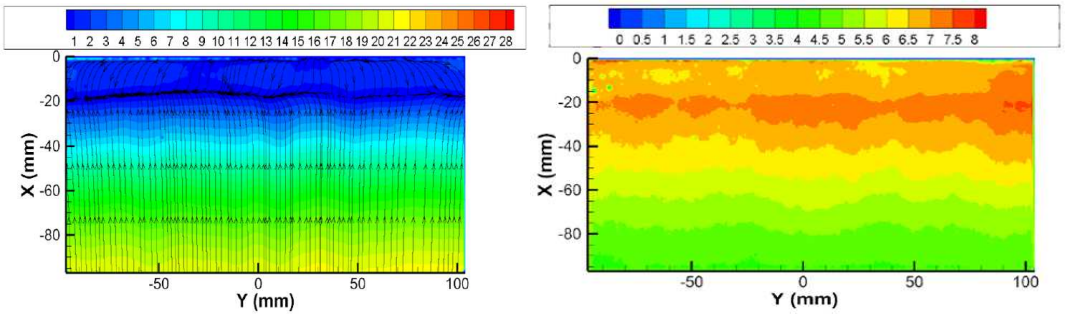
Les champs moyens de vitesse obtenus pour les plans de mesure A, B et C sont présentés sur les Figures A.1, A.2 et A.3. La position de ces plans autour de la marche est également précisée. On s'intéresse en particulier à la norme des champs de vitesse moyen et RMS. Les lignes de courant de l'écoulement sont également tracées.

On note que pour le plan A, les lignes de courant sont très légèrement déviées vers la direction transversale de l'écoulement à l'approche du tourbillon de pied de marche. Celui-ci est identifiable par la zone où l'écoulement se fait dans le sens inverse de la direction principale de l'écoulement : approximativement entre -20 et 0 mm. Par contre, en s'éloignant de celui-ci, ces lignes de courant retrouvent une orientation quasi-parfaite dans la direction longitudinale de l'écoulement. Le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen dans les zones éloignées du tourbillon de pied de marche est donc vérifiée. On remarque par ailleurs que plus on s'éloigne du plan de symétrie de l'écoulement, plus les lignes de courant présentent une légère déviation par rapport à la direction longitudinale de l'écoulement. En outre, la norme du champ de vitesse RMS confirme la quasi-bidimensionalité de l'activité turbulente de l'écoulement, puisque l'on constate la répartition quasi-homogène selon l'envergure des statistiques de fluctuations de vitesse loin du tourbillon de pied de marche. Cette homogénéité se perd à mesure que l'on se rapproche du tourbillon. Le maximum du niveau de fluctuation de vitesse se trouve par ailleurs à l'entrée de cette bulle de recirculation.

Le plan B se trouve à 20 mm du plancher de la soufflerie, soit pratiquement à hauteur du point de recollement moyen de l'écoulement sur le front de la marche, celui-ci étant situé à z = 23 mm. Ce plan est donc globalement situé au-dessus du tourbillon de pied de marche et sectionne celui-ci au niveau du front de la marche. Les lignes de courant de l'écoulement moyen sont parfaitement orientées dans la direction principale de l'écoulement pratiquement sur l'ensemble du champ. Ceci confirme que la quasi-bidimensionnalité de l'écoulement moyen est assurée dans les zones situées en dehors de la bulle de recirculation. En effet, les parties des plans de mesure A et B situées en dehors du tourbillon voient leurs lignes de courant s'aligner dans la direction longitudinale. Par ailleurs, quelques ondulations sur la norme du champ de vitesse RMS sont observées, ce qui ne représentent cependant pas une variation significative du niveau de fluctuation de vitesse selon l'envergure (< 0,5 m.s^{-1}).

A une hauteur de 7 mm au-dessus de la marche (plan C : z = 37 mm) et donc au-dessus du tourbillon de pied de marche, on constate comme pour les plans précédents la parfaite orientation des lignes de courant dans la direction longitudinale de l'écoulement, confirmant ainsi le caractère bidimensionnel du champ moyen dans cette zone. Ceci est confirmé par l'homogénéité du champ de vitesse RMS présentée sur la Figure A.3 b).

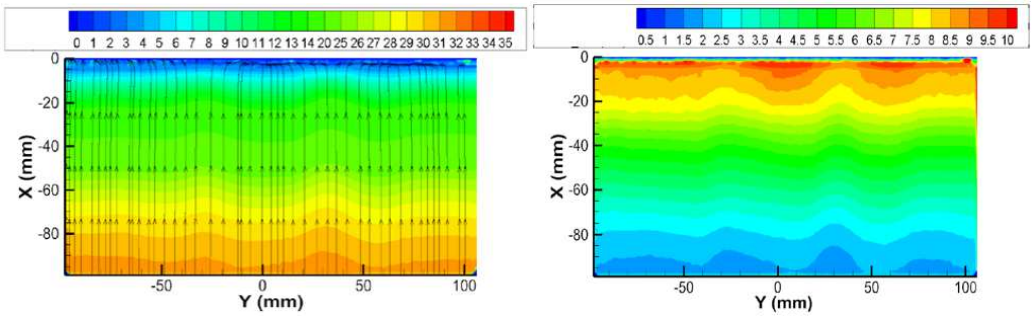
L'hypothèse de bidimensionnalité du champ moyen émise en amont du choix de l'écoulement de marche montante pour effectuer ce travail de thèse est donc vérifiée par les mesures de champ de vitesse dans des plans horizontaux proche du pied de la marche (plan A et B) et à cheval entre l'amont et l'aval du droit de la marche (plan C).



(a) (b)

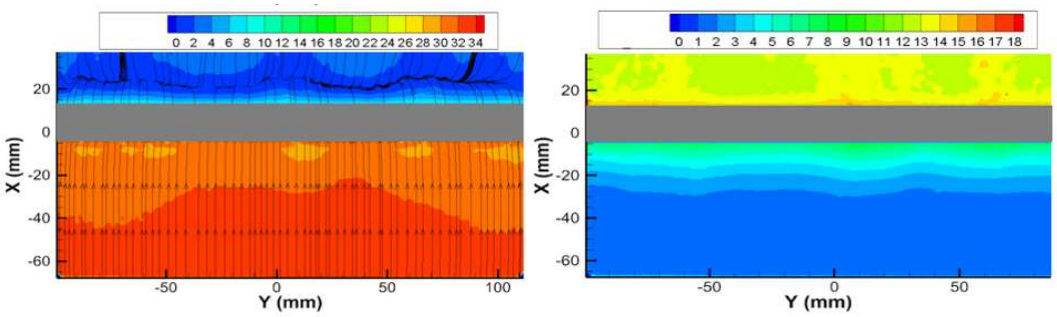
FIGURE A.1 – Champs de vitesse moyenne (norme) (a) et RMS (norme)(b) en m.s^{-1} dans un plan horizontal situé en amont de la marche pour U_0 = 40 $m.s^{-1}$: plan A (z = 0.01 m).

Une étude analogue est effectuée en aval de la marche. La Figure A.4.a présente la norme du champ de vitesse moyen calculée pour un plan de mesure horizontal situé à z = 3 mm. Les lignes de courant tracées, sont parallèles et parfaitement orientées dans la direction de l'écoulement lorsque l'on s'éloigne de la bulle de recirculation. En effet, proche de la bulle, les lignes de courant sont légèrement déviées dans la direction transversale de l'écoulement. Ainsi, comme évoqué précédemment, l'écoulement moyen peut être globalement considéré comme



(a) (b)

FIGURE A.2 – Champs de vitesse moyenne (norme) (a) et RMS (norme) (b) en m.s^{-1} dans un plan horizontal situé en amont de la marche pour U_0 = 40 $m.s^{-1}$: plan B (z = 0.02 m).



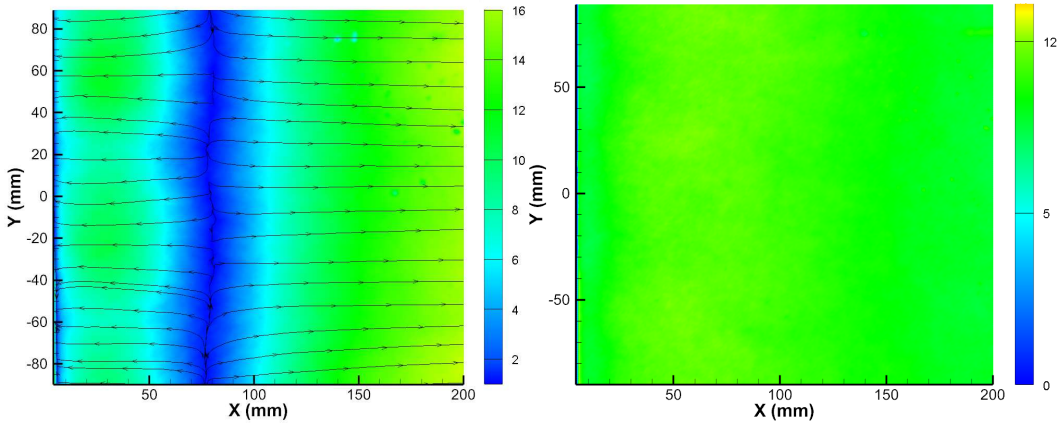
(a) (b)

FIGURE A.3 – Champs de vitesse moyenne (norme) (a) et RMS (norme) (b) en m.s^{-1} dans un plan horizontal situé en amont de la marche pour U_0 = 40 $m.s^{-1}$: plan C (z = 0.037 m). Les zones grisées correspondent aux zones où le calcul de vitesse n'est pas effectué.

bidimensionnel en aval de la marche. De plus, la répartition homogène de la moyenne des fluctuations de vitesse selon l'envergure présentée sur la Figure A.4.b permet de vérifier cela.

A.2 Pression pariétale instationnaire

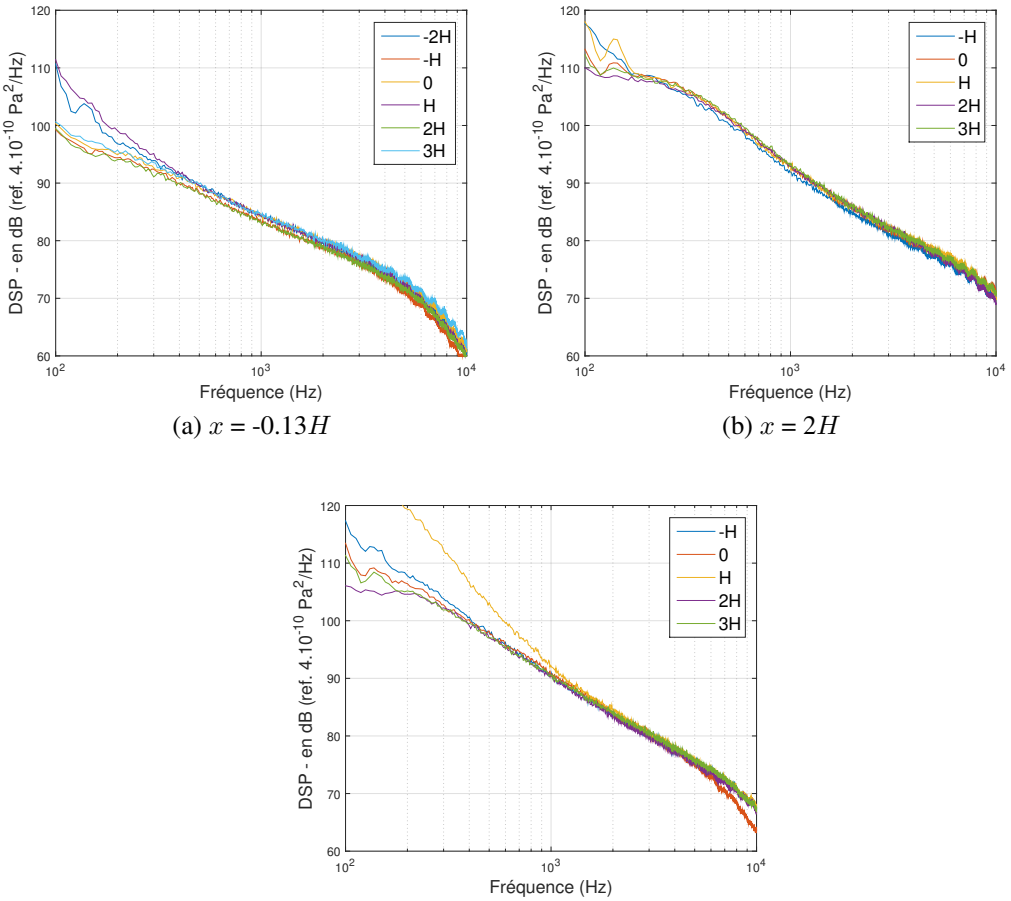
L'analyse spectrale des fluctuations de pression en paroi selon l'envergure permet de mettre en évidence la similarité de l'allure des DSP pour trois lignes de capteurs disposés selon l'envergure de la marche. Les Figures A.5 a, b et c montrent les DSP calculées respectivement pour la ligne de capteur amont et les lignes de capteurs positionnées en aval de la marche à $x = 2H$ et $x = 5{,}5H$. Cette similarité de l'allure des DSP (à partir de 300 Hz) tend à confirmer le caractère bidimensionnel de l'écoulement moyen en paroi. Enfin, des résultats non consignés dans cette annexe ont montré que l'augmentation de la vitesse incidente U_0 ne modifie pas le caractère



(a) (b)

FIGURE A.4 – Champs de vitesse moyenne (norme) (a) et RMS (norme) (b) en m.s^{-1} dans un plan horizontal situé en aval de la marche à z = 33 mm pour U_0 = 40 $m.s^{-1}$.

bidimensionnel de l'écoulement moyen.



(a) x = -0.13H (b) x = 2H

(c) x = 5,5H

FIGURE A.5 – DSP de pression pariétale instationnaire selon l'envergure de la marche ($i.e.$ y = -2H à y = 3H) à U_0 = 40 m.s^{-1} en configuration "volet ouvert" : étude en bande fine pour plusieurs positions longitudinales x.

Bibliographie

[1] Y. Addad, D. Laurence, C. Talotte, and M. Jacob. Large eddy simulation of a forward-backward facing step for acoustic source identification. *Intl J. Heat Fluid Flow*, 24 :562–571, 2003.

[2] F. Alam, S. Watkins, B. Song, T. Steiner, and C. Humphris. The flow characteristics around a car a-pillar. in proceedings. In *13th Australasian fluid mechanics conference, Monash University*, 1998.

[3] F. Alam, S. Watkins, G. Zimmer, and C. Humphris. Effects of vehicle apillar shape on local mean and time-varying flow properties. *SAE Technical Paper*, SP-1600(2001-01-1086), 2001.

[4] F. Alam, G. Zimmer, and S. Watkins. A study of the a-pillar vortex of a passenger car. In *In Proceedings of the international conference on mechanical engineering*, 2003.

[5] I. Ali, S. Becker, J. Utzmann, and C. Munz. Aeroacoustic study of a forward facing step using linearized euler equations. *Physica D*, 237 :2184–2189, 2008.

[6] B. Arguillat, D. Ricot, C. Bailly, and G. Robert. Measured wavenumber : Frequency spectrum associated with acoustic and aerodynamic wall pressure fluctuations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 128 :1647–1655, 2010.

[7] M. Awasthi, W.J. Devenport, S.A.L. Glegg, and J.B. Forest. Pressure fluctuations produced by forward steps immersed in a turbulent boundary layer. *J. Fluid Mech.*, vol. 756 :pp. 384–421, 2014.

[8] J. Baden Fuller. Measurement of side-glass fluctuating pressures in varying onset turbulence. master's thesis. Master's thesis, Loughborough University, 2009.

[9] P. Bearman and S. Mullarkey. Aerodynamic forces on-road vehicles due to steady side winds and gusts. In *In Road Vehicle Aerodynamics, Loughborough, UK. Royal Aeronautical Society Conference*, 1994.

[10] S. Becker, M. Escobar, C. Hahn, I. Ali, M. Kaltenbacher, B. Basel, and M. Grunewald. Experimental and numerical investigation of the flow induced noise from a forward facing step. In *AIAA/CEAS Conference*, 2005.

[11] R. Bessis. *Analyse experimentale des contributions aerodynamiques a la transmission acoustique dans un vehicule*. PhD thesis, Universite de Poitiers, 2014.

[12] R. Blumrich. *Computational aeroacoustics in automotive engineering*. Progress in vehicle aerodynamics - numerical methods, Renningen. Expert Verlag, 2006.

[13] D. Breakey. *Time-Resolved noise source analysis in subsonic turbulent jets*. PhD thesis, University of Dublin, 2013.

[14] J. Bridges and M. Wernet. Effect of temperature on jet velocity spectra. technical memorandum nasa/tm-2007-214993 ; aiaa-2007-3628. Technical report, NASA Glenn Research Center, Cleveland, Ohio, 2007.

[15] R. Camussi, M. Felli, F. Pereira, G. Aloisio, and A. Di marco. Statistical properties of wall pressure fluctuations over a forward-facing step. *Phys. Fluids*, 20 (075113), 2008.

[16] N. Cherry, R. Hillier, and M. Latour. Unsteady measurements in a separated and reattaching flow. *J. Fluid Mech.*, 144 :13–46, 1984.

[17] A. Cogotti. Evolution of performance of an automotive wind tunnel. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 96 :667-700, 2008.

[18] A. Cogotti, D. Cardano, G. Carlino, and F. Cogotti. Aerodynamics and aeroacoustics of passenger cars in a controlled high turbulence flow : some new results. *SAE Technical Paper*, SP-1931(2005-01-1455), 2005.

[19] K. Cooper. Wind-tunnel simulation of gusty winds for surface vehicles. In *4th ECARA unsteady aerodynamics working group meeting, Turin*, 2002.

[20] K. Cooper and S. Watkins. The unsteady wind environment of road vehicles, part one : a review of the on-road turbulent wind environment. *SAE Technical Paper*, SP-2066(2007-01-1236), 2007.

[21] F. de Coulon. *Theorie et traitement des signaux*. Traite d'electricite, 2000.

[22] S. Debert. *Developpement de methodes de separation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en ecoulements turbulents parietaux*. PhD thesis, Universite de Poitiers, 2008.

[23] R. DeJong, T. Bharj, and J. Lee. Vehicle wind noise analysis using a sea model with mmeasure source levels. *SAE Paper*, 2001-01-1629, 2001.

[24] C. Doolan and D. Moreau. Flow-induced noise generated by sub-boundary layer steps. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 72 :47–58, 2016.

[25] T. Farabee and M. Casarella. Measurements of fluctuating wall pressure for separated/reattached boundary layer flows. *ASME J. Vib. Acoust. Stress Reliab. Des.*, 108 :301–307, 1986.

[26] A. Finez. *Etude experimentale du bruit de bord de fuite a large bande d'une grille d'aubes lineaire et de sa reduction par dispositifs passifs*. PhD thesis, Ecole centrale de Lyon, 2007.

[27] J. Fischer. *Identification de sources aeroacoustiques au voisinage de corps non profiles par formation de voies frequentielle et temporelle*. PhD thesis, Universite de Poitiers, 2014.

[28] H. Fletcher and W. Munson. Loudness, its definition, measurement and calculation. *J. Acoust. Soc. Am.*, 5(2) :82–108, 1933.

[29] A. George. Automobile aerodynamic noise. *SAE Technical Paper*, 1990.

[30] S. Haruna, T. Nouzawa, I. Kamimoto, and H. Sato. An experimental analysis and estimation of aerodynamic noise using a production vehicle. *SAE Technical Paper*, 1990.

[31] H. Hattori and Y. Nagano. Investigation of turbulent boundary layer over forward-facing step via direct numerical simulation. *Intl J. Heat Fluid Flow*, 31 (3) :284–294, 2010.

[32] M. Helfer. General aspects of vehicle aeroacoustics. in lecture series : road vehicle aerodynamics. In *Von Karman Institute, Rhode-Genese, Belgium*, 2005.

[33] M. Helfer and J. Bush. Contribution of aerodynamic noise sources to interior and exterior vehicle noise. In *DGLR workshop : aeroacoustics of cars, Emmeloord*, 1992.

[34] M. Howe. Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough. *J. Acoust. Soc. Am.*, Vol.. 90(2) :pp. 1041–1047, 1991.

[35] M. Howe. *Theory of Vortex Sound*. Cambridge University Press, Cambridge, UK, 2002.

[36] J. Howell. Real environment for vehicles on the road. In *Progress in vehicle aerospace, Renningen. Advanced experimental techniques/Euromotor course, FKFS/Stuttgart University, Expert Verlag*, 2000.

[37] J. Howell. The decay of bluff body wakes. *SAE Technical Paper*, SP-2305(2011-01-0178), 2011.

[38] J. Howell, J. Baden Fuller, and M. Passmore. The effect of free stream turbulence on a-pillar airflow. *SAE Technical Paper*, SP-2226(2009-01-0003), 2009.

[39] W. Hucho and G. Sovran. Aerodynamic of road vehicles, annu.rev. fluid mech. Technical report, Vol. 25, pp. 485-537, 1993.

[40] M. Jacob, E. Jondeau, and B. Li. Time-resolved piv measurements of a tip leakage flow. *International Journal of Aeroacoustics, 15 (6-7). 662-685. ISSN 1475-472X*, 2016.

[41] M. Ji and M. Wang. Surface pressure fluctuations on steps immersed in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 712 :471–504, 2012.

[42] F. Kerherve and J. Fitzpatrick. Measurement and analysis of the turbulent length scales in jet flows. *Experiments in Fluids 50(3) :637-651*, 2010.

[43] M. Kiya and K. Sasaki. Free-stream turbulence effects on a separation bubble. *J. Wind Eng Ind. Aerodyn.*, 14 :375–386, 1983.

[44] M. Kiya and K. Sasaki. Structure of large-scale vortices and unsteady reverse flow in the reattaching zone of a turbulent separation bubble. *J. Fluid Mech.*, 154 :463–491, 1985.

[45] P. Knebel, A. Kittel, and J. Peinke. Atmospheric wind field conditions generated by active grids. *Exp. Fluids.*, 2010.

[46] J. Largeau. *Etude experimentale de la dynamique et du rayonnement acoustique d'un ecoulement de marche montante*. PhD thesis, Universite de Poitiers, 2004.

[47] J. Largeau and V. Moriniere. Wall pressure fluctuations and topology in separated flows over a forward-facing step. *Exp. Fluids*, 42 :21–40, 2007.

[48] T. Lawson. *Wind effects on buildings*. Applied Science Publishers, first edition, 1980.

[49] H. Lazure. *Acoustique des transports*. cours ENSTA, 2004.

[50] D. Leclercq, M. Jacob, A. Louisot, and C. Talotte. Forward-backward facing step pair : Aerodynamic flow, wall pressure and acoustic characterisation. In *In Proceedings of the Seventh AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, vol. AIAA-2001-2249. Maastricht*, 2001.

[51] B. Levy and P. Brancher. Topology and dynamics of the a-pillar vortex. *Phys. Fluids*, vol. 25 :pp. 1–15, 2013.

[52] B. Levy and P. Brancher. Experimental investigation of the wall dynamics of the a-pillar vortex flow. *Journal of Fluids and Structures*, vol. 55 :pp. 540–545, 2015.

[53] N. Lindener, H. Miehling, A. Cogotti, F. Cogotti, and M. Maffei. Aeroacoustic measurements in turbulent flow on the road and in the wind tunnel. *SAE Technical Paper*, SP-2066 (2007-01-1551), 2007.

[54] Flasch M., G. Wickern, and H. Grogger. Experimental investigation into cross wind sensitivity of a passenger car. In *In Presentation. 5th ECARA unsteady aerodynamics working group meeting, Munich*, 2003.

[55] O. Mankowski, D. Sims-Williams, R. Dominy, B. Duncan, and J. Gargoloff. The bandwidth of transient yaw effects on vehicle aerodynamics. *SAE Technical Paper*, SP-2305(2011-01-0160)., 2011.

[56] F. Margnat. *Methode numerique hybride pour l'etude du rayonnement acoustique d'ecoulements turbulents parietaux*. PhD thesis, Universite de Poitiers, 2006.

[57] L. Marino and P. Luchini. Adjoint analysis of the flow over a forward-facing step. *Theor. Comput. Fluid Dyn*, 23 (1) :37–54, 2009.

[58] T. Martin. Analyse des fluctuations de bruit dans un habitacle automobile. projet de fin d'etude. Master's thesis, Ecole Nationale Superieur de Mecanique et Aerotechnique, 2018.

[59] R. Mathis, N. Hutchins, and I. Marusic. Large-scale amplitude modulation of the small-scalestructures in turbulent boundary layers. *J. Fluid Mech.*, 628 :311–337, 2009.

[60] W. Moss and S. Baker. Re-circulating flows associated with two-dimensional steps. *Aeronautical Quarterly*, 32 :693–704, 1979.

[61] P. Newnham, M. Passmore, and A. Baxendale. The effect of raised freestream turbulence on the flow around leading edge radii. *SAE Technical Paper*, SP-2151(2008-01-0473), 2008.

[62] P. Newnham, M. Passmore, J. Howell, and A. Baxendale. On the optimisation of road vehicles leading edge radius in varying levels of freestream turbulence. *SAE Technical Paper*, SP-1991(2006-01-1029), 2006.

[63] N. Oettle. *The Effects of Unsteady On-Road Flow Conditions on Cabin Noise*. PhD thesis, Durham University, 2013.

[64] A. Papoulis. *Probability, Random variables and Stochastic processes*. McGraw-Hill, 1991.

[65] M. Passmore, S. Richardson, and A. Imam. An experimental study of unsteady vehicle aerodynamics. In *Proc. Instn. Mech. Engrs., 215(D)*, 2001.

[66] M. Riegel, J. Wiedemann, and M. Helfer. The effect of turbulence on in-cabin wind noise - a comparison of road and wind tunnel results. In *In Proceedings. 6th MIRA international conference on vehicle aerodynamics*, 2006.

[67] D. Robinson and R. Dadson. A re-determination of the equal-loudness relations for pure tones. *Br. J. Appl. Phys.*, 7 :156–181, 1956.

[68] J. Saunders and S. Wordley. A review of measurement of ambient turbulence with respect to ground vehicles. *SAE Technical Paper*, SP-1991 (2006-01-1028), 2006.

[69] D. Schrock, W. Krantz, N. Widdecke, and J. Wiedemann. Unsteady aerodynamic properties of a vehicle model and their effect on driver and vehicle under side wind conditions. *SAE Technical Paper*, SP-2305(2011-01-0154)., 2011.

[70] D. Schrock, N. Widdecke, and J. Wiedemann. Aerodynamic response of a vehicle to turbulent wind. In *In 7th FKFS conference "progress in vehicle aerodynamics and thermal management", Stuttgart*, 2009.

[71] M. Sherry, D. Lo Jacono, and J. Sheridan. An experimental investigation of the recirculation zone formed downstream of a forward facing step. *J. Wind Engng Ind. Aerodyn.*, 98 :888–894, 2010.

[72] D. Sims-Williams. Cross winds and transients : reality, simulation and effects. *SAE Technical Paper*, SP-2305(2011-01-0172), 2011.

[73] G. Vino, S. Watkins, and P. Mousley. The passenger vehicle wake under the influence of upstream turbulence. *SAE Technical Paper*, SP-1786(2003-01-0650), 2003.

[74] S. Watkins. *Wind-tunnel modelling of vehicle aerodynamics : with emphasis on turbulent wind effects on commercial vehicle drag*. PhD thesis, PhD thesis, Mech. Eng. Dept., RMIT, Melbourne, Australia, 1990.

[75] S. Watkins. Topics in wind noise : automobile wind noise and its measurement part 2. *SAE Technical Paper*, volume SP-1457, chapter Chapter III : Gusts and transients, 1999.

[76] P. Welch. The use of fast fourier transform for the estimation of power spectra. a method based on time averaging over short, modified periodograms. *IEEE Transactions on Audio and Electroacoustics*, 15 :70–73, 1967.

[77] M. Wernet. Temporally resolved piv for space-time correlations in both cold and hot jet flows. In *Measurement Science and Technology 18(5) :1387*, 2007.

[78] G. Wickern and M. Brenberger. Scaling laws in automotive aeroacoustics. *SAE Technical Paper*, SP-2226(2009-01-0180), 2009.

[79] J. Wojciak, T. Indinger, N. Adams, P. Theissen, and R. Demuth. Experimental study of on-road aerodynamics during crosswind gusts. In *In Proceedings. 8th MIRA international conference on vehicle aerodynamics, Grove*, 2010.

[80] S. Wordley and J. Saunders. On-road turbulence. *SAE Technical Paper*, SP-2151 (2008-01-0475), 2008.

[81] S. Wordley and J. Saunders. On-road turbulence : Part 2. *SAE Technical Paper*, SP-2226 (2009-01-0002), 2009.