



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 7 août 2006)

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

Présentée par :
Jeffrey Fischer

Identification de sources aéroacoustiques au voisinage de corps non profilés par formation de voies fréquentielle et temporelle

Directeur(s) de Thèse :
Laurent Brizzi, Vincent Valeau

Soutenue le 12 mars 2014 devant le jury

Jury :

Président	Jean-Christophe Valière	Professeur, ENSIP, Université de Poitiers
Rapporteur	Régis Marchiano	Professeur, Université P. & M. Curie, Paris
Rapporteur	Jacques Lewalle	Associate Professor, Syracuse University, New York
Membre	Laurent Brizzi	Professeur, Pprime, ENSIP, Université de Poitiers
Membre	Vincent Valeau	Maître de conférences, Pprime, Université de Poitiers
Membre	Vincent Fleury	Ingénieur de recherche, ONERA, Palaiseau

Pour citer cette thèse :

Jeffrey Fischer. *Identification de sources aéroacoustiques au voisinage de corps non profilés par formation de voies fréquentielle et temporelle* [En ligne]. Thèse Acoustique. Poitiers : Université de Poitiers, 2014. Disponible sur Internet <<http://theses.univ-poitiers.fr>>



THÈSE

pour l'obtention du grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE D'INGÉNIEURS DE POITIERS
(Diplôme National - Arrêté du 7 août 2006)

École doctorale : Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et
Aéronautique
Secteur de recherche : Mécanique des Milieux Fluides - Acoustique

Présentée par

Jeoffrey FISCHER

Identification de sources aéroacoustiques au voisinage de corps non profilés par formation de voies fréquentielle et temporelle

Directeur de thèse : **Laurent-Emmanuel BRIZZI**
Co-directeur de thèse : **Vincent VALEAU**

Soutenue le 12 mars 2014
devant la Commission d'Examen

JURY

Jacques LEWALLE	Associate Pr, Université de Syracuse	Rapporteur
Régis MARCHIANO	Pr, Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur
Vincent FLEURY	Ingénieur de Recherche, ONERA	Examineur
Hervé LAZURE	Ingénieur, PSA Peugeot Citroën	Examineur
Christophe SICOT	Mcf, ENSMA	Examineur
Jean-Christophe VALIÈRE	Pr, Université de Poitiers	Examineur
Laurent-Emmanuel BRIZZI	Pr, Université de Poitiers	Examineur
Vincent VALEAU	Mcf, Université de Poitiers	Examineur

Résumé

La localisation de sources aéroacoustiques sur les corps automobiles est actuellement un sujet d'intérêt majeur pour les industriels. Le traitement d'antenne microphonique par formation de voies (*beamforming*) est une méthode robuste, classiquement utilisée dans ce cadre. L'objectif principal de ce manuscrit concerne ainsi la détection de sources aéroacoustiques sur des corps non profilés. Deux configurations expérimentales sont envisagées : une marche montante qui représente un cas académique, et un corps tridimensionnel générant des structures tourbillonnaires de type montant de baie se rapprochant du cadre de l'industrie automobile. La localisation de sources par formation de voies classique a permis d'identifier, pour différentes gammes de fréquence, les principales régions d'émission acoustique, à savoir : les zones tourbillonnaires amont et aval sur la marche et les montants de baie latéraux sur le corps tridimensionnel. De plus, des tendances similaires dans les mesures de pression pariétale fluctuante et de pression acoustique en champ lointain ont été observées. L'étude s'est ensuite dirigée vers la détection d'intermittences acoustiques afin de déterminer dans quelle mesure, à l'instar du bruit de jet, le bruit d'écoulement en présence d'obstacle présente un caractère intermittent. Un processus de seuillage sur le champ lointain mesuré a permis de sélectionner des événements représentant 80% de l'énergie du signal original et 20% de sa durée sur les deux configurations. Une méthode de formation de voies temporelle, en lien direct avec la technique de retournement temporel, a été développée afin de réaliser une imagerie de sources aéroacoustiques en fonction du temps. L'utilisation de cette technique permet de montrer que les événements sélectionnés à partir du seuillage correspondent à des sources intermittentes dont on peut déterminer les lieux et les instants d'émission (obéissant à une distribution statistique Gamma). Le bruit aéroacoustique généré par les corps non profilés considérés dans cette étude peut donc être vu comme une succession d'événements intermittents identifiables. Enfin, la reconstruction des signaux acoustiques à partir d'une famille d'ondelettes a été effectuée. Les spectres du signal original et filtré sont fortement semblables, une différence de l'ordre de 10% ayant été observée entre eux pour les deux maquettes, confirmant l'importance des événements intermittents dans le rayonnement aéroacoustique des corps non profilés.

Mots clés : Aéroacoustique expérimentale - localisation de source acoustique - marche montante - tourbillon conique - formation de voies - intermittence acoustique - ondelette.

Abstract

The localization of aeroacoustic sources of automotive bodies is currently a topic of major interest to industry. Beamforming is a robust method typically used in this context. The main objective of this thesis relates to the detection of aeroacoustic sources on bluff bodies. Two experimental configurations are considered : a forward-facing step that is an academic event, and a three dimensional bluff body generating A-pillar vortices approaching the automotive industry. Source localization through classical beamforming has enabled to detect the main regions of acoustic emission for different frequency ranges, namely : upstream and downstream vortices around the step and A-pillar vortices generated on both sides of the 3D bluff body. In addition, relationships have been observed between wall pressure fluctuations and acoustic field radiated. The study was then directed to the detection of intermittent acoustic events to determine whether, like jet noise, the noise radiated by an obstacle in the flow is composed of intermittent signatures. A thresholding process on the far field measurements was used to select events representing 80% of the energy of the original signal and 20% of its time for both configurations. A time-domain beamforming algorithm, directly linked to the time reversal technique, has been developed to achieve a spatio-temporal information about the intermittent noise sources. The use of this technique has proved that the events selected with the thresholding technique correspond to intermittent acoustic sources which space and time informations can be determined (they follow a Gamma distribution). The aeroacoustic noise radiated by the bluff bodies considered in this study can therefore be seen as a succession of intermittent events that can be identified. Finally, the reconstruction of intermittent acoustic signals using a family of wavelets was performed. The Fourier spectra of the original and reconstructed signals are highly similar, a difference of about 10% was observed, confirming the importance of intermittent events in the noise radiated by bluff bodies.

Key words : Experimental aeroacoustics - sound source localization - forward-facing step - A-pillar vortex - beamforming - acoustic intermittency - wavelet.

Table des matières

Table des matières	I
Nomenclature	V
Introduction générale	1
1 Éléments bibliographiques	5
1.1 Éléments d'aéroacoustique	5
1.1.1 Propagation d'une onde acoustique	5
1.1.2 Bruit dans un écoulement : analogie de Lighthill	6
1.1.3 Bruit d'obstacle dans un écoulement : modèle de Curle	8
1.1.4 Bruit des arêtes vives dans un écoulement : équations de Ffowcs Williams & Hall	8
1.1.5 Le caractère intermittent des sources aéroacoustiques	10
1.2 L'écoulement sur marche montante	11
1.2.1 Description générale de l'écoulement	11
1.2.2 Propriétés aérodynamiques de l'écoulement	15
1.2.3 Rayonnement acoustique de l'écoulement	17
1.3 Le tourbillon conique	20
1.3.1 Différents modèles	20
1.3.2 Le MOPET	24
2 Protocole expérimental et premiers résultats	31
2.1 Moyens expérimentaux	31
2.1.1 La soufflerie	31
2.1.2 Le système d'acquisition	32
2.1.3 Mesure de la vitesse	32
2.1.3.1 Principe de la PIV	32
2.1.3.2 Traitement des images, calibration et post-traitement	36
2.1.4 Mesure de la pression pariétale fluctuante	37
2.1.4.1 Description des capteurs	38
2.1.4.2 Étalonnage des capteurs	39
2.1.5 Mesure de la pression acoustique en champ lointain	42

2.2	Méthodes d'analyse	43
2.2.1	Outils temporels	43
2.2.1.1	Coefficients de pression	43
2.2.1.2	Intercorrélation	44
2.2.2	Outils fréquentiels	44
2.2.2.1	Densité spectrale de puissance	44
2.2.2.2	Cohérence	45
2.2.3	Outil temps/fréquence	45
2.3	Validations aérodynamiques	47
2.3.1	La marche montante	47
2.3.1.1	Description de la maquette	47
2.3.1.2	Analyse de la pression pariétale fluctuante	48
2.3.1.3	Analyse spectrale	50
2.3.2	Le corps 3D (MOPET)	51
2.3.2.1	Description de la maquette	51
2.3.2.2	Analyse du champ de vitesse	53
2.3.2.3	Analyse de la pression pariétale fluctuante	57
3	La formation de voies (FV)	61
3.1	Présentation de la méthode	63
3.1.1	La FV dans le domaine temporel	63
3.1.2	La FV dans le domaine fréquentiel	66
3.2	Caractéristiques de la FV	68
3.2.1	Résolution	68
3.2.2	Domaine de fréquence opérationnel	71
3.3	Choix d'une géométrie d'antenne	72
3.3.1	Application au cas de cette étude	72
3.3.2	Étude paramétrique	73
3.4	Validation du programme de FV fréquentielle	76
3.4.1	Deux sources numériques - Estimation de la résolution de l'antenne	76
3.4.2	Une source réelle	77
3.4.3	Un algorithme de déconvolution : DAMAS	78
3.5	Détection spatio-temporelle de sources intermittentes par FV temporelle	79
3.5.1	Application au cas d'une source numérique intermittente	81
3.5.2	Application au cas de deux sources numériques intermittentes décorrélées	90
3.6	Traitements spécifiques à la mesure en soufflerie	93
3.6.1	Correction des effets de l'écoulement	93
3.6.2	Méthode de suppression de bruit de fond	93
4	Identification des sources par FV fréquentielle	97
4.1	La marche montante	97
4.1.1	Émission acoustique	97
4.1.2	Localisation de sources par FV fréquentielle	99
4.1.2.1	Influence de la vitesse de l'écoulement	99
4.1.2.2	Localisation de sources sur l'ensemble de la gamme de fréquences	101

4.1.3	Analyse conjointe des mesures de pression pariétale et acoustique en champ lointain	104
4.1.3.1	Cohérence	104
4.1.3.2	Intercorrélation	107
4.2	Le corps 3D (MOPET)	108
4.2.1	Émission acoustique	109
4.2.2	Localisation de sources par FV fréquentielle	111
4.2.2.1	Comparaison des deux positions d'antenne	111
4.2.2.2	Influence de la vitesse de l'écoulement	114
4.2.2.3	Localisation de sources sur l'ensemble de la gamme de fréquences	114
4.2.3	Analyse conjointe des mesures de pression pariétale et acoustique en champ lointain	118
4.2.3.1	Cohérence	118
4.2.3.2	Intercorrélation	119
5	Étude de l'intermittence des sources aéroacoustiques	123
5.1	La marche montante	124
5.1.1	Localisation des sources acoustiques intermittentes	124
5.1.1.1	Estimation du seuil de détection	124
5.1.1.2	Étude statistique des évènements intermittents	126
5.1.1.3	Détection spatio-temporelle des sources intermittentes par FV temporelle	128
5.1.1.4	Distribution spatiale des sources intermittentes	132
5.1.2	Reconstruction à partir d'une famille d'ondelettes	134
5.1.2.1	Méthode de reconstruction	135
5.1.2.2	Analyse conjointe pression acoustique/pression pariétale	137
5.2	Le corps 3D (MOPET)	140
5.2.1	Localisation des sources acoustiques intermittentes	140
5.2.1.1	Estimation du seuil de détection	140
5.2.1.2	Étude statistique des évènements intermittents	142
5.2.1.3	Détection spatio-temporelle des sources intermittentes par FV temporelle	143
5.2.1.4	Distribution spatiale des sources intermittentes	147
5.2.2	Reconstruction à partir d'une famille d'ondelettes	148
5.2.2.1	Méthode de reconstruction	149
5.2.2.2	Analyse conjointe pression acoustique/pression pariétale	150
	Conclusion générale et perspectives	155
	Annexes	159
	Annexe A : Correspondance entre les mesures de vitesse et de pression pariétale	161
	Annexe B : Liens entre la FV temporelle et le retournement temporel (extrait d'un papier en cours de rédaction)	165
	Bibliographie	169

Nomenclature

t	temps (s)
x, y, z	coordonnée cartésienne (m)
\mathbf{r}	vecteur position d'un point de l'espace
c_0	célérité du son dans l'air (m/s)
f	fréquence (Hz)
U_∞	vitesse de l'écoulement amont (m/s)
p	pression hydrodynamique (Pa)
\bar{p}	pression moyenne (Pa)
p'	pression fluctuante (Pa)
σ_p	écart-type de la pression (Pa)
p_a	pression acoustique (Pa)
p_0	pression acoustique de référence ($p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
Re_L	nombre de Reynolds basé sur la longueur L (-)
St	nombre de Strouhal (-)
u, v, w	composantes de la vitesse associées à x, y, z (m/s)
$\bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$	composantes de la vitesse moyenne associées à x, y, z (m/s)
u', v', w'	composantes de la vitesse fluctuante associées à x, y, z (m/s)
$\overline{u'^2}, \overline{v'^2}, \overline{w'^2}$	variances des composantes de la vitesse fluctuante associées à x, y, z (m ² /s ²)
C_p	coefficient de pression moyenne (-)
$C_{p'}$	coefficient de pression fluctuante (-)
$C_{x,y}$	Intercorrélation entre les signaux $x(t)$ et $y(t)$
$\Gamma_{x,y}$	Cohérence entre les signaux $x(t)$ et $y(t)$
\mathbf{r}_F	vecteur position du point de focalisation F
$z(\mathbf{r}_F, t)$	réponse de l'antenne par formation de voie
Δt_d	largeur à mi-hauteur d'un évènement (s)
Δt_e	écart temporel entre deux évènements successifs (s)
β	seuil pour la détection d'évènements
p_β	signal de pression seuillé

Abréviations

MOPET MOdèle Pour l'Étude des Tourbillons

PIV Particle Image Velocimetry

RMS Root Mean Square

DSP Densité Spectrale de Puissance

FV Formation de Voies

DAMAS Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources

PDF Probability Density Function

DSB Delay-and-Sum Beamforming

TR Time Reversal

Introduction générale

« *Même un chemin de mille lieues commence par un pas* » (proverbe japonais).

Le bruit des véhicules automobiles est actuellement une des principales sources de nuisances sonores. En France, il s'agit même selon l'ADEME (*Agence de l'Environnement et de la Maîtrise de l'Énergie*) de la première gêne à laquelle est confrontée la majorité des français. Cela n'est pas surprenant pour plusieurs raisons. Les rapports du CCFA (*Comité des Constructeurs Français d'Automobile*) indiquent que depuis 2007 le nombre de véhicules en circulation a franchi la barre des 1 milliards contre 100 millions en 1956. De plus, le développement des pays émergents ne fait qu'accroître encore ce chiffre. La production automobile de la Chine par exemple est passée de 2 à 18 millions entre 2000 et 2010. D'autre part, pour réduire leurs coûts de fabrication, les constructeurs automobiles réduisent la taille des éléments constituant la voiture comme le moteur par exemple. Or pour fournir la même puissance, un moteur plus petit doit tourner plus vite. De même, pour réduire la consommation du véhicule, les constructeurs réduisent au maximum le poids des véhicules en diminuant par exemple l'épaisseur de la carrosserie ou des vitres, augmentant ainsi le bruit transmis dans l'habitacle. De leur côté, les usagers privilégient souvent les voitures diesel, parfois deux fois plus économes que les essences au détriment de leurs tympans. En effet, comme le cycle diesel fonctionne à des pressions plus importantes que le cycle essence, le bruit transmis par le moteur est également plus élevé. Pour toutes ces raisons, on comprend pourquoi le bruit automobile est devenu la source de gêne la plus importante.

Pour pallier à ce problème, les constructeurs ont cherché des manières de réduire les différentes sources de bruit présentes sur un véhicule. Priede [55] a été un des pionniers dans ce domaine à s'intéresser à la réduction du bruit automobile. Il explique que sur une étude de bruit subjective, beaucoup de gens considèrent qu'à 80 dB(A) le niveau perçu est bruyant (« *noisy* »). À son époque, la majorité des voitures dépassaient ce seuil de 80 dB(A), certaines allant même jusqu'à 95 dB(A) risquant de causer des troubles auditifs. Il étudie ainsi les différentes sources de bruit provenant d'un véhicule. Ces sources peuvent être séparées en trois contributions. Le bruit moteur, le bruit de frottement des roues et le bruit d'origine aérodynamique.

Depuis, des lois ont été créées pour protéger les tympans des usagers. Les bruits de moteur et de frottement des roues ont été beaucoup réduits, notamment avec l'aide de matériaux isolants. Ceci eut pour conséquence de faire ressortir le bruit d'origine aérodynamique qui était jusque-là masqué par les deux autres contributions et qui devient la source majeure au-delà de 100 km/h. Ces sources de bruit dites aéroacoustiques sont plus difficiles à maîtriser car elles sont générées par des structures aérodynamiques tout autour du véhicule (cf. Figure 1). Les parois vitrées sont les principales zones de transfert de bruit dans l'habitacle, notamment à cause du battement de structures instationnaires qui se développent le long des montants de baie latéraux et de leur proximité avec l'oreille des occupants. La structure qui nous intéresse dans la présente étude est le tourbillon de montant de baie, ou «*A-pillar vortex*» dans la littérature anglo-saxonne, mis en évidence sur la Figure 1. Celle-ci sera étudiée expérimentalement dans le présent travail à l'aide d'une maquette placée en soufflerie.

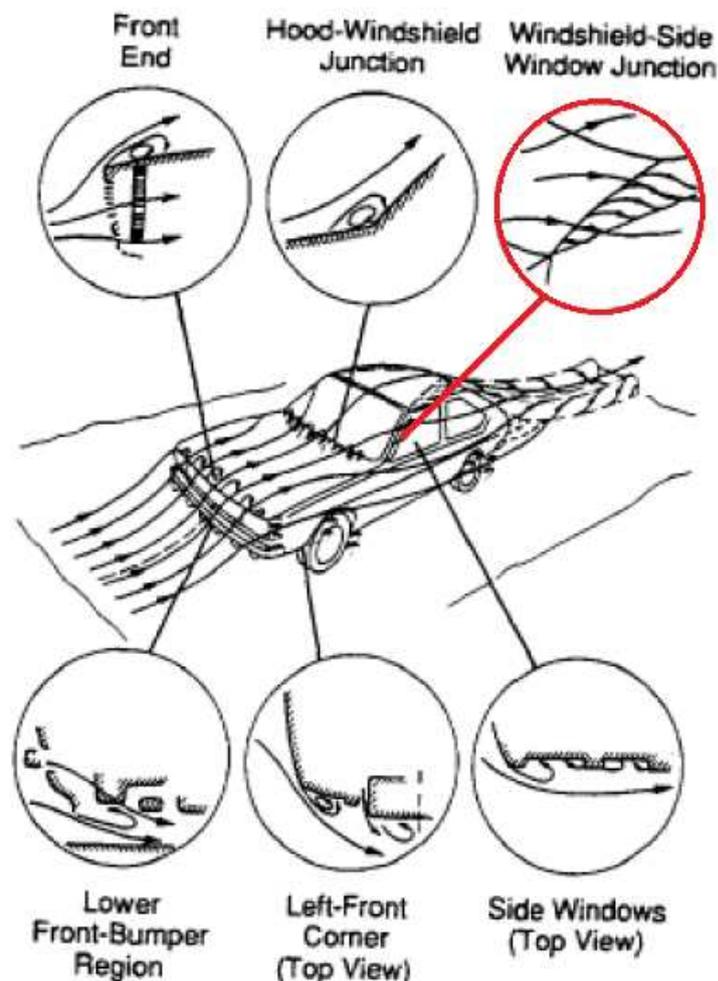


FIGURE 1: Schéma représentant les structures aérodynamiques sur un véhicule automobile. D'après Hucho [25].

La structure du tourbillon peut varier en fonction de la géométrie propre au modèle de

voiture utilisé ou des conditions de roulement (vitesse, vent incident, etc.). Pour s'affranchir de cette dépendance, notre choix s'est porté vers une maquette académique capable de reproduire des structures similaires mais avec des propriétés maîtrisées. Cependant, compte tenu de la complexité des mécanismes mis en jeu, il a fallu dans un premier temps s'intéresser à une configuration plus simple : la marche montante. Cette géométrie possède les avantages d'être simple (écoulement quasi-bidimensionnel), représentative des mécanismes physiques étudiés (décollement et couche de cisaillement) et bien documentée [7, 8, 45].

L'objectif de ce travail est principalement de comprendre l'origine des sources sonores sur chacune de ces deux maquettes en utilisant des techniques d'imagerie acoustique. Pour cela, des algorithmes de formation de voies ont été développés. Lorsqu'il est utilisé dans sa version classique, cette technique permet de visualiser des cartographies acoustiques par bande de fréquence et donc de localiser l'origine du bruit pour chacune des fréquences considérées. Cet outil est, depuis une dizaine d'années, couramment utilisé dans le domaine de la localisation de sources aéroacoustiques [6, 34, 51, 60]. L'inconvénient de cette méthode est qu'elle fournit uniquement une vision moyenne dans le temps des sources acoustiques.

Or, de récentes études [18, 20, 31, 40] ont montré que les signaux acoustiques mesurés dans le cas d'écoulements libres (i.e. sans obstacle) présentent une nature intermittente, le bruit étant alors émis à des instants aléatoires et non en continu. La question de savoir si cette caractéristique peut s'étendre aux écoulements avec obstacle a alors été abordée dans le présent manuscrit. De plus, ce travail ne s'est pas limité à la détection temporelle des événements intermittents puisqu'il sera également question de la localisation spatiale des sources acoustiques intermittentes. Pour cela, la vision moyenne des cartographies acoustiques par FV classique n'étant plus suffisante, l'algorithme de localisation de sources acoustiques (par formation de voies) a été développé dans une version temporelle. À notre connaissance, les méthodes d'imagerie acoustique n'ont pas été utilisées pour des études de phénomènes aéroacoustiques intermittents.

Le sujet traité ici concerne ainsi l'*identification de sources aéroacoustiques* dans un écoulement avec obstacle en travaillant sur deux configurations distinctes : *la marche montante et un corps tridimensionnel générateur de tourbillons coniques* de type montant de baie. Le **chapitre 1** est une introduction bibliographique traitant notamment du bruit d'obstacle dans un écoulement et exposant l'état de l'art sur les deux configurations étudiées. Les topologies d'écoulement sur la marche montante et sur le corps tridimensionnel seront décrites, ainsi que les aspects tridimensionnels et stationnaires régnant sur chaque configuration. Le **chapitre 2** est dédié à la description du banc d'essai utilisé pour les manipulations sur les deux maquettes. Une attention particulière a été portée sur la description des méthodes d'analyse. Des résultats préliminaires permettant de valider les écoulements rencontrés sont également effectués. Un chapitre entier, le **chapitre 3**, sera ensuite consacré à la description de la méthode de *formation de voies*. Cette méthode a été utilisée de deux manières différentes : une version *fréquentielle* permettant de détecter la position moyenne dans le temps d'une source acoustique, et une version *temporelle* ajoutant à la détection spatiale la dimension temporelle. Le **chapitre 4** est

consacré à l'étude par formation de voies fréquentielle, l'objectif étant de cibler par bande de fréquence les différentes régions qui contribuent au rayonnement acoustique de chaque modèle. Le **chapitre 5** porte sur l'analyse par formation de voies temporelle, dans le but de mettre en évidence la présence d'*événements intermittents* dans le rayonnement acoustique. Ces événements seront ensuite caractérisés et analysés en s'inspirant parfois d'études récentes réalisées dans le cadre du bruit de jet. Notre travail se distingue de ces études par la présence d'obstacles dans l'écoulement et l'utilisation d'une technique d'imagerie adaptée aux phénomènes intermittents.

Éléments bibliographiques

1.1 Éléments d'aéroacoustique

L'intérêt porté aux milieux fluides nous ramène à Archimède (III^{ème} siècle avant J.-C.) qui, à travers son principe bien connu, donne un point de départ à la science de la statique des fluides. Bien plus tard, au XIX^{ème} siècle, Navier et Stokes apportent un avancement considérable dans l'étude des fluides en mouvement, à travers des équations qui portent leurs nom et traduisent des bilans de masse et de quantité de mouvement d'un domaine fluide. Cependant, leur difficulté de résolution analytique dans le cas général implique souvent l'introduction d'hypothèses simplificatrices (fluide incompressible, écoulement laminaire, bidimensionnel, etc.) alors qu'en général la nature réelle des fluides est bien plus complexe.

D'un autre côté, les premières notions liées à la propagation des ondes acoustiques apparaissent vers le V^{ème} siècle avant J.-C. Lors de la construction de leurs amphithéâtres, les Grecs ont prouvé qu'ils disposaient déjà de certaines connaissances quant aux phénomènes d'absorption et de réfraction des sons. Ainsi, les constructions dans lesquelles se produisaient des orateurs ou des musiciens avaient une acoustique très étudiée. En revanche, leurs travaux n'étaient basés sur aucune considération empirique, et il faudra attendre le début du XVIII^{ème} siècle pour voir apparaître les premiers travaux théoriques liés à la propagation d'onde (acoustique ou autre) notamment grâce aux travaux de d'Alembert et Euler.

1.1.1 Propagation d'une onde acoustique

Aujourd'hui, la propagation d'une onde sonore dans un milieu au repos est décrite à travers l'équation d'onde. Si on ne s'intéresse qu'à la propagation d'une onde (c'est-à-dire qu'on ne considère pas la source qui a généré cette onde), l'évolution d'une grandeur caractéristique du milieu (généralement la pression acoustique p_a) est décrite à travers l'équation d'onde homogène :

$$\frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p_a = 0, \quad (1.1)$$

où c_0 est la vitesse du son dans l'air au repos. À noter que la validité de cette équation est liée au fait que l'on fait les hypothèses de mouvements de faible amplitude, de viscosité quasi-nulle et d'isentropie.

Si on cherche en outre à caractériser la présence de la source génératrice de l'onde acoustique, on parvient après calcul à une équation d'onde inhomogène :

$$\frac{\partial^2 p_a}{\partial t^2} - c_0^2 \Delta p_a = q, \quad (1.2)$$

dans laquelle q peut désigner une source de masse, de quantité de mouvement ou encore de chaleur.

À partir de là, il faut distinguer la zone source, dans laquelle le terme source q est non-nul, et le champ lointain dans lequel q devient nul afin de satisfaire l'équation d'onde homogène.

1.1.2 Bruit dans un écoulement : analogie de Lighthill

Les premiers travaux sur l'aéroacoustique visant à faire le lien entre zone source et milieu de propagation sont proposés par Lighthill [41]. En 1952, il s'est intéressé au bruit rayonné par un écoulement turbulent se développant dans un milieu homogène et au repos. Il fait donc la distinction entre la zone source (proche de l'écoulement) dans laquelle les fluctuations peuvent être de différentes natures, généralement hydrodynamique et acoustique, et la zone où le champ acoustique rayonné prédomine, appelée souvent champ lointain, et dans laquelle les seules fluctuations existantes sont de nature acoustique. En s'appuyant sur les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement (Navier-Stokes) dans le cas d'un régime compressible instationnaire (c'est-à-dire que le terme $\frac{\partial \rho_a}{\partial t}$ à l'origine du bruit n'est pas nul), Lighthill parvient à une équation type équation d'onde inhomogène :

$$\frac{\partial^2 \rho_a}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho_a}{\partial x_i^2} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1.3)$$

où ρ_a désigne la masse volumique acoustique, u_i la $i^{\text{ème}}$ composante de la vitesse et T_{ij} le tenseur de Lighthill, que l'on peut exprimer sous la forme :

$$T_{ij} = \rho_a u_i u_j + (p_a - \rho_a c_0^2) \delta_{ij} - \tau_{ij}. \quad (1.4)$$

Le membre de droite de l'équation (1.3) est ainsi assimilé au terme source. Ce tenseur est composé de trois contributions qui peuvent être à l'origine du bruit rayonné. Le premier ($\rho_a u_i u_j$) représente les forces convectives non-linéaires, autrement dit il caractérise le bruit pouvant être issu de la turbulence au sein du milieu. Le second ($(p_a - \rho_a c_0^2) \delta_{ij}$) est un terme associé aux échanges de chaleur et est plus communément appelé « bruit d'entropie ». On trouve enfin un terme τ_{ij} qui correspond à la production de bruit résultant des phénomènes de viscosité. L'influence de ce dernier terme sur la génération de bruit

est généralement négligeable.

Il est possible de trouver une solution de l'équation de Lighthill à l'aide de l'introduction du formalisme de Green. On désigne alors par fonction de Green la réponse du système physique (ici l'équation de Lighthill) à une impulsion à la fois temporelle et spatiale. L'idée est alors de remplacer ρ_a dans l'équation de Lighthill par cette fonction de Green, notée G , et le terme source (membre de droite) par le produit de deux fonctions de Dirac, l'une spatiale et l'autre temporelle. On peut finalement obtenir une expression de ρ_a qui se trouve être la somme de trois expressions intégrales, dont les sources de bruit sont chacune liées aux phénomènes détaillés ici :

$$\rho_a(\mathbf{x}, t) = \text{conditions initiales} + \text{conditions aux limites du domaine} + \text{écoulement.}$$

La première de ces contributions est liée aux conditions initiales. En supposant que le phénomène est établi, c'est-à-dire qu'il ne dépend pas de l'instant initial, il est possible d'annuler ce terme. Une deuxième intégrale modélisant des réflexions du son sur d'éventuelles parois peut également être supprimée si l'on se place en champ libre. Dans ce cas précis, on fait intervenir la fonction de Green en espace infini, dont l'expression est :

$$G_0(\mathbf{x}, t | \mathbf{y}, t') = \frac{\delta\left(t - t' - \frac{r}{c_0}\right)}{4\pi r c_0^2}, \quad (1.5)$$

où $r = |\mathbf{x} - \mathbf{y}|$. Le point d'émission est localisé en \mathbf{y} et émet à l'instant t' . Le point d'observation se situe en \mathbf{x} à l'instant t .

Au final, avec ces deux hypothèses, on aboutit à une expression de ρ_a qui se réduit à un seul terme :

$$\rho_a(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{T_{ij}\left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_0}\right)}{r} dv, \quad (1.6)$$

où \mathcal{D} représente le volume dans lequel le tenseur de Lighthill n'est pas nul et dv le différentiel de volume.

Le champ sonore est alors généré par une distribution volumique de sources acoustiques de type quadripolaire dues aux fluctuations turbulentes au sein de l'écoulement. Une des conclusions majeures des travaux de Lighthill est que la puissance acoustique est proportionnelle à U_∞^8 dans le cas d'un écoulement sans obstacle, U_∞ désignant la vitesse de l'écoulement extérieur. De plus, l'efficacité de la production de bruit aérodynamique, définie comme étant le rapport entre la puissance acoustique produite et la puissance fournie, est proportionnelle à Ma^5 , où Ma est le nombre de Mach défini par :

$$Ma = \frac{U_\infty}{c_0}. \quad (1.7)$$

Qu'en est-il alors si l'on considère un obstacle dans l'écoulement et plus particulièrement une paroi ? Ce problème a été étudié par Curle [11], dont la méthode, décrite dans la partie suivante, repose sur le formalisme de Lighthill.

1.1.3 Bruit d'obstacle dans un écoulement : modèle de Curle

Le cas traité précédemment considère une hypothèse simplificatrice quant à la nature du milieu considéré, à savoir qu'il n'existe pas de surface solide à l'intérieur. Or, dans nombre de problèmes d'aéroacoustique et plus particulièrement dans le cas d'étude de ce mémoire, on s'intéresse à des bruits résultant de l'interaction entre un écoulement et un obstacle. Curle [11] a proposé une solution à ce problème bien précis.

Dans la partie précédente, le terme représentant l'effet des parois a été annulé. Dans le cas présent, ce terme ne peut plus être annulé et la solution est alors composée d'une somme de trois termes : un monopôle (débit masse), un dipôle (source de force) et un quadripôle (bruit dû à la turbulence). En faisant toutefois l'hypothèse que les parois sont fixes et imperméables, l'expression de la solution prend alors la forme suivante :

$$\begin{aligned} \rho_a(\mathbf{x}, t) = & \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial x_i \partial x_j} \iiint_{\mathcal{D}} \frac{T_{ij} \left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_0} \right)}{r} dv \\ & + \frac{1}{4\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial x_i} \iint_{\mathcal{S}} P_{ij} \frac{n_j}{r} \left(\mathbf{y}, t - \frac{r}{c_0} \right) ds, \end{aligned} \quad (1.8)$$

où P_{ij} est défini par $P_{ij} = p_a \delta_{ij} - \tau_{ij}$, \mathcal{S} est la surface englobant le solide et ds le différentiel surfacique.

La différence avec l'analogie de Lighthill réside dans la deuxième intégrale qui prend en compte, via une distribution surfacique de dipôles, les effets de la paroi sur le champ acoustique. Il est possible de montrer que la puissance acoustique est alors proportionnelle à U_∞^6 dans le cas d'un écoulement avec obstacle et que l'efficacité de la production de bruit aérodynamique, définie dans la partie précédente, évolue avec Ma^3 . Ainsi, dans le cas où la vitesse U_∞ est relativement faible, la puissance acoustique rayonnée dans le cas d'un écoulement avec obstacle est plus importante que celle du cas sans obstacle.

L'étude menée ici va plus loin, car elle s'intéressera au bruit rayonné par deux configurations qui possèdent des arêtes vives. Cette particularité géométrique demande une prise en compte de termes supplémentaires dans les équations vues jusqu'ici, les effets de la diffraction notamment n'étant pas pris en compte.

1.1.4 Bruit des arêtes vives dans un écoulement : équations de Ffowcs Williams & Hall

Le cas particulier du bruit généré par des arêtes vives sur un obstacle en écoulement a été étudié par Ffowcs-Williams & Hall [16]. La présence d'une arête vive dans un écoulement se traduit par une augmentation importante du niveau de bruit à faible nombre de Mach. Cela s'explique par l'émergence de phénomènes dispersifs dûs aux bords, communément appelés effets de diffraction.

La prise en compte de cette particularité géométrique peut se faire à partir de l'équa-

tion de Lighthill, qui est résolue en faisant l’hypothèse d’un écoulement sur une plaque mince et rigide, les effets de la viscosité étant négligés. En outre, les auteurs distinguent deux types de source de bruit pour résoudre le calcul, à savoir celles produites par les tourbillons très proches de l’arête d’une part et celles produites par les tourbillons plus éloignés de celle-ci d’autre part.

Dans le cas où les tourbillons sont générés très près de l’arête vive, les fluctuations de vitesse sont fortement corrélées et les tourbillons vérifient la relation $2kr_0 \ll 1$, où k désigne le nombre d’onde acoustique ($k = \omega/c$, avec ω la pulsation de l’onde) et r_0 représente la distance entre le point source et l’arête vive. Les auteurs proposent alors une expression du spectre acoustique sous forme d’intégrale de volume. Un cas particulier est également résolu, en s’intéressant uniquement aux régions où les tensions turbulentes sont parfaitement corrélées et en supposant que le tourbillon est un cylindre centré sur le bord d’attaque de l’arête.

En s’intéressant cette fois au bruit généré par les tourbillons éloignés de l’arête, la condition sur le nombre d’onde devient $\sqrt{kr_0} \gg 1$. La résolution se fait alors en divisant le domaine d’étude en plusieurs régions. Les auteurs montrent que dans la majeure partie du domaine, l’intensité acoustique produite est comparable à celle obtenue avec un tourbillon en turbulence libre.

Finalement, il apparaît que les sources de bruit les plus importantes sont produites par les tourbillons proches de l’arête vive. La puissance acoustique du champ sonore diffracté est alors proportionnelle à U_∞^5 , tandis que pour un tourbillon situé loin de l’arête vive, elle évolue en U_∞^8 . Ce dernier type de tourbillon est responsable d’un bruit de nature quadripolaire associé au mouvement du fluide dans un plan perpendiculaire au bord d’attaque.

Cette étude montre clairement que le bruit produit par des arêtes vives est lié à des structures tourbillonnaires, qui sont généralement de nature instationnaire. On comprend alors qu’une vision moyenne de l’écoulement pour analyser les mécanismes générateurs de bruit est insuffisante.

Jusqu’ici, l’étude de la génération de bruit s’est faite en se basant sur des considérations géométriques (présence d’obstacle, présence d’arête vive). Cette approche basée sur l’hypothèse de stationnarité des sources est en général suffisante pour des études classiques. Cependant, la création de structures tourbillonnaires dans le cas d’arêtes vives nous incite à nous diriger vers une caractérisation instationnaire, l’approche stationnaire étant alors insuffisante. Depuis plusieurs années, de plus en plus d’auteurs [20, 29, 40] s’intéressent à la détection des intermittences acoustiques dans les mécanismes de génération de bruit (plus particulièrement pour les écoulements sans obstacle comme les jets). On entend par phénomènes intermittents des événements énergétiques apparaissant dans un signal de manière aléatoire. La raison principale qui justifie leur intérêt est qu’ils contribuent majoritairement au champ acoustique rayonné et ce malgré une durée très courte. Pour aller plus loin dans notre étude, nous allons donc nous intéresser à l’étude de ces phénomènes.

1.1.5 Le caractère intermittent des sources aéroacoustiques

En 1980, Juvé *et al.* [29] ont montré que dans le cas d'un jet, 50 % du bruit est produit pendant 10 à 20 % de la durée du signal, la plus grande part d'énergie qui contribue au bruit étant alors localisée dans de courts événements intermittents. Également dans le cas d'un bruit de jet, Hileman *et al.* [20] ont montré que si l'amplitude des intermittences, qu'ils définissent comme les portions de signal supérieures à deux fois l'écart-type du signal, était réduite de 50%, la réduction du niveau acoustique sur le spectre serait de 4 dB. Ces résultats démontrent tout l'intérêt de l'étude de ces phénomènes.

Historiquement, la détection d'intermittence a d'abord été effectuée en se basant sur un critère d'amplitude, l'idée étant de conserver exclusivement les extraits du signal dont l'amplitude est supérieure à un seuil fixé. Juvé *et al.* [29] utilisent ce critère sur des signaux acoustiques mesurés sur un jet subsonique et trouvent un lien entre ces événements acoustiques et les structures aérodynamiques du jet, dont la vitesse est mesurée simultanément. Plus récemment, Guj *et al.* [18], toujours dans le cas d'un jet subsonique, ont utilisé le signal de pression acoustique comme détecteur d'événements sur des mesures de pression fluctuante et de vitesse ce qui a permis de mettre en évidence des liens entre les grandeurs aérodynamiques et acoustiques sur cet écoulement. Les auteurs montrent alors que les sources de bruit proviennent principalement des régions où la turbulence est pleinement développée et qui sont situées loin en aval du jet (à plus de six diamètres de la sortie du jet). Ils attribuent le rayonnement acoustique au caractère instationnaire de structures énergétiques apparaissant de manière intermittente.

L'étude de ces phénomènes ciblés dans le temps nécessite l'utilisation d'outils adaptés. L'analyse en ondelettes, qui sera décrite dans la section 2.2.3, est actuellement la plus utilisée. Par exemple, Lewalle *et al.* [40] l'ont utilisée pour détecter des phénomènes intermittents sur des mesures microphoniques à différents angles autour d'un jet pour un nombre de Mach égal à 0.6. Les mesures microphoniques filtrées par les ondelettes sont effectuées à différents angles autour du jet dans le but d'estimer leurs temps de retard. Cette analyse a permis de montrer l'existence de plusieurs sources de bruit distinctes de nature intermittente dans le cas d'un jet subsonique. Plus récemment, Kearney-Fischer *et al.* [31] ont mené une étude statistique sur les phénomènes intermittents présents dans un bruit de jet subsonique. Leurs travaux montrent qu'il existe une forte corrélation entre la largeur temporelle moyenne des intermittences et leurs retards. Les auteurs montrent que le rapport entre ces deux grandeurs est de l'ordre de 0.128 ± 0.002 . L'étude par simulation numérique directe du bruit rayonné par une couche de cisaillement a été menée par Cavalieri *et al.* [9], qui montre que l'interaction de 3 tourbillons est un phénomène intermittent qui représente une source de bruit majeure dans cette configuration. Un dernier exemple de l'utilisation des ondelettes dans le domaine du bruit de jet est celui de Koenig *et al.* [33] qui utilisent en parallèle deux méthodes de filtrage appliquées à des mesures acoustiques sur un jet : l'une spatiale, basée sur une méthode de décomposition orthogonale en vecteurs propres, et l'autre temporelle utilisant les ondelettes. Ils parviennent ainsi à séparer le champ acoustique en deux contributions, l'une est liée aux structures cohérentes présentes dans l'écoulement, et l'autre est son complémentaire appelé résidu. L'étude montre que, pour un jet non chauffé, les intermittences acoustiques sont indépendantes du nombre de Mach (variant entre 0.6 et 1). En revanche, ces intermittences ont tendance

à diminuer lorsque le nombre de Mach augmente dans le cas du jet chauffé. Ce travail est à mettre en parallèle avec la présente étude, la détection spatio-temporelle d'évènements étant également effectuée ici mais avec une technique différente pour la détection spatiale.

L'intérêt porté aux phénomènes intermittents dans le cadre de l'aéroacoustique a été mis en avant. L'utilisation des ondelettes, permettant la détection de ces évènements, est pour l'instant essentiellement limitée au cas du bruit de jet, la présence d'obstacle dans l'écoulement n'étant pas encore un sujet de préoccupation majeur dans ce cadre bien précis. Nous avons choisi de cibler ce travail sur une maquette générant des tourbillons tridimensionnels possédant un fort caractère instationnaire, et ayant fait l'objet de quelques études au sein du laboratoire [22, 46]. Il s'agit du MOPET (MOdèle Pour l'Étude de Tourbillons tridimensionnels), un corps 3D générant des tourbillons coniques, caractérisés par de fortes instationnarités. Cependant, l'innovation des méthodes utilisées dans la suite de ce mémoire nous a conduit à nous intéresser également à un cas plus étudié dans la littérature. Il s'agit de la marche montante, dont l'écoulement est également caractérisé par des phénomènes instationnaires et dont la connaissance aérodynamique est bien plus aboutie [7, 8, 45]. Ces deux configurations sont présentées dans la suite de ce chapitre.

1.2 L'écoulement sur marche montante

Cette première configuration a attiré notre attention de par le grand nombre d'articles traitant de ce sujet [35, 38, 47]. Ce cas d'étude classique permettra notamment de valider les programmes développés dans cette étude. Bien que l'intérêt premier de ce manuscrit concerne l'émission acoustique de la configuration, il convient tout de même de bien comprendre les mécanismes aérodynamiques en jeu afin de proposer des analyses physiques quant à la génération des sources sonores sur cette configuration. Cette partie vise ainsi à présenter les principaux résultats aérodynamiques et acoustiques de l'écoulement sur marche montante connus à ce jour.

La revue bibliographique sur la marche montante qui va suivre est inspirée du travail de thèse de Largeau [35].

1.2.1 Description générale de l'écoulement

Notre présentation des différents phénomènes apparaissant sur la marche montante, schématisés sur la Figure 1.1, est basée sur une considération moyenne de l'écoulement. Cependant l'écoulement sur marche montante est connu pour générer de nombreuses structures complexes, dont la nature instationnaire rend difficile sa description exacte.

Avant d'atteindre le front de la marche, l'écoulement amont est déjà perturbé. En effet, une couche limite se développe sur le plancher situé en amont, puis subit un décollement peu avant d'atteindre la marche. Ce décollement est à l'origine d'une première structure tourbillonnaire, le tourbillon de pied de marche, schématisé sur la Figure 1.1. Plusieurs auteurs se sont intéressés à cette structure. Citons notamment les travaux de Leclercq & Talotte [38] qui ont procédé à des mesures aéroacoustiques sur une marche de hauteur $h = 50$ mm, de longueur et d'envergure $10h$ avec une vitesse $U_\infty = 50$ m/s. Ces auteurs

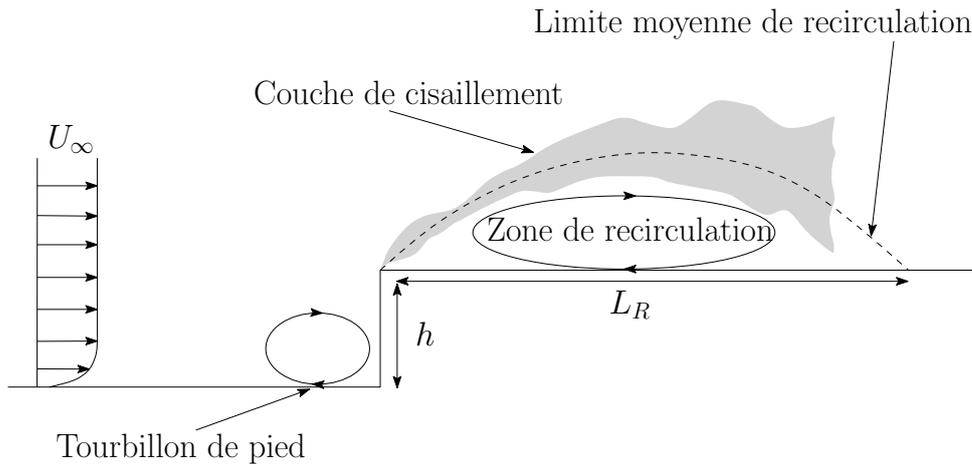


Figure 1.1: Structure générale de l'écoulement moyen sur marche montante. D'après Largeau [35].

observent un décollement de la couche limite vers $0.8h$ avant le front de la marche et un recollement à une hauteur de $0.6h$. D'autres études ont été menées et permettent de conclure que :

- la taille verticale moyenne du tourbillon de pied de marche ne dépend pas de la vitesse de l'écoulement amont mais uniquement de la hauteur h de la marche, sa hauteur variant entre 0.6 et $0.7 h$,
- la dimension horizontale moyenne du tourbillon est plus hétérogène, variant entre 0.8 et $1.2 h$, et semble liée aux caractéristiques et à l'historique de la couche limite amont.

Plusieurs auteurs [36, 43] montrent que l'écoulement en amont d'obstacle tel que la marche montante n'est pas parfaitement bidimensionnel mais qu'il suit plutôt des chemins préférentiels le long de la face amont, schématisés sur la Figure 1.2, avant de s'écouler au-dessus de la marche. Des mesures [53] confirment que la configuration bidimensionnelle présente une structure topologique en amont de la marche qui doit être considérée comme une recirculation : sur la Figure 1.3, deux champs de vitesse instantanée à deux instants différents dans une coupe du tourbillon de pied ont été reportés. Alors que sur le premier (image de gauche) on observe une structure tourbillonnaire classique (type tourbillon dont la position oscille au cours du temps), sur le second (image de droite) cette structure a disparu au profit d'un écoulement quasi-régulier qui vient longer la face amont de la marche. L'écoulement oscille donc entre deux comportements différents. L'analyse des champs instationnaires indique qu'à cet endroit l'écoulement hésite entre deux comportements. Le champ moyen ainsi que les statistiques sont donc fortement modifiés par cette oscillation entre deux structures de l'écoulement.

Au passage de l'arête, l'écoulement subit un décollement qui est à l'origine d'une zone de recirculation au-dessus de la marche. Cette zone est située entre la couche de cisaillement liée au décollement et la paroi. Le recollement se produit au-delà de la zone de recirculation, à une certaine distance du front de la marche. Les dimensions verticale et

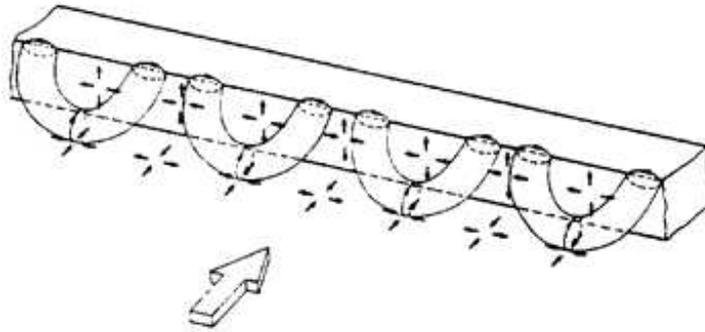


Figure 1.2: Schéma de l'écoulement de pied de marche montante. D'après Martinuzzi *et al.* [43].

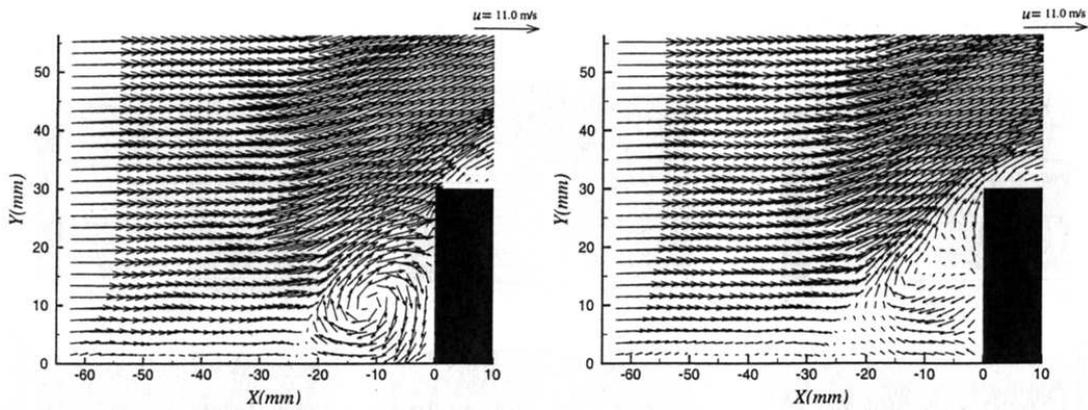


Figure 1.3: Écoulement instantané en amont d'une marche montante à deux instants différents. D'après Poitras [53].

longitudinale de cette deuxième structure sont respectivement notées H_R et L_R (respectivement pour Hauteur et Longueur de la zone de Recirculation). Dans la littérature, ces paramètres prennent des valeurs différentes pour des configurations géométriques et des nombres de Reynolds identiques. Rappelons que ce nombre sans dimension est défini par :

$$Re_h = \frac{U_\infty h}{\nu}, \quad (1.9)$$

où h est la dimension caractéristique du phénomène étudié (m), U_∞ la vitesse de l'écoulement extérieur (m/s) et ν la viscosité cinématique de l'air ($= 1.5 \times 10^{-5}$ m²/s pour un air à 20°C).

Moss & Baker [47] par exemple obtiennent des valeurs $(L_R, H_R) = (4.7h, 0.8h)$ alors que Mohsen [44] mesure $(L_R, H_R) = (2h, 0.5h)$, les deux auteurs travaillant à des nombres de Reynolds similaires ($> 10^4$). Largeau explique que ces différences semblent fortement liées à l'épaisseur de couche limite amont δ par rapport à la hauteur de la marche h . En effet, pour Mohsen, le rapport δ/h est largement supérieur à 1 alors que pour Moss & Baker il est d'environ 0.7. Il est alors possible de distinguer deux cas :

- lorsque $\delta/h > 1$, la longueur L_R est d'environ $2h$ pour $Re_h > 10^4$ et tend à augmenter lorsque le nombre de Reynolds diminue (jusqu'à $4h$),
- lorsque $\delta/h < 1$, la longueur L_R se situe entre $3.2h$ et $4.7h$ pour $Re_h > 10^4$.

Le caractère bidimensionnel de l'écoulement en aval de l'arête de la marche montante n'est pas toujours vérifié. En effet, la nature de l'écoulement dépend du rapport d'aspect l/h de la marche : il s'agit du rapport entre l'envergure transversale de l'obstacle l sur la hauteur de la marche h . D'après Moss et Baker [47], ce rapport doit être au moins égal à 10 pour assurer la bidimensionnalité de l'écoulement moyen. D'un autre côté, Mohsen [44] obtient un écoulement bidimensionnel dans la région médiane avec des rapports d'aspect de 7 et 14 et pour un nombre de Reynolds compris entre 4×10^4 et 1.8×10^5 . Il apparaît donc que le rapport d'aspect seul ne permet pas de confirmer avec certitude la bidimensionnalité de l'écoulement. Largeau [35] explique que d'autres paramètres sont à prendre en compte comme le taux de turbulence de l'écoulement amont ou encore son échelle de longueur de turbulence.

En conclusion, il existe différentes zones dans l'écoulement sur marche montante :

- *une couche limite amont,*
- *un tourbillon de pied issu du décollement de la couche limite à l'approche du front,*
- *une couche de cisaillement générée par le décollement de l'écoulement au front,*
- *une zone de recirculation délimitée par la couche de cisaillement et la paroi,*
- *un recollement de l'écoulement après la zone de recirculation.*

Pour le tourbillon de pied, sa hauteur semble liée uniquement à la hauteur h de la marche et sa largeur augmente avec l'épaisseur de couche limite amont. Les dimensions de la zone de recirculation aval sont quant à elles fortement influencées par l'envergure de la couche limite amont par rapport à la hauteur de la marche δ/h . Enfin, le caractère

bidimensionnel de l'écoulement est généralement vérifié lorsque le rapport d'aspect l/h est supérieur à 10.

1.2.2 Propriétés aérodynamiques de l'écoulement

La Figure 1.4 représente les contours de vitesse longitudinale instantanée (a), du taux d'énergie turbulente (b) et des lignes de courant (c) obtenus par Ji *et al.* [27] dans le cas d'une simulation numérique par LES (Large Eddy Simulation) pour un nombre de Reynolds de 2.1×10^4 . La première observation est la présence de deux zones tourbillonnaires en amont et en aval de la marche (image (c)) qui correspondent respectivement au tourbillon de pied de marche et à la zone de recirculation située sur la partie supérieure de la marche. Comme attendu, ces deux structures génèrent des régions où la vitesse longitudinale u/U_∞ est négative (Figure 1.4 (a)). On remarque aussi sur la Figure 1.4 (b) que le maximum du taux d'énergie cinétique turbulente de valeur 0.1 se situe dans la région $(x/h, y/h) = (0.2, 1.15)$, i.e. légèrement en aval et au-dessus du bord supérieur de la marche.

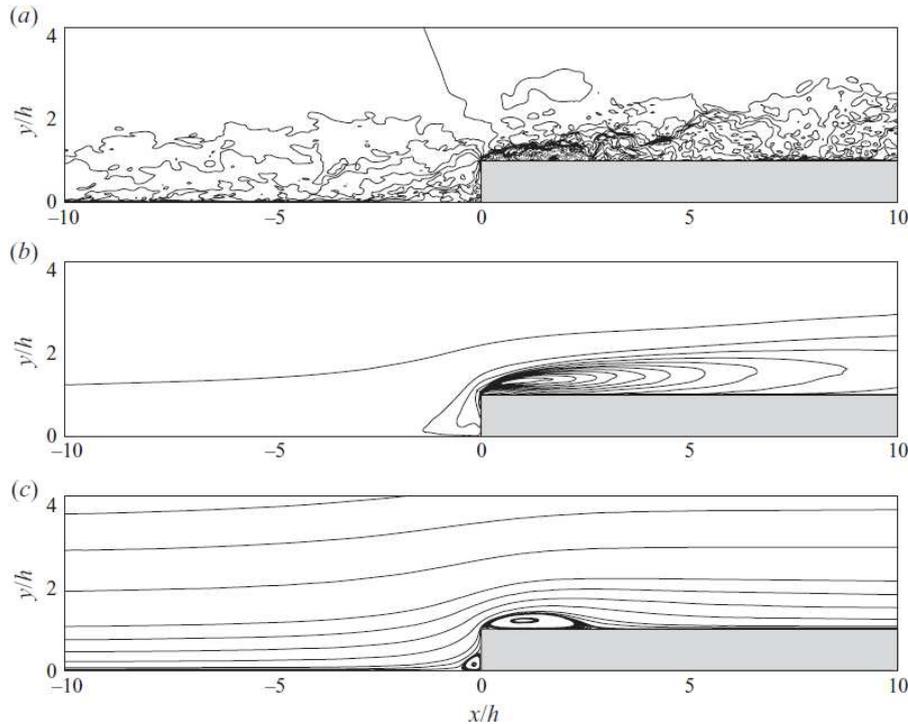


Figure 1.4: Champs de vitesse pour la marche montante. (a) Vitesse longitudinale instantanée u/U_∞ , contours entre -0.45 et 1.15. Les lignes pointillées correspondent aux valeurs négatives. (b) Énergie cinétique turbulente $(\overline{u'^2} + \overline{v'^2} + \overline{w'^2})/(2U_\infty)$, contours entre 0.002 et 0.1. (c) Lignes de courant. D'après Ji *et al.* [27].

L'analyse des signatures de pression pariétale sur la marche apporte également des éléments d'information sur la structure de l'écoulement. La Figure 1.5 représente les allures des coefficients de pression pariétale moyenne C_p et fluctuante C_p' obtenues par Ji *et al.* [27]. Ces coefficients sont définis par :

$$C_p = \frac{\bar{p} - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad \text{et} \quad C_p' = \frac{\sqrt{p'^2}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}. \quad (1.10)$$

où \bar{p} et p' désignent respectivement les quantités moyenne et fluctuante temporelles de la pression hydrodynamique p . Ces quantités sont liées par la relation $p = \bar{p} + p'$.

La courbe du C_p permet d'observer qu'à mesure qu'on s'approche du front de la marche la pression pariétale augmente pour un atteindre un maximum juste avant de le franchir. S'ensuit une chute importante de la pression qui devient négative, engendrée par la discontinuité liée à l'arête. La pression augmente ensuite à nouveau jusqu'à se stabiliser à une distance d'environ $x/h = 6$. Largeau [35] observe également qu'au delà de la bulle de recirculation, le C_p a tendance à légèrement diminuer, mais aussi que ce coefficient semble être très peu dépendant du taux de turbulence amont.

En revanche, il explique que la position et le niveau du coefficient de fluctuations de pression pariétale C_p' dépend quant-à-lui principalement de l'intensité turbulente de l'écoulement initial. L'augmentation du taux de turbulence a pour conséquence d'accroître la valeur du C_p' et de rapprocher son maximum de l'arête de la marche. Dans le cas présenté en Figure 1.5, l'intensité turbulente est plutôt faible, de l'ordre de 3%. Il apparaît alors que le maximum de C_p' est situé dans la bulle de recirculation, le recollement moyen se situant à l'abscisse $x/h = 3$. Le mécanisme reliant le maximum de C_p' et le gradient de C_p le plus important est bien retrouvé. De plus, Largeau explique que la valeur du maximum de C_p' dépend du rapport entre l'épaisseur de la couche limite amont et la hauteur de la marche δ/h , l'augmentation de ce rapport faisant accroître la valeur du coefficient de pression fluctuante.

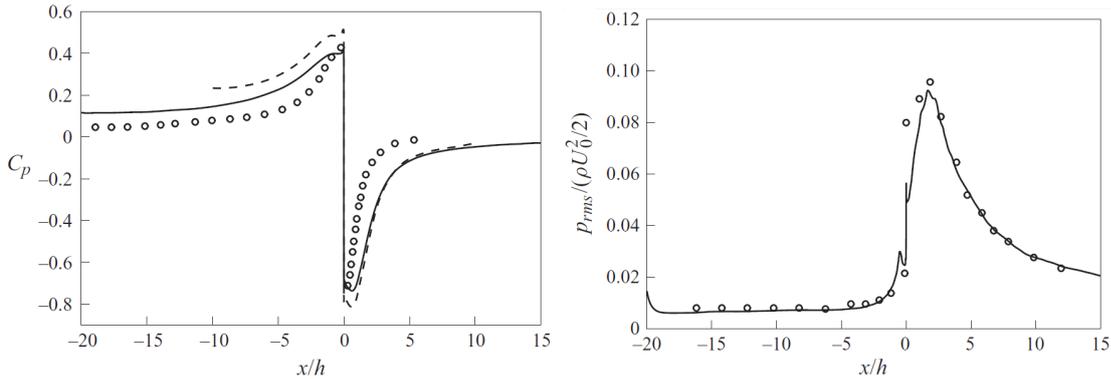


Figure 1.5: Allures de C_p (gauche) et C_p' (droite) sur une marche montante par LES. D'après Ji *et al.* [27]. Les courbes "o" proviennent des résultats expérimentaux de Farabee et Casarella [14].

L'étude de la cohérence des fluctuations de pression pariétale a été effectuée par Leclercq & Talotte [38]. Ces derniers, en traçant la cohérence entre un capteur situé sur le front de la marche et des capteurs situés plus en aval (en $x/h = 1.9, 5.7$ et 9.1), observent la présence d'un maximum de cohérence globalement situé autour de $\omega h/U_\infty = 1$ (voir

Figure 1.6). Ils remarquent que cette fréquence correspond à celle du maximum du spectre des fluctuations de pression pariétale dans la zone de recirculation. De plus, l'augmentation de l'éloignement entre les capteurs conduit à une augmentation de la cohérence en terme de niveau mais aussi de largeur fréquentielle.

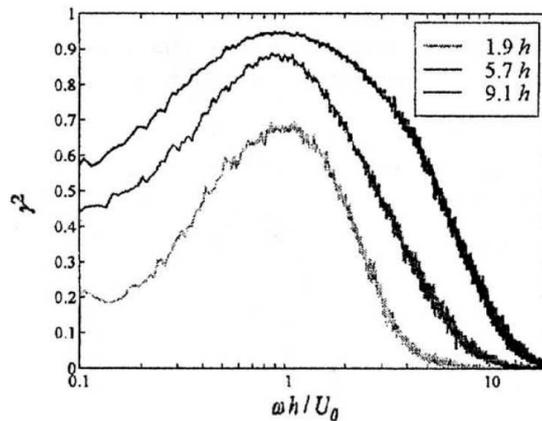


Figure 1.6: Évolution de la cohérence en fonction de l'éloignement en aval de la marche. D'après Leclercq & Talotte [38].

Pus récemment, certains auteurs se sont intéressés au caractère instationnaire des signaux de pression fluctuante sur la marche. Camussi *et al.* [8] notamment ont mesuré simultanément la composante longitudinale de la vitesse (à l'aide d'un anémomètre à fil chaud) et les fluctuations de pression pariétale pour différents nombres de Reynolds allant jusqu'à 8.6×10^4 . Les signaux de pression sont filtrés par une transformée en ondelettes, permettant de repérer les événements les plus énergétiques afin de les localiser spatialement sur le champ de vitesse. Les auteurs montrent ainsi que les fluctuations de pression pariétale les plus énergétiques proviennent des structures tourbillonnaires impactant le front de la marche montante.

Cette partie a permis de déterminer la position du maximum d'énergie cinétique turbulente dans l'écoulement sur marche montante, situé légèrement au-dessus et en aval du bord supérieur de la marche. Pourtant, Camussi et al. montrent que c'est la région en amont du bord de la marche qui génère les plus fortes fluctuations de pression sur la paroi. Enfin, une étude de la cohérence entre capteurs pariétaux a permis d'extraire une bande de fréquence énergétique apparaissant dans les spectres de signaux de pression situés dans la bulle de recirculation. La question est alors de savoir laquelle de ces régions est la source principale de bruit dans l'écoulement.

1.2.3 Rayonnement acoustique de l'écoulement

Aujourd'hui il n'existe que peu de travaux expérimentaux ou numériques relatifs au bruit généré par un écoulement sur marche montante, les principaux résultats étant basés sur des approches théoriques.

Howe [23] propose d'étudier théoriquement l'interaction d'une marche montante et d'un écoulement généré par une ligne de tourbillons suivant l'envergure de la marche. Au passage de l'arête, la séparation est modélisée par un lâcher continu de vorticité, créant ainsi une nappe de vorticité (cf. Figure 1.7). Les vorticités des tourbillons incidents et de la nappe de vorticité sont respectivement notées Γ_0 et $\Gamma(t)$. L'auteur parvient à une expression du champ de pression acoustique proportionnelle à $\rho U_\infty^2 Ma$, caractéristique d'une source aéroacoustique dipolaire. Ce résultat confirme les travaux de Curle [11] et a également été retrouvé par d'autres auteurs.

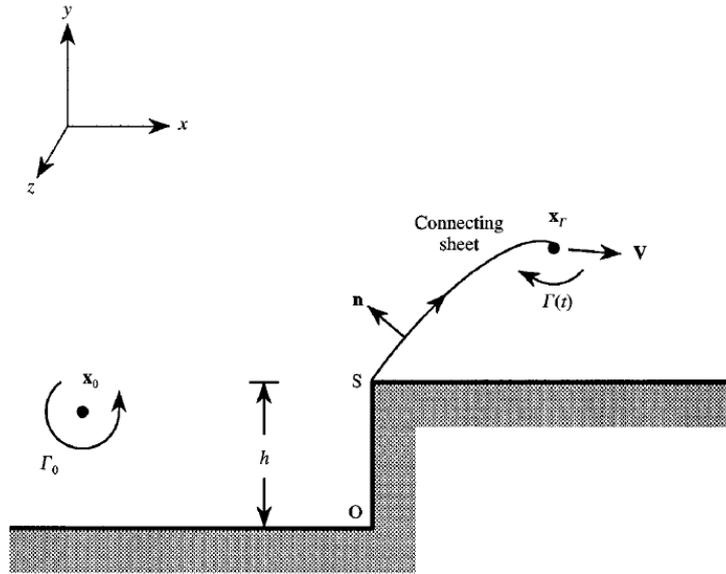


Figure 1.7: Schéma de l'interaction entre une ligne tourbillonnaire et une marche montante. D'après Howe [23].

Plusieurs études numériques confirment le caractère dipolaire de la source de bruit sur marche montante, allant ainsi dans le même sens que Howe. Sabanca [58] par exemple s'intéresse au cas d'une marche montante de hauteur $h = 12$ mm, et fait varier la géométrie de la marche (bord droit, semi-arrondi et arrondi) mais également la vitesse de l'écoulement amont U_∞ de 40   60 m/s. La résolution des équations d'Euler linéarisées permet d'obtenir le champ de pression acoustique rayonné par la marche. La figure de directivité pour un bord droit et pour $U_\infty = 40$ m/s ($Re_h = 3.2 \times 10^4$) est présentée en Figure 1.8. La directivité est plutôt homogène pour les basses fréquences (  l'exception de la direction 90°) et possède une signature plus marquée pour les fréquences plus élevées. Ainsi à $f = 2$ kHz, le rayonnement acoustique semble s'effectuer dans deux directions principales : en prenant comme référence l'axe vertical au niveau de la marche, l'émission acoustique se fait à -45° en amont et   30° en aval de la marche, le niveau de bruit étant plus important dans la direction aval. Ji *et al.* [27] expliquent par ailleurs que la source de bruit dominante sur une marche montante est produite par les fluctuations de vitesse verticales au-dessus de l'arête de la marche. Cette région a déjà été repérée comme étant le siège d'un fort taux de turbulence [27]. La source de bruit dominante semble donc être liée au fort gradient de vitesse lié au décollement de l'écoulement sur l'arête.

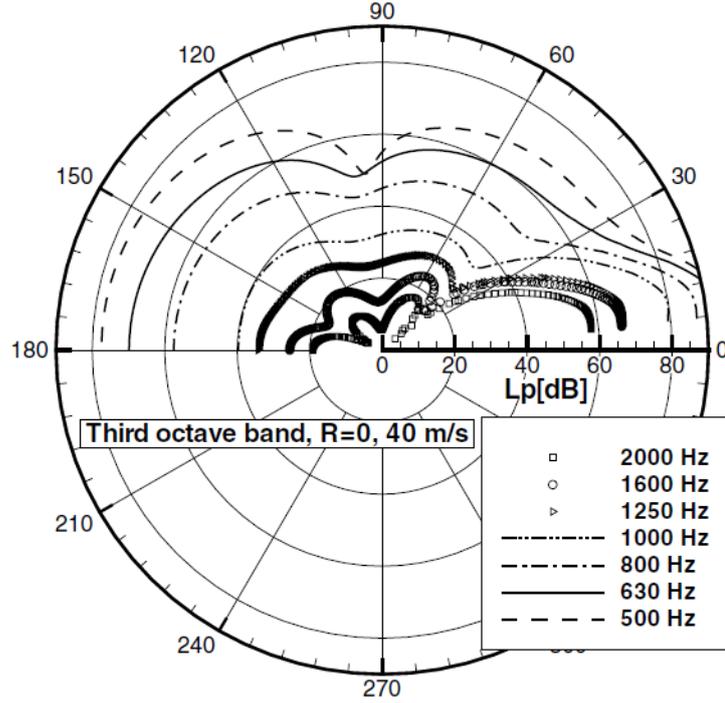


Figure 1.8: Figure de directivité du rayonnement acoustique d’une marche montante à bord droit avec $U_\infty = 40$ m/s. D’après Sabanca [58].

Dans son travail de doctorat, Largeau [35] a étudié expérimentalement la cohérence entre mesures acoustiques et aérodynamiques. Le champ de pression acoustique a été relié d’une part au champ de vitesse (obtenu par anémométrie à fils chauds) d’autre part au champ de pression pariétale fluctuante sur la marche. Les corrélations et cohérences effectuées n’ont révélé aucune signature particulière. L’auteur explique que le non-traitement des bruits externes a pu perturber les mesures. Néanmoins, une étude paramétrique de l’écoulement a révélé les tendances suivantes :

- une augmentation de la hauteur h conduit à une augmentation du niveau sonore en champ lointain et à un déplacement du spectre acoustique vers les hautes fréquences,
- une augmentation de la vitesse U_∞ déplace le spectre vers les basses fréquences,
- la bande de fréquences caractéristique du bruit généré par l’obstacle dans l’écoulement s’étend jusqu’à un nombre de Strouhal de 0.6.

Rappelons que le nombre de Strouhal est défini par :

$$St = \frac{fL}{U_\infty} \quad (1.11)$$

où f correspond à la fréquence du phénomène et L est une dimension caractéristique du problème.

La cohérence entre mesures acoustiques et aérodynamiques a également été étudiée par Hahn *et al.* [19]. L’auteur a mesuré l’émission acoustique d’une marche montante de hauteur $h = 12$ mm avec une antenne composée de 32 microphones disposés en cercle. Son

objectif est de localiser les régions émettrices de bruit pour 3 profils de marche différents (bords droit, semi-arrondi et arrondi). Le bruit rayonné est large bande dans la gamme [2;10] kHz et la zone d'émission acoustique semble se situer sur le front de la marche. L'auteur précise que la mauvaise résolution de l'antenne empêche la localisation précise de la source, afin de savoir si elle se situe en amont ou en aval de l'arête. La configuration la plus bruyante est celle du bord droit, l'arête vive augmentant le niveau acoustique du fait d'un décollement plus marqué et des effets de la diffraction notamment. Cette configuration est également celle pour laquelle la cohérence avec le champ de pression pariétale est la plus marquée. En effet, le niveau de cohérence entre un capteur de pression pariétale situé 12 mm en amont de la marche et un microphone en champ lointain fixé à la verticale du front de la marche est de l'ordre de 0.2 dans la gamme [2;5] kHz pour un écoulement à $U_\infty = 30$ m/s ($Re_h = 2.4 \times 10^4$, $St = 1.2$). En revanche, aucune cohérence n'est observée avec les prises de pression situées en aval de la marche. L'auteur explique que ce phénomène peut être lié à la séparation de l'écoulement au niveau de l'arête de la marche, générant un grand nombre de sources acoustiques décorréées. En revanche le tourbillon de pied en amont de la marche ne subit aucun décollement et possède une structure plus cohérente dans sa direction latérale, représentant ainsi potentiellement une source acoustique plus intense.

En conclusion, l'émission acoustique sur la marche montante semble être de nature dipolaire, car elle provient de deux directions privilégiées, une en amont l'autre en aval, la directivité étant d'autant plus marquée que la fréquence est élevée. De plus, la source de bruit principale semble provenir des forts gradients de vitesse verticale au-dessus de l'arête de la marche alors que la corrélation entre pression pariétale et acoustique est la plus importante pour des capteurs pariétaux situés en amont de la marche. Bien que beaucoup d'études aient été réalisées pour comprendre les mécanismes gouvernant les structures aérodynamiques de la marche montante, peu d'études acoustiques ont été effectuées à ce jour. La même remarque peut être faite dans le cas de la structure qui va nous intéresser dans la suite, à savoir le tourbillon conique.

1.3 Le tourbillon conique

Le deuxième objet d'étude de ce mémoire est une structure tourbillonnaire conique, qui fait partie de la classe des écoulements décollés tridimensionnels, dont la spécificité est leur fort caractère instationnaire. Ce type de structure se retrouve principalement dans le domaine des transports terrestres, plus précisément sur les montants de baie latéraux des véhicules automobiles. Les fluctuations de pression générées par ces tourbillons coniques sur la façade d'un véhicule sont une source importante du bruit perçu à l'intérieur de l'habitacle (cf. Watanabe *et al.* [65]). C'est pourquoi il est intéressant de bien comprendre la manière dont ces structures se développent.

1.3.1 Différents modèles

Les tourbillons coniques peuvent se retrouver dans de nombreux domaines (automobile, bâtiment, aviation). Le cas traité ici concerne celui du développement de la structure

tourbillonnaire de montant de baie latéral sur un véhicule terrestre, également appelée «*A-pillar vortex*» dans la littérature anglo-saxonne. La revue bibliographique proposée ici vise à regrouper les principaux résultats aérodynamiques obtenus sur différents modèles utilisés pour l'étude de cette structure, aucune étude acoustique n'ayant été menée à ce jour sur ce modèle.

Avant de lister les différents modèles d'étude, il peut être intéressant d'observer la structure de l'écoulement dans le cas d'un véhicule automobile. Une étude numérique menée par Kléber [32] permet d'observer les lignes de courant ainsi que le champ de pression sur un véhicule de type Opel Astra (voir Figure 1.9). Il ressort que la région qui nous intéresse est gouvernée par des décollements importants mais présente également une zone dépressionnaire située entre la région décollée du tourbillon et le corps automobile.

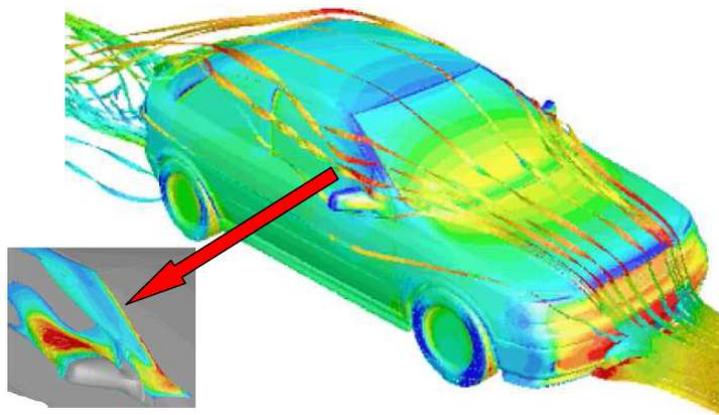


Figure 1.9: Visualisation du champ de pression et des lignes de courant sur un véhicule automobile obtenu par simulation numérique à l'aide du logiciel Fluent. Détail : Distribution d'énergie cinétique turbulente proche du rétroviseur. D'après Kléber [32].

Alam *et al.* [1] réalisent une étude paramétrique sur un modèle expérimental de montant de baie à façade ellipsoïdale (voir Figure 1.10). Les auteurs s'intéressent à l'influence du nombre de Reynolds et de la géométrie de la façade sur les mesures de pression pariétale, dont les positions des capteurs sont également visibles sur la Figure 1.10. Le nombre de Reynolds basé sur la largeur de la maquette évolue entre 6.4×10^5 et 1.5×10^6 . Cinq façades différentes sont utilisées : une rectangulaire (type marche montante), une rampe montante à arêtes vives et 3 profils arrondis de types petite ellipsoïde, circulaire et grande ellipsoïde. Les modèles ont une hauteur de 288 mm et une largeur de 748 mm. La longueur du modèle rectangulaire est de 1040 mm et les 4 autres profils d'une longueur de 395 mm sont fixés contre ce dernier en amont. La comparaison des visualisations d'écoulement obtenues montrent que seul le modèle de type rampe montante à arête vives présente une structure tourbillonnaire de montant de baie. Pour ce modèle, les coefficients de pression moyenne et fluctuante sont indépendants du nombre de Reynolds. De plus l'analyse spectrale ne montre aucun effet du Reynolds, la bande de fréquence la plus énergétique étant située entre 100 et 400 Hz avec un pic à 200 Hz ($St = 6$). Enfin, l'étude conjointe du coefficient de pression fluctuante et de la visualisation de l'écoulement permet de situer la région de fortes fluctuations hydrodynamiques entre le décollement et le recollement de

la structure.

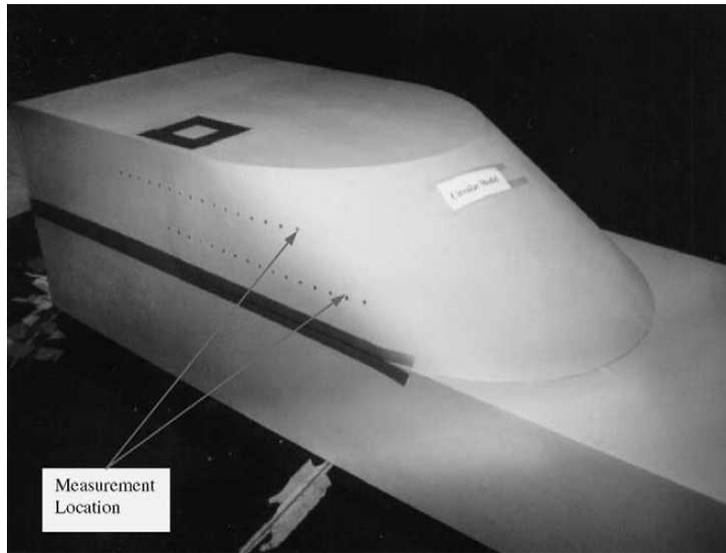


Figure 1.10: Visualisation du modèle utilisé par Alam *et al.* [1].

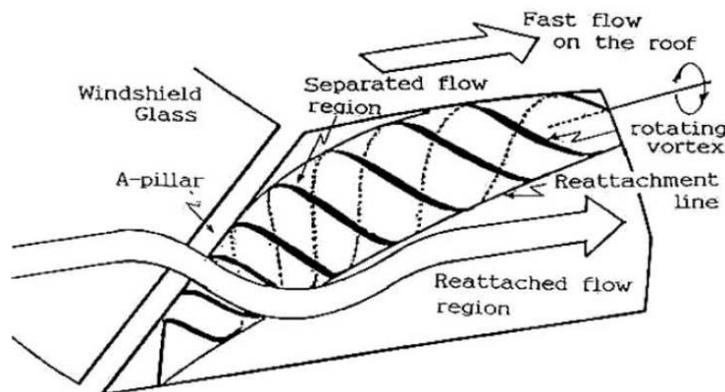


Figure 1.11: Schéma du développement du tourbillon de montant de baie. D'après Alam *et al.* [1].

Levy [39] travaille avec un modèle de type rampe montante à arêtes vives dont les dimensions sont détaillées en Figure 1.12, qui se rapproche de celui utilisé dans cette étude. La mesure conjointe de pression fluctuante sur une grande partie de la façade latérale du corps et de Vitesse par Image de Particule (PIV) dans des coupes du tourbillon orthogonales au plan incliné est effectuée pour un nombre de Reynolds de 17×10^4 . Les champs de vitesse montrent qu'en plus du tourbillon primaire, il existe à l'intérieur de cette structure un deuxième tourbillon contra-rotatif, visible sur la Figure 1.13 (une description détaillée de la structure de l'écoulement sera proposée dans la partie suivante). Il apparaît que les fluctuations de vitesse les plus importantes dans ce plan sont situées au cœur du tourbillon primaire mais également dans les zones de décollement de chaque tourbillon. De plus, l'analyse du champ de vitesse couplé avec les mesures de pression pariétale permet d'affirmer que les fluctuations de pression les plus importantes sont produites au niveau

du décollement du tourbillon secondaire.

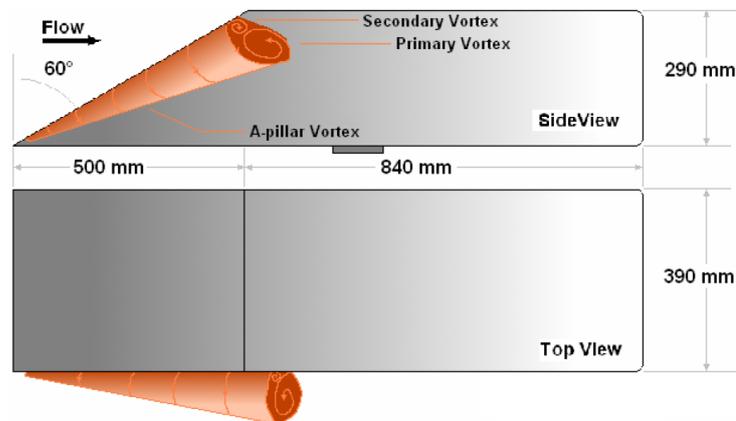


Figure 1.12: Visualisation du modèle utilisé par Levy [39].

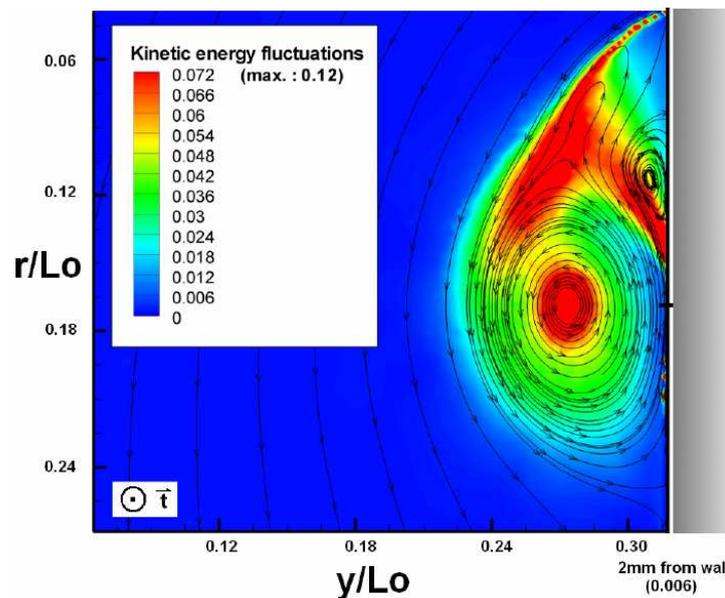


Figure 1.13: Énergie cinétique turbulente et lignes de courant du tourbillon latéral obtenus par PIV sur le corps utilisé par Levy [39].

Les articles traitant de l'émission acoustique de ce type de tourbillon sont rares. Shojaefard *et al.* [59] ont effectué une étude par simulation numérique sur deux géométries proches de modèles automobiles, l'une semblable à une rampe montante à arêtes vives et l'autre ayant une façade de forme ellipsoïdale. La Figure 1.14 montre que pour le modèle à arêtes vives (à gauche) l'émission acoustique semble provenir du tourbillon de montant de baie latéral, alors que pour le deuxième modèle (à droite) il ne semble pas y avoir de source acoustique dominante. En effet, la visualisation des lignes de courant de l'écoulement sur les deux modèles révèle que le recollement latéral formant la structure conique n'est présent que pour le modèle à arêtes vives ; pour le modèle de forme ellipsoïdale, le recollement s'effectue loin en aval. L'utilisation d'un modèle à arêtes vives semble donc

nécessaire pour mener une étude acoustique sur le tourbillon de montant de baie.

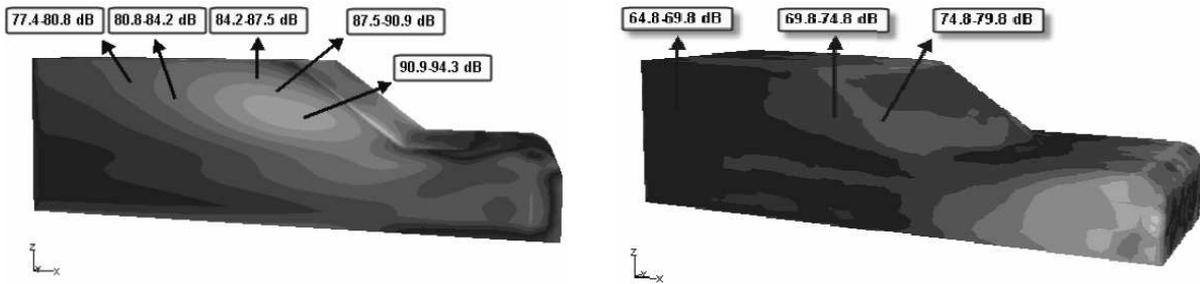


Figure 1.14: Isocontours des niveaux de pression acoustique obtenus sur les modèles utilisés par Shojaefard *et al.* [59] : modèle à arêtes vives (gauche) et modèle à façade ellipsoïdale (droite).

En conclusion, la structure tourbillonnaire de type montant de baie latéral est obtenue avec une géométrie de type rampe montante à arêtes vives. Cette structure tridimensionnelle est caractérisée par des fluctuations de pression pariétale importantes localisées au niveau du décollement du tourbillon secondaire. De plus, l'émission acoustique est également importante et demande une étude approfondie car peu d'auteurs s'y sont intéressés. L'étude bibliographique du tourbillon est effectuée dans la partie suivante sur un modèle qui sera celui utilisé dans le présent ouvrage.

1.3.2 Le MOPET

Hoarau *et al.* [22] ont proposé un corps modèle pour cette étude, le MOPET (MODèle Pour l'Étude des Tourbillons tridimensionnels), dont les dimensions sont particulièrement adaptées à la soufflerie Eole dans laquelle nous travaillons. La présentation détaillée du corps de la maquette est effectuée dans le chapitre suivant. Le MOPET a également été étudié par Moraes *et al.* [46] mais avec une maquette à l'échelle 2. Leurs travaux, basés sur des mesures de pression pariétale et de vitesse, ont permis de mettre en évidence la structure précise de la nappe tourbillonnaire qui se développe sur le montant de baie. Une visualisation de la structure est visible sur la Figure 1.15 obtenue par superposition d'images suite à des visualisations laser successives dans différents plans.

Un modèle phénoménologique simplifié du tourbillon, présenté sur la Figure 1.16, a été proposé par Hoarau [21]. La nappe d'air, en s'enroulant sur le montant latéral, forme un premier tourbillon (caractérisé par son centre et son point de recollement) dont l'origine se situe sur l'arête supérieure de la façade latérale (décollement n°1 sur la Figure 1.16). Ce tourbillon, sous l'effet de l'écoulement moyen englobant la maquette, est ensuite rabattu contre la façade latérale de manière instationnaire, la position du recollement variant dans l'espace mais étant globalement située autour du point de recollement moyen. Le gradient de pression adverse généré par le tourbillon primaire le long de la façade latérale conduit au décollement de la couche limite pariétale : il apparaît un lacher tourbillonnaire à l'origine d'une deuxième structure appelée tourbillon secondaire. Celui-ci, en rotation inverse par rapport au premier, se forme au niveau du point de décollement n°2, piégé

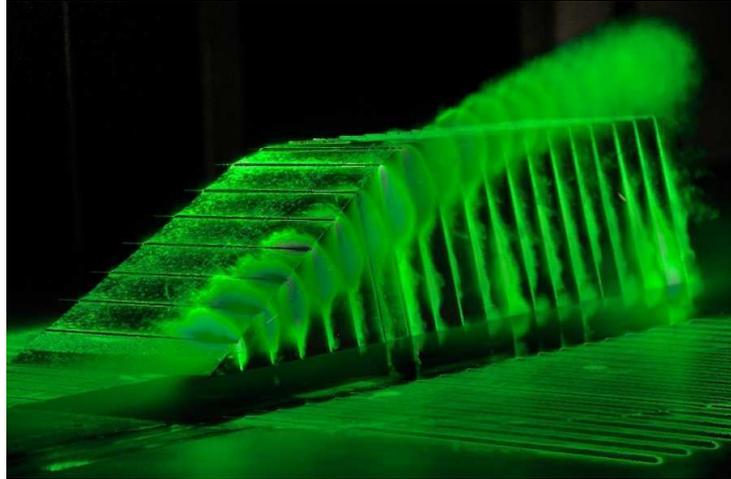


Figure 1.15: Visualisation du tourbillon à travers différents plans laser. Source : F. Paillé, ENSMA.

entre le premier tourbillon et la maquette. C'est le décollement de ce deuxième tourbillon qui génère, selon Levy [39], les fluctuations de pression pariétale les plus importantes.

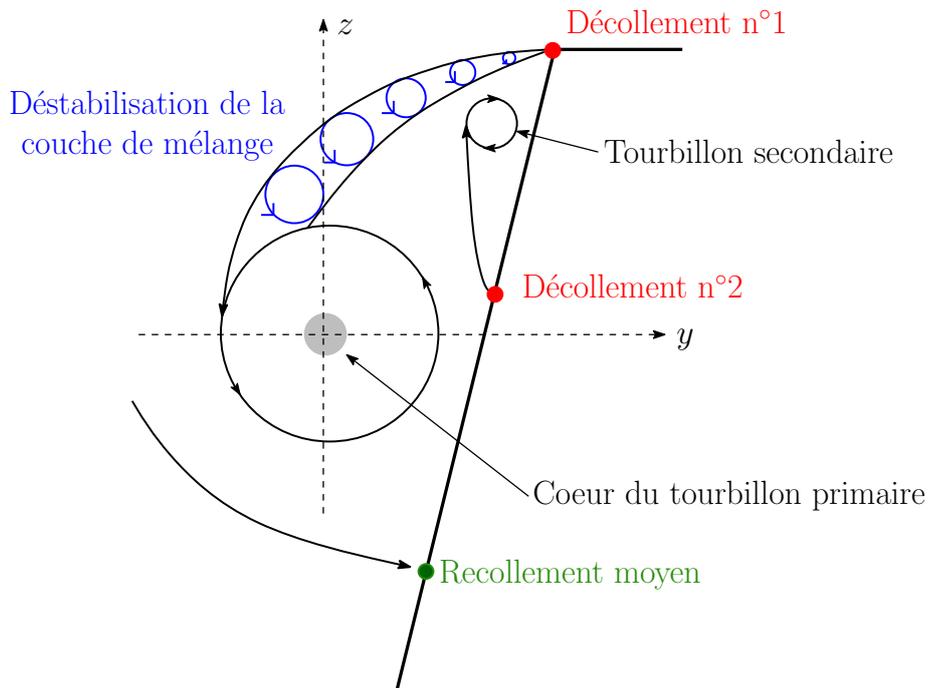


Figure 1.16: Schéma simplifié d'une coupe du tourbillon. D'après Hoarau [21].

La géométrie spécifique du MOPET nous conduit à travailler avec un nombre de Reynolds basé sur la racine carrée de sa section transversale, nombre déjà utilisé par Levy [39]. Cette section est de forme trapézoïdale. En notant B et b respectivement les bases inférieures et supérieures de ce trapèze, et h sa hauteur, on obtient l'expression de la section transversale S du MOPET par :

$$S = \frac{(B + b).h}{2} \quad (1.12)$$

Le nombre de Reynolds basé sur cette section est alors :

$$Re_{\sqrt{S}} = \frac{U_{\infty} \cdot \sqrt{S}}{\nu} \quad (1.13)$$

Dans notre cas, pour des vitesses d'écoulement allant de 30 à 50 m/s, ce nombre de Reynolds est compris entre 1.9×10^5 et 3.1×10^5 . La Figure 1.17 représente les différents nombres de Reynolds avec lesquels d'autres auteurs ont travaillé sur des maquettes similaires.

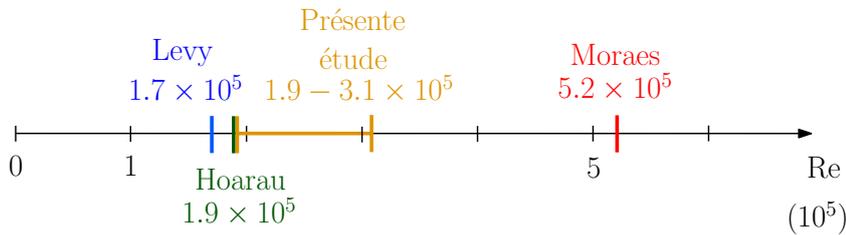


Figure 1.17: Échelle des nombres de Reynolds utilisés par différents auteurs sur le MOPET.

Hoarau *et al.* [22] et Moraes *et al.* [46] ont montré par des mesures respectives de LDV (Vélocimétrie Laser Doppler) et de PIV (Vélocimétrie par Image de Particules) que les vitesses fluctuantes dans la direction verticale sont significativement plus élevées que dans les autres directions. De plus, Moraes a montré que l'instationnarité observée dans la formation et le développement de la structure est due au niveau de turbulence important généré dans la couche cisailée après la séparation depuis l'arête vive mais aussi au comportement instationnaire de la structure interagissant avec la paroi (auto induction).

L'estimation de la position de la ligne de recollement moyen du tourbillon primaire est effectuée par Hoarau *et al.* [22] en visualisant un spectre pariétal de la maquette avec de l'enduit. Le recollement se fait d'après leurs observations sur une ligne inclinée à 22.4° par rapport au bord inférieur du MOPET et pour un nombre de Reynolds de 1.9×10^5 . Les travaux de Moraes *et al.* [46] par contre, basés sur des mesures par PIV, conduisent à une ligne de recollement inclinée à 17.9° mais pour un nombre de Reynolds plus élevé ($= 5.2 \times 10^5$).

L'évolution des coefficients de pression C_p et C_p' le long d'une ligne verticale située à 250 mm du nez du MOPET obtenus par Moraes *et al.* est présentée sur la Figure 1.18. La grandeur ϵ de l'axe des abscisses correspond à la distance du capteur considéré sur la paroi depuis l'arête supérieure de la maquette, et ϵ_0 caractérise le point de recollement du tourbillon sur la paroi latérale. Il faut noter la présence de deux pics de C_p' aux abscisses respectives $\epsilon/\epsilon_0 = 0.48$ et $\epsilon/\epsilon_0 = 0.86$. Avec l'aide des mesures de vitesse effectuées dans une coupe du tourbillon, il est possible de retrouver les structures de l'écoulement responsables des fluctuations de pression pariétale importantes. Un plan PIV obtenu par Moraes *et al.* est présenté en Figure 1.19. Les positions des pics de C_p' sont respectivement

situées au niveau du décollement du tourbillon secondaire ($\epsilon/\epsilon_0 = 0.48$) et au-dessus du recollement moyen du tourbillon primaire ($\epsilon/\epsilon_0 = 0.86$). Ces deux régions sont donc les principales responsables des battements importants relevés en paroi de la maquette.

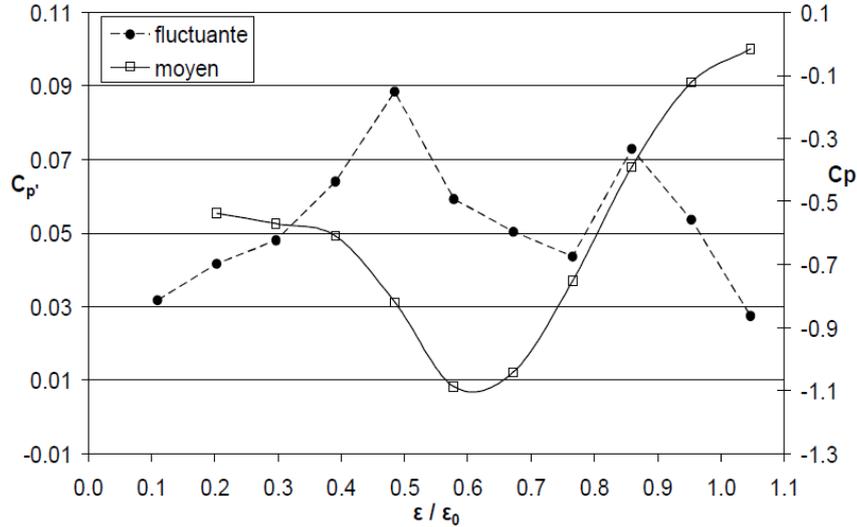


Figure 1.18: Évolution spatiale des coefficients de pression moyenne C_p et fluctuante $C_{p'}$ sur une ligne de capteurs verticale située à 250 mm du nez de la maquette. La position $\epsilon = \epsilon_0$ représente la position du recollement moyen. D'après Moraes *et al.* [46].

De plus, les auteurs retrouvent la relation classique entre les maxima de $C_{p'}$ et les plus forts gradients de C_p , permettant de conclure que les maxima locaux de $C_{p'}$ sont essentiellement dus à l'instationnarité de l'écoulement qui entraîne des fluctuations importantes de la position du tourbillon primaire. En effet, les points de gradient de pression les plus importants sont ceux pour lesquels une faible variation de position entraîne une variation importante de pression, et donc un niveau de fluctuation de pression $C_{p'}$ important. La Figure 1.20 illustre cette idée : on considère un signal de pression évoluant suivant un axe x . Si ce signal subit un léger décalage spatial Δx , la fluctuation de pression qui en résulte (ΔC_p) sera la plus importante aux endroits où le gradient de C_p est le plus important. On comprend ainsi pourquoi les forts niveaux de $C_{p'}$ sont situés aux abscisses de forts gradients de C_p .

L'analyse spectrale des mesures de pression pariétale sur la maquette a conduit Hoarau *et al.* à découvrir l'existence de 3 contributions physiques distinctes dans le développement du tourbillon, à savoir :

- une contribution basse fréquence [200Hz ; 700Hz],
- une contribution à fréquence intermédiaire [700Hz ; 1,5kHz],
- une partie très énergétique [1,5kHz ; 4kHz].

L'étude des échelles de cohérence de ces différentes contributions leur permet de les attribuer respectivement :

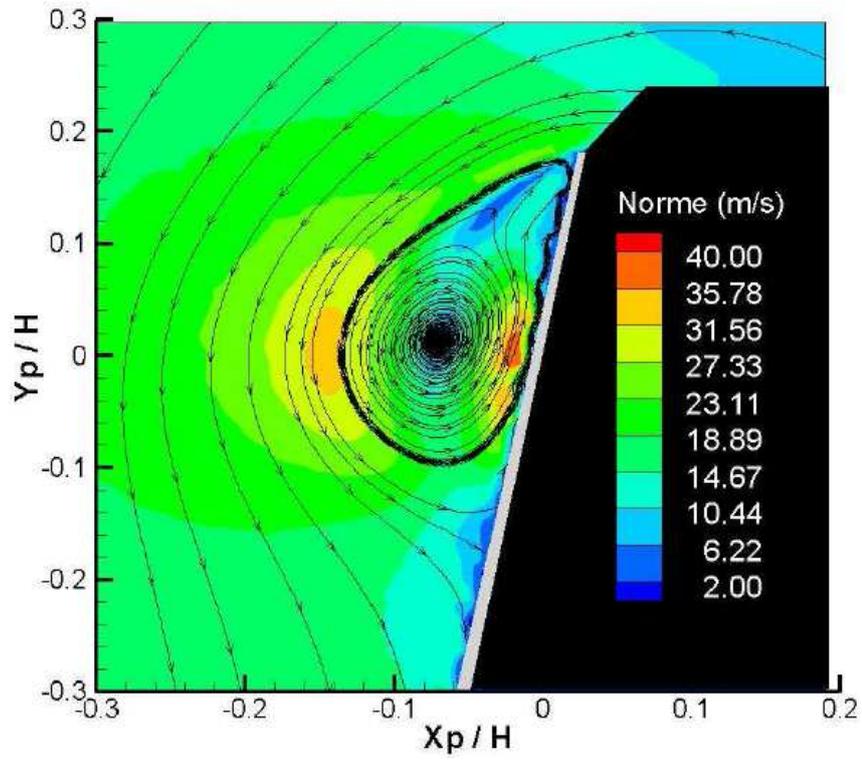


Figure 1.19: Norme de la vitesse dans un plan orthogonal au tourbillon obtenu par PIV. D'après Moraes *et al.* [46].

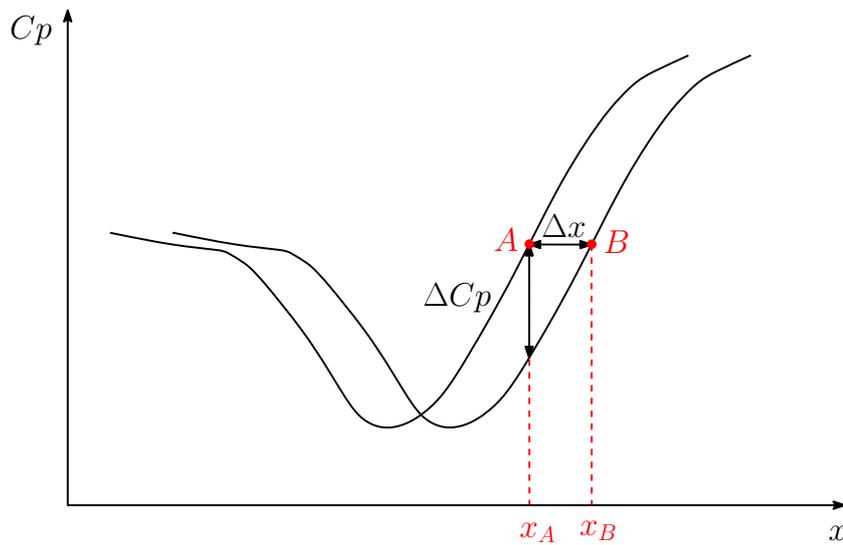


Figure 1.20: Schéma expliquant l'influence d'une faible variation spatiale Δx sur le coefficient de pression moyenne C_p . Les plus fortes variations de pression se situent ainsi aux endroits où le gradient de C_p est le plus important, ici au point A.

- au louvoisement global du tourbillon conique,
- à l'enroulement de la nappe décollée, en analogie avec le lâcher tourbillonnaire des situations bidimensionnelles en moyenne,
- à une turbulence à plus fine échelle traduisant l'épanouissement longitudinal de la structure.

En conclusion, le MOPET se présente comme une maquette fiable pour l'étude du tourbillon de montant de baie. Le décollement de la nappe d'air sur les arêtes latérales du MOPET forme une première structure tourbillonnaire instationnaire. Sous l'effet du gradient de pression adverse à l'intérieur de cette structure, un deuxième tourbillon se forme, en rotation inverse par rapport au premier. Les vitesses les plus importantes de la structure tourbillonnaire sont enregistrées le long de la direction verticale du tourbillon. Les régions présentant les plus fortes fluctuations de pression sont situées légèrement au-dessus du recollement moyen du tourbillon primaire mais également au niveau du décollement du tourbillon secondaire. Trois contributions fréquentielles, associées respectivement au louvoisement global du tourbillon, à l'enroulement de la nappe décollée et à une turbulence à fine échelle ont été mises en avant. En revanche, l'étude de l'émission acoustique du tourbillon n'a été effectuée par aucun auteur ayant travaillé sur cette maquette.

Finalement, les principales interrogations qui ressortent de cette étude bibliographique sont les suivantes :

- *Quels sont les mécanismes physiques responsables du bruit émis par l'écoulement sur la marche montante et sur le MOPET ?*
- *Ces sources acoustiques sont-elles, à l'instar du bruit de jet, caractérisées par des évènements intermittents ?*
- *Si oui, ces intermittences peuvent-elles être reliées à des évènements présents dans les fluctuations de pression pariétale ?*

Afin de répondre à toutes ces questions, les objectifs du présent mémoire sont donc les suivants :

- *valider, à partir des résultats issus de la littérature, les mesures aérodynamiques effectuées sur la marche montante et sur le MOPET,*
- *localiser les sources de bruit moyennes sur ces deux configurations à partir d'une méthode de formation de voies fréquentielle,*
- *relever et analyser les évènements intermittents du rayonnement acoustique sur ces deux configurations,*
- *proposer une méthode de localisation spatio-temporelle d'évènements basée sur la détection d'intermittences (temporelle) et la localisation de sources (spatiale).*
- *analyser conjointement le rayonnement acoustique et les fluctuations de pression pariétale sur chaque configuration.*

Protocole expérimental et premiers résultats

Ce chapitre présente l'ensemble des moyens mis en place pour réaliser les expérimentations. Le banc d'essai ainsi que la métrologie utilisée pour effectuer l'ensemble des mesures (vitesse, pression pariétale fluctuante et pression acoustique champ lointain) sont présentés ici. Les deux maquettes utilisées sont décrites en fin de chapitre. Leur présentation est accompagnée de quelques résultats aérodynamiques préliminaires, basés sur des outils de traitement qui auront été préalablement explicités. Ces résultats permettront essentiellement de vérifier la validité des expérimentations effectuées.

2.1 Moyens expérimentaux

Cette partie vise à décrire l'ensemble du matériel utilisé pour effectuer les mesures de pression (aérodynamique et acoustique) et de vitesse sur les deux maquettes.

2.1.1 La soufflerie

La soufflerie subsonique anéchoïque *Eole* de type *Eiffel* est constituée de six parties (cf. Figure 2.1) :

- une chambre de tranquillisation équipée de filtres dépoussiérants et d'un filtre nid d'abeille à mailles hexagonales de diamètre 5 mm ;
- un convergent d'une longueur de 65 cm, de section d'entrée (128×128) cm², de section de sortie (46×46) cm² soit un rapport de contraction de 8 ;
- une chambre anéchoïque de dimensions $(4,3 \times 3,3 \times 3,6)$ m³. Toutes ses parois sont recouvertes d'une mousse en polypropylène de 20 cm d'épaisseur ; un caillebotis métallique posé au sol au dessus de la mousse permet l'accès à la maquette ;
- un collecteur suivi d'un divergent. Le collecteur permet d'éviter les perturbations de l'écoulement au niveau de la jonction chambre d'essai divergent, ainsi que la génération de bruit en découlant ;

- des ailettes de stabilisation situées près du ventilateur. Elles permettent de stabiliser l'écoulement et de limiter la propagation du bruit généré par les pales et le moteur vers la veine d'essai ;
- un ventilateur centrifuge entraîné par un moteur asynchrone *Super Dinair 9* de 25 CV, dont la vitesse varie continûment de 0 à 1460 tours/min. Celui-ci, équipé de dix pales et éloigné de la chambre anéchoïque, autorise un écoulement dans la veine dont la vitesse varie entre 5 m/s et 50 m/s, et dont le taux de turbulence est, d'après Largeau [35], de l'ordre de 1,5%.

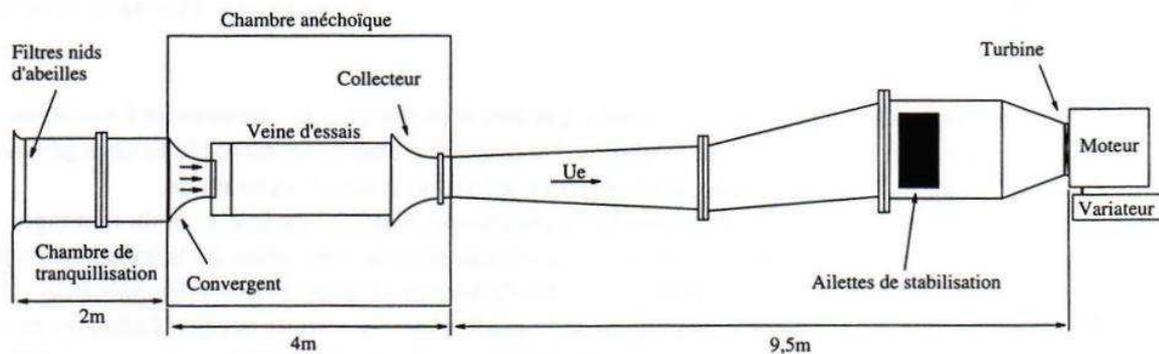


FIGURE 2.1: Schéma de la soufflerie EOLE

2.1.2 Le système d'acquisition

Les mesures de pression ont été effectuées avec un système d'acquisition *ETEP* permettant l'acquisition simultanée de 32 voies à une fréquence d'échantillonnage maximale de 200 kHz. Dans le cas de mesures couplées entre pressions aérodynamique et acoustique, le nombre de voies d'acquisition n'était pas suffisant. Il a alors fallu utiliser un ensemble de deux systèmes d'acquisition synchronisés. Les mesures de vitesse ont quant à elles été réalisées avec *La Vision*, permettant l'acquisition des images ainsi que le calcul des champs de vitesse.

2.1.3 Mesure de la vitesse

La PIV est une technique de mesure optique non intrusive qui permet d'obtenir les champs instantanés de vitesses dans un écoulement. L'étude par PIV, présentée dans cette partie, permet de caractériser la dynamique des structures aérodynamiques présentes sur chaque maquette.

2.1.3.1 Principe de la PIV

La PIV est une méthode non-intrusive de mesure de vitesse d'écoulement dans un plan à partir de l'analyse du déplacement de traceurs.

La Figure 2.2 synthétise le principe de l'acquisition d'images par PIV. Elle se compose de trois éléments essentiels : Le laser, la caméra et l'ensemencement.

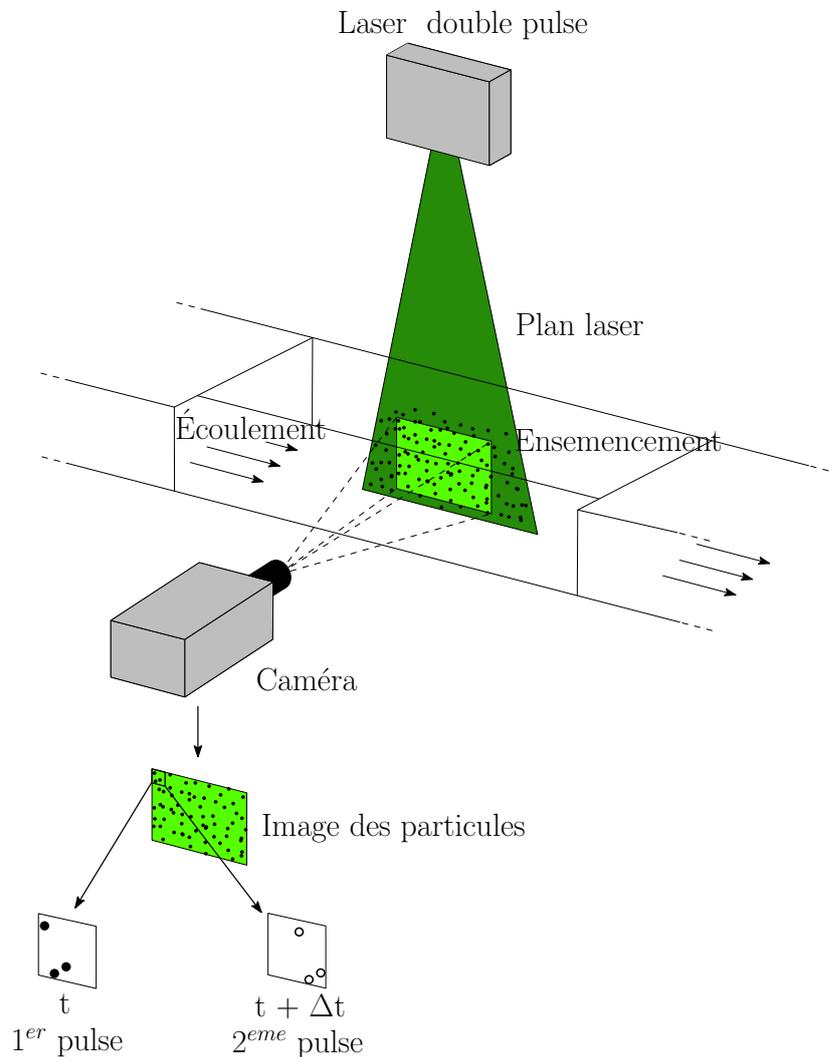


FIGURE 2.2: Schéma de principe de mesure par PIV

Pour obtenir des mesures de vitesse, il faut donc :

- Créer un ensemencement (Traceurs).
- Créer un plan lumineux (LASER + Système optique).
- Enregistrer les images de ces particules (Caméra CCD).
- Analyser ces images dans le but d'obtenir le déplacement des traceurs (Inter-corrélation).
- Calculer pour chaque zone d'interrogation la vitesse des particules (Calibration).

Ensemencement On ne mesure pas directement la vitesse de l'écoulement mais plutôt celle des particules en suspension dans l'écoulement. Les particules doivent répondre à plusieurs critères :

- Les particules doivent être les plus petites possibles pour suivre l'écoulement sans le perturber, mais doivent aussi être suffisamment grosses pour pouvoir diffuser la lumière à 90° .
- L'ensemencement doit être homogène dans l'écoulement. Il faut une concentration suffisante de particules par fenêtre interrogation pour un calcul fiable des vitesses.

Dans notre étude, l'ensemencement est réalisé à partir d'un générateur de fumée de spectacle, composé d'un mélange d'eau et de glycérine (diamètre moyen 1 à 2 μm).

Plan lumineux Le laser utilisé, dans notre étude, est donc un LASER Nd-Yag double cavité QUANTEL (2x200 mJ maxi). Ce laser génère deux impulsions (de durée $\tau=0.01 \mu\text{s}$) décalées d'un court intervalle de temps Δt à une fréquence maximale de l'ordre de 10 Hz. Le faisceau LASER d'une longueur d'onde de 532 nm entre dans la veine d'essais via un système optique de deux lentilles cylindrique et sphérique afin d'obtenir un plan lumineux relativement fin ($\simeq 1.5 \text{ mm}$).

Acquisition des images et calcul des vitesses L'acquisition des images se fait à l'aide d'une caméra inter-corrélation CCD (*Charged – Coupled Device*). Pour avoir des images de qualité et mesurer correctement les vitesses, il faut effectuer le réglage du temps intervalle entre les pulses des deux cavités LASER (Δt) (cf. Figure 2.3) : ce temps est déterminé en fonction de la dynamique de l'écoulement (gamme de vitesse, présence ou non du composante hors plan). En général, il doit correspondre à un déplacement moyen des particules d'environ 1/3 de la taille de la fenêtre d'interrogation (Keane et Adrian [30]).

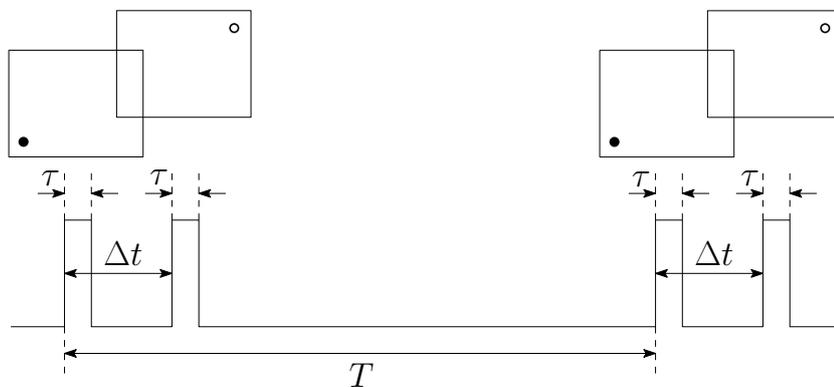


FIGURE 2.3: Schéma de l'acquisition des images par PIV

Le principe du calcul de la vitesse est présenté Figure 2.4. D'abord, les deux images aux instants t et $t + \delta t$ sont divisées en fenêtres d'interrogation. Leurs dimensions dépendent de l'écoulement étudié et déterminent la résolution spatiale. Le temps de calcul par corrélation directe est long. Donc, généralement les algorithmes effectuent le calcul dans le domaine de Fourier rapide. Le déplacement spatial $\Delta \mathbf{d}$ est obtenu à partir de la position du pic principal de la fonction inter-corrélation, le second représentant le pic de bruit le plus intense. Connaissant Δt , il est alors possible de déterminer le vecteur vitesse. Connaissant l'intervalle de temps entre les deux images Δt , on en déduit la valeur de la vitesse \mathbf{v} :

$$\mathbf{v} = \frac{\Delta \mathbf{d}}{\Delta t}. \quad (2.1)$$

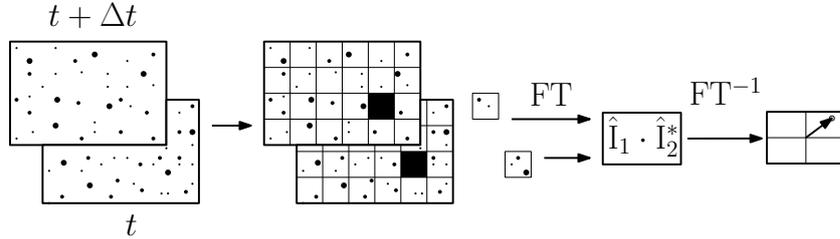


FIGURE 2.4: Principe du calcul par inter-corrélation. D'après Raffel *et al.* [56]

Le calcul des vitesses ne s'effectue que sur une petite zone appelée «fenêtre d'interrogation». Le choix de la taille de ces fenêtres (Lint) est relativement importante pour les mesures car c'est elle (ainsi que la valeur du Δt) qui définit la dynamique mesurable. Pour la majorité de nos mesures, des fenêtres de 16x16 pixels suffisent à avoir un bon compromis entre résolution spatiale et résolution dynamique. Connaissant cette étendue des fenêtres et le facteur de calibration propre à chaque plan (M), il est aisé de déterminer la vitesse maximale mesurable mais aussi la taille physique de la zone d'interrogation.

Enfin, il faut choisir le taux de recouvrement : C'est la fraction de fenêtre qui se superpose à la fenêtre adjacente. Pour toutes nos mesures, un recouvrement identique de 50% x 50% est pris (Figure 2.5).

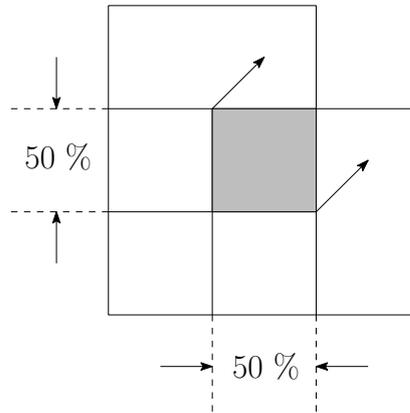


FIGURE 2.5: Principe de recouvrement des fenêtres d'interrogation

Nous avons donc choisi une méthode adaptative de plusieurs itérations. C'est une méthode d'inter-corrélation avec multi-passes (4 passes, la dernière étant doublée), partant d'une taille de fenêtre de 64x64 et aboutissant à une taille de fenêtre finale de 16x16 avec un taux de recouvrement de 50% x 50%.

2.1.3.2 Traitement des images, calibration et post-traitement

Lors de la phase de calcul du champ de vitesse à partir des calculs de corrélation des images de particules (cf. Fig. 2.10), l'utilisateur doit intervenir sur le traitement des images PIV à trois niveaux :

- Le pré-traitement d'image.
- La calibration.
- Les filtres ou méthodes de validation (Post-traitement).

Traitement d'image Au préalable, et afin de minimiser l'influence de reflets ou autres artefacts, une «*image de fond*» est soustraite à chaque image avant le calcul des vecteurs. Cette «*image de fond*» est obtenue avant (ou après) l'enregistrement de la séquence dans les mêmes conditions expérimentales que pour les mesures mais en absence d'ensemencement.

Calibration Pour obtenir les vecteurs vitesses, il faut d'abord procéder à la calibration : Pour cela, il faut à partir d'une image du plan de mesure (réalisée pendant l'acquisition) définir la correspondance entre une distance en pixel (contenu dans le plan LASER) à partir de 2 points et la distance réelle de ce segment. Cette étape est très importante car la moindre erreur sur cette calibration entraîne une erreur sur les vitesses elles-mêmes.

Post-traitement sous DAVIS 7.2 Malgré toutes les précautions prises lors de la mise en place, ou le traitement d'image utilisé, certains calculs de corrélation donnent un résultat aberrant (en raison de pertes de particules ou de réflexions parasites). Des critères de validation sont donc nécessaires pour les identifier *a posteriori*. Pour cela, le logiciel DAVIS dispose de trois types de validation.

Le premier est une validation de gamme : cette option consiste à écarter les vecteurs dont la norme n'est pas physique (typiquement $> 2u_0$).

Le deuxième est une validation à l'aide du pic d'inter-corrélation : cette option de filtrage consiste à écarter les calculs de corrélation dont le rapport premier pic/second pic est inférieur à une valeur seuil notée x (pour détectabilité). Cet indicateur du rapport signal/bruit doit typiquement être choisi entre 1.2 et 1.5 (Keane et Adrian [30]).

Le troisième type de validation est l'utilisation d'une moyenne glissante : cette option permet globalement de valider la vitesse en un point en le comparant avec ses voisins (fenêtre 3×3). Le critère de validation est basé sur l'écart relatif entre la différence obtenue en chaque point et la plus grande des différences obtenues dans la totalité du champ. Si le critère n'est pas satisfait, le vecteur est soit supprimé, soit remplacé par la moyenne de ses plus proches voisins (le choix de l'une ou l'autre option étant fait par l'utilisateur). Les vecteurs faux sont alors remplacés par la moyenne pondérée de leurs voisins. Ce traitement repose sur une certaine continuité de la vitesse, cependant il peut se révéler «*dangereux*» pour des écoulements présentant localement des zones à forts cisaillements

(Exemple : zone de recirculation, décollement, etc.). En effet, ce type de filtrage n'est pas valable si les gradients sont trop importants ponctuellement : Le filtrage a tendance à supprimer toute la zone de cisaillement (si le critère est trop strict) ou à laisser tels quels des vecteurs erronés (si le critère est moins strict).

Le même post-traitement est appliqué à toutes les mesures d'une même configurations après avoir au préalable, et pour plus de sûreté, fait pour chaque configuration des tests sur une vingtaine de fichiers avant d'appliquer ce critère à l'ensemble du nombre d'images d'acquisition.

Incertitudes et biais Si l'on met de côté les erreurs liées aux traceurs, on distingue quatre principales sources d'erreurs en PIV :

- L'erreur de troncature qui est proportionnelle à Δt^2 (Wereley & Meinhart [66]) lorsqu'on utilise un algorithme avec un décalage de fenêtres centré au point d'où l'on mesure la vitesse.
- L'erreur de détection qui dépend de la taille des fenêtres d'interrogation et de la densité des particules. En notant N_I la densité de particules, Keane & Adrian [30] montrent qu'il est préférable d'avoir $N_I F_I F_O > 7$ pour limiter les erreurs potentielles. Notons que l'utilisation de décalage de fenêtres permet de maintenir F_I proche de l'unité.
- L'erreur RMS (Root Mean Square) et l'erreur de biais qui sont les deux principales sources d'erreur. L'erreur RMS (ou précision) est affectée par de nombreux facteurs : nombre fini d'échantillons, taille finie de fenêtre d'interrogation, ensemencement ou éclairage inhomogène, gradients de vitesse importants, forte composante 3D, sensibilité et bruit de la caméra, etc. (Huang *et al.* [24]). L'erreur de biais représente la sensibilité de la mesure à la partie non entière de pixel de déplacement qui induit des différences entre la position réelle de la particule et son image. Cet effet est d'autant plus important lorsque le diamètre de la particule est petit devant la taille d'un pixel (Prasad *et al.* [54]). En effet, la détection de la position du pic de corrélation se fait sur un maillage discret, ce qui a tendance à biaiser le résultat vers le déplacement en nombre entier de pixels. Cet effet appelé interpolation sub-pixel («*peak locking*») dépend de la méthode de détection de pic (Huang *et al.* [24], Prasad *et al.* [54]). Cette erreur est réduite pour des diamètres de particules plus importants.

Au final, les biais sont nombreux et souvent difficilement quantifiables. On supposera donc qu'ils doublent la précision. Dans ces conditions on retiendra que l'incertitude (précision+biais) est comprise entre 2% et 6%.

2.1.4 Mesure de la pression pariétale fluctuante

L'estimation du champ de pression pariétale présente un double intérêt : d'une part, elle permettra de comparer l'empreinte de pression pariétale par rapport aux études déjà menées, d'autre part elle pourra être corrélée à la pression acoustique en champ lointain.

2.1.4.1 Description des capteurs

Notre choix s'est porté vers des Sondes Microphoniques Déportées (SMD) à électret, dont la conception est abordée en détail par Largeau [35]. Ces sondes microphoniques utilisent des cellules à électret de type PANASONIC WM61-A qui ont été conditionnées avec une alimentation de type I.E.P.E. (alimentation sous la forme d'un courant constant de quelques milliampères). Les capteurs sont déportés, ce qui signifie que la prise de pression est reliée au capteur par un circuit pneumatique constitué d'un tube (longueur 100 mm et diamètre intérieur 1 mm) et d'un insert métallique (longueur 9 mm et diamètre intérieur 0.9 mm) fixé dans la maquette. Le signal de pression mesuré correspond donc à l'énergie intégrée sur la dimension de ces inserts, à savoir sur une surface de 0.64 mm^2 . Les capteurs ont une sensibilité d'environ 3.6 mV/Pa . Les liaisons pneumatiques limitent leur bande passante utile à l'intervalle $[50 \text{ Hz}; 10 \text{ kHz}]$. En revanche, la gamme de pression ne peut pas être déterminée du fait de l'instrumentation particulière mise au point ici. Il a toutefois été vérifié lors des mesures que les capteurs ne saturent pas. De plus, deux capteurs proches présentent de forts niveaux de cohérence ce qui signifie que le rapport signal/bruit est suffisant. Enfin, afin d'éviter des résonances dans les tubes, il est nécessaire de mettre en place un système d'adaptation d'impédance. Il s'agit d'un tuyau de 2.5 m de long branché en dérivation en aval du capteur et ouvert à son extrémité. Le montage est schématisé sur la Figure 2.6.

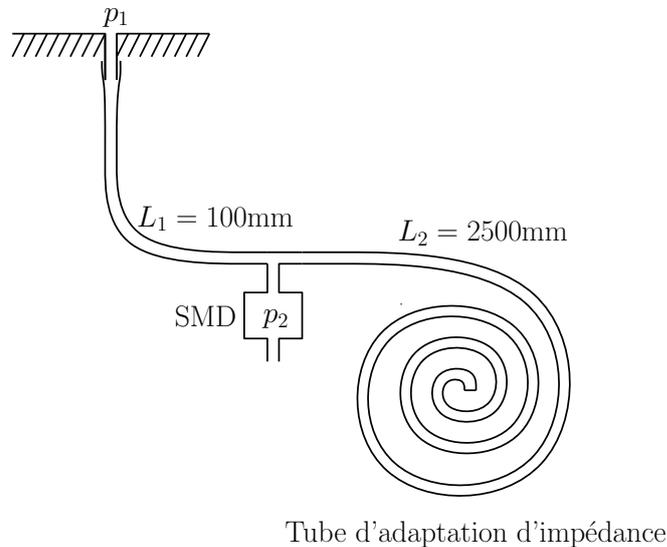


Figure 2.6: Schéma de branchement des SMD.

Des mesures préliminaires ont montré que la longueur maximale de tube pneumatique admissible entre la prise de pression et le capteur est de l'ordre de 20 cm [37]. Au-delà de cette longueur, la limite haute de la bande-passante du système est atteinte. Dans le cas de la marche montante, les SMD sont fixées juste en-dessous de la maquette, à travers le plancher, les tubes de 20 cm étant alors largement suffisants. En revanche, l'instrumentation des capteurs sur le MOPET a nécessité plus de travail. En effet, le passage des circuits pneumatiques depuis la prise de pression pariétale jusqu'au capteur ne

peut se faire qu'en traversant à la fois le corps puis le pied profilé (voir section 2.3.2.1). La longueur nécessaire est alors d'environ 80 cm, ce qui est largement supérieur à la longueur maximale admissible. Les capteurs doivent donc être embarqués dans la maquette, ce qui a limité le nombre de mesures synchronisées à 8 capteurs, contre 16 pour la marche montante. Cette démarche, développée localement, a demandé un effort de minimisation lors de sa mise en œuvre. Les branchements sur les deux maquettes sont présentés sur la Figure 2.7.



Figure 2.7: Branchement des SMD dans le cas de la marche (à gauche) et du MOPET (à droite).

2.1.4.2 Étalonnage des capteurs

Lors d'une mesure en soufflerie, le signal mesuré par le système d'acquisition n'est pas exactement le signal reçu au niveau du point de mesure. Le signal mesuré dépend de l'ensemble de l'appareillage (réponse du capteur, déport, etc.) depuis le point de mesure jusqu'au système d'acquisition. En désignant par $p_1(t)$ le signal de pression pariétale fluctuante (quantité recherchée) et par $p_2(t)$ le signal mesuré par la SMD, on a les relations :

$$\begin{aligned} p_2(t) &= p_1(t) * h(t) \\ P_2(f) &= P_1(f)H(f) \end{aligned} \quad (2.2)$$

Le système est caractérisé par sa réponse impulsionnelle $h(t)$, qui relie l'entrée et la sortie par un produit de convolution noté $*$. L'équivalent spectral de cette relation est obtenu par application de la Transformée de Fourier (TF). La TF du signal de sortie $P_2(f)$ est alors égale au produit de la TF de $h(t)$, notée $H(f)$, et de la TF du signal d'entrée $P_1(f)$. $H(f)$ est appelée la fonction de transfert du système ou encore la réponse en fréquence du circuit pneumatique. L'objectif est de calculer la fonction $p_1(t)$, pression pariétale fluctuante sur la maquette, connaissant $p_2(t)$, le signal récupéré en sortie du système. Pour faire le lien entre ces deux signaux, il faut procéder à un étalonnage des capteurs.

Le principe de l'étalonnage est de mesurer la réponse du capteur à une source de référence et de la comparer au signal mesuré par un microphone de référence, ici un GRASS

1/4 pouce de sensibilité 1.6 mV/Pa. La source de référence est ici un bruit blanc large bande sur la gamme allant de 50 Hz à 20 kHz avec un niveau de 60 dB, soit 0.02 Pa, émis par un actuateur électrostatique. La prise de pression reliée à la SMD et le microphone de référence sont situés dans le même coupleur (i.e. une chambre d'un volume de 1 cm³) afin qu'ils mesurent le même signal de la source. Idéalement, ces deux capteurs devraient être placés exactement au même endroit, ce qui n'est en pratique pas réalisable. Le montage du banc d'étalonnage est schématisé sur la Figure 2.8.

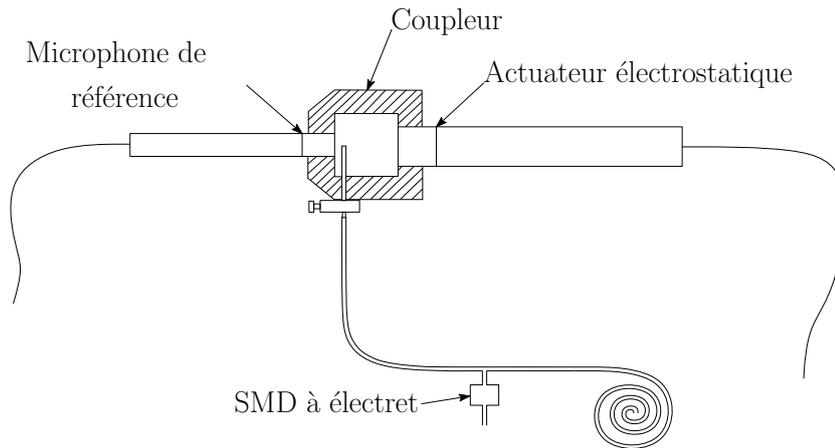


Figure 2.8: Schéma du montage réalisé pour l'étalonnage des SMD.

Partant d'un signal connu $p_1(t)$ délivré par l'actuateur électrostatique, on peut utiliser les relations de l'équation (2.2) pour déterminer la réponse impulsionnelle $h(t)$ du système et/ou sa fonction de transfert $H(f)$.

Domaine fréquentiel Les mesures d'étalonnage nous permettent de calculer un estimateur de la fonction de transfert des SMD, en se basant sur la deuxième relation de l'équation (2.2). Les courbes de gain et de phase des fonctions de transfert pour huit SMD sont tracées sur la Figure 2.9, la phase étant calculée en prenant comme référence le signal mesuré par le microphone de référence. Malgré les précautions prises, on observe quand même des résonances sur les allures du gain. Ces résonances sont faibles et n'entraînent pas de non-linéarité.

La connaissance de la fonction de transfert $H(f)$ nous permet finalement de calculer l'autospectre moyenné du signal de pression pariétale $p_1(t)$ sur la maquette en soufflerie (cf. équation (2.2)) :

$$[|P_1(f)|^2] = \frac{[|P_2(f)|^2]}{H(f)^2}; \quad (2.3)$$

où le symbole $[.]$ désigne l'opérateur moyenne d'ensemble (voir partie 2.2).

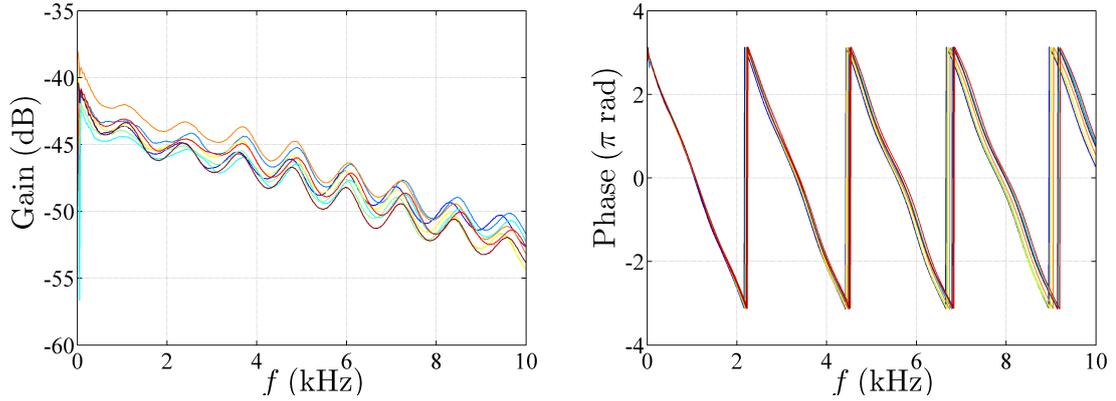


Figure 2.9: Courbes de gain et phase des fonctions de transfert $H(f)$ pour huit SMD. Niveau en dB, référence = $2 \cdot 10^{-5}$ Pa.

Domaine temporel La détermination de $p_1(t)$ à partir de la relation (2.2) ne peut pas se faire directement du fait du produit de convolution. Ce calcul nécessite de passer dans l'espace spectral, en calculant la fonction de transfert $H(f)$ comme précédemment et en utilisant le fait que :

$$P_1(f) = \frac{1}{H(f)} P_2(f) \quad (2.4)$$

En revenant dans l'espace temporel, cela revient à :

$$p_1(t) = h^{-1}(t) * p_2(t) \quad (2.5)$$

où $h^{-1}(t)$ est la TF inverse de $\frac{1}{H(f)}$.

Le signal $p_1(t)$ de pression fluctuante sur la maquette en soufflerie peut alors être estimé à partir de cette relation, la fonction $h^{-1}(t)$ ayant été déterminée à partir de la procédure d'étalonnage et le signal $p_2(t)$ étant celui mesuré par les SMD.

Afin de valider l'ensemble de la procédure de reconstruction dans le domaine temporel, une validation basée sur les mesures d'étalonnage est effectuée, consistant à comparer le signal d'étalonnage mesuré par le microphone de référence ($p_1(t)$) et le signal reconstruit à partir de l'équation (2.5) en utilisant le signal mesuré par la SMD ($p_2(t)$) et «l'inverse» de la réponse impulsionnelle des capteurs ($h^{-1}(t)$). Le résultat de cette comparaison, présenté sur la Figure 2.10, permet de s'assurer de la validité de la reconstruction dans le domaine temporel.

En conclusion, les capteurs de pression pariétale ainsi que le banc d'étalonnage ont été présentés. L'estimation de la fonction de transfert ainsi que de la réponse impulsionnelle des capteurs a été effectuée. De plus, le processus d'estimation des signaux réels à partir de ceux mesurés par les capteurs a été validé.

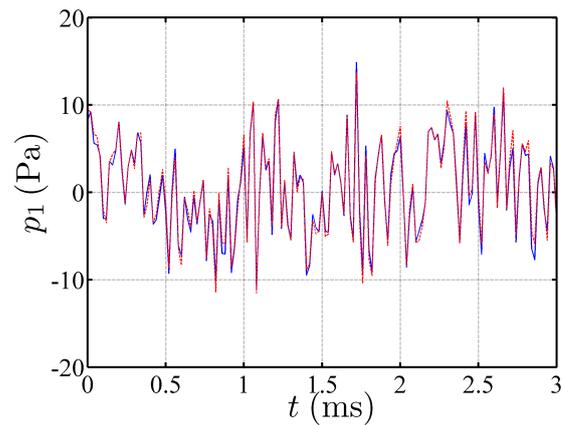


FIGURE 2.10: Comparaison entre le signal d'étalonnage $p_1(t)$ original (bleu) et reconstruit (rouge).

2.1.5 Mesure de la pression acoustique en champ lointain

Des microphones acoustiques sont utilisés pour estimer le bruit en champ lointain. Ces mesures sont réalisées avec une antenne acoustique constituée de 31 microphones 1/4 de pouce B&K modèle 4957. La géométrie de l'antenne, à savoir une spirale à plusieurs branches, sera décrite et validée dans le chapitre suivant. Les microphones possèdent une sensibilité d'environ 12,5 mV/Pa sur l'ensemble de leur bande-passante [50 Hz ; 10 kHz]. L'étalonnage des microphones se fait avec un pistonphone disposé sur chaque microphone et délivrant un signal sinusoïdal à 1 kHz avec un niveau de 94 dB. La réponse de chaque microphone à ce signal de référence permet d'en déduire leur sensibilité. L'antenne de microphones a été positionnée tantôt au-dessus de la maquette (configuration horizontale), tantôt de côté (configuration verticale), comme représenté sur la Figure 2.11.



FIGURE 2.11: Positions de l'antenne acoustique : horizontale (à gauche) et verticale (à droite).

Afin de caractériser acoustiquement la soufflerie, les spectres acoustiques de l'écoulement mesurés avec un microphone en champ lointain sont présentés sur la Figure 2.12 pour les trois vitesses d'écoulement. La fréquence de coupure de la soufflerie étant de

300 Hz, les fréquences inférieures n’ont pas été représentées. Les spectres présentent des évènements énergétiques caractéristiques entre 2 et 3 kHz. Une étude a permis d’affirmer que ces évènements sont dûs à des bruits de nature électronique. Ces derniers n’étant plus présents sur les spectres de bruit avec les maquettes dans l’écoulement, ils ne poseront donc pas de difficulté lors des interprétations physiques.

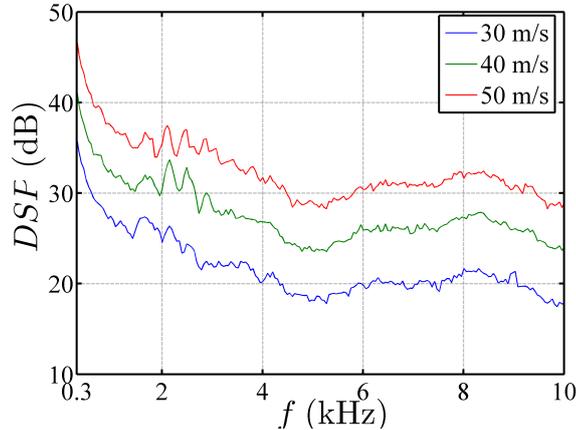


FIGURE 2.12: Spectres du bruit de l’écoulement mesuré par le micro central de l’antenne pour trois vitesses d’écoulement $U_\infty = 30$ m/s (bleu), 40 m/s (vert) et 50 m/s (rouge). Niveau en dB, réf = 2.10^{-5} Pa.

La description de l’instrumentation utilisée pour effectuer les mesures en soufflerie sur les deux maquettes a été faite, les mesures de vitesse et de pression acoustique en champ lointain ne posant pas de difficulté majeure. En revanche, l’étalonnage des capteurs de pression pariétale a nécessité une attention particulière en raison de l’instrumentation spécifique mise en place ici. L’estimation du signal de pression pariétale sur les maquettes à partir des mesures d’étalonnage a été validée. La partie suivante présente les principaux outils temporels et fréquentiels utilisés dans cette étude.

2.2 Méthodes d’analyse

Dans cette partie sont décrits les principaux outils utilisés lors de l’analyse proposée dans les chapitres suivants. Ces outils sont valables dans le cas de signaux statistiquement stationnaires, i.e. pour des signaux dont les propriétés statistiques ne varient pas au cours du temps. D’autre part nous faisons l’hypothèse usuelle que les signaux analysés sont ergodiques : les moyennes temporelles, dénotées par la barre verticale, sont alors égales aux moyennes d’ensemble (ou espérance mathématique), dénotées par les [crochets].

2.2.1 Outils temporels

2.2.1.1 Coefficients de pression

Il s’agit de rappeler ici la définition des coefficients de pression moyenne C_p et fluctuante C_p' déjà introduits dans la section 1.2.2 :

$$Cp = \frac{\overline{p(t)} - p_\infty}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2} \quad \text{et} \quad Cp' = \frac{\sqrt{\overline{p'(t)^2}}}{\frac{1}{2}\rho U_\infty^2}. \quad (2.6)$$

où $\overline{p(t)}$ et $p'(t)$ désignent respectivement les quantités moyenne et fluctuante temporelles de $p(t)$. Ces quantités sont liées par la relation $p(t) = \overline{p(t)} + p'(t)$.

Le coefficient de pression moyenne Cp représente la pression moyenne normalisée par une référence, prise comme étant la pression dynamique de l'écoulement amont. Le coefficient de pression fluctuante Cp' correspond à l'écart-type de la pression, également normalisé par la pression dynamique de l'écoulement amont.

2.2.1.2 Intercorrélation

En désignant par $x(t)$ et $y(t)$ les signaux mesurés par deux capteurs, la fonction d'intercorrélation C_{xy} est définie par :

$$C_{xy}(\tau) = [x(t)y(t+\tau)] = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} x(t)y(t+\tau)dt = \overline{x(t)y(t+\tau)}. \quad (2.7)$$

Dans le cas où $y(t) = x(t)$, on parle d'autocorrélation, notée $C_{xx}(\tau)$. Cette fonction permet de déterminer le degré de ressemblance entre $x(t)$ et $y(t+\tau)$. La fonction d'intercorrélation est souvent normalisée par les écarts-types de $x(t)$ et $y(t)$ de sorte que son évolution soit comprise entre -1 et 1. On a alors :

$$C_{xy \text{ norm}}(\tau) = \frac{[x(t)y(t+\tau)]}{\sqrt{[x^2(t)]}\sqrt{E[y^2(t)]}}. \quad (2.8)$$

Dans la suite de ce rapport, l'apposition «normalisée» sera toujours sous-entendue lorsqu'on parlera de corrélation. Ainsi, C_{xy} désignera l'intercorrélation normalisée entre les signaux x et y .

2.2.2 Outils fréquentiels

2.2.2.1 Densité spectrale de puissance

On note $X(f)$ et $Y(f)$ les transformées de Fourier associées aux signaux aléatoires $x(t)$ et $y(t)$. Les densités spectrale et interspectrale de puissance (DSP), notées respectivement $S_{xx}(f)$ et $S_{xy}(f)$ sont définies comme les transformées de Fourier des fonction d'autocorrélation et d'intercorrélation $C_{xx}(\tau)$ et $C_{xy}(\tau)$, respectivement. Leur unité est le $\text{Pa}^2 \cdot \text{Hz}$ pour des signaux issus de mesure microphonique. En pratique, les densités spectrales de puissance sont calculées directement dans le domaine spectral à partir de :

$$\begin{aligned} S_{xx}(f) &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \left[\frac{1}{T} X(f) X^*(f) \right], \\ S_{xy}(f) &= \lim_{T \rightarrow +\infty} \left[\frac{1}{T} X(f) Y^*(f) \right], \end{aligned} \quad (2.9)$$

T étant la durée d'une réalisation d'une portion de signal $x(t)$ (respectivement $y(t)$) dont $X(f)$ (respectivement $Y(f)$) est la transformée de Fourier. Les moyennes d'ensemble dénotées par les crochets sont estimées selon la méthode du périodogramme de Welch [49].

Dans le cas où l'échelle des fréquences est logarithmique, il arrive que l'on préfère représenter le produit de l'autospectre $S_{xx}(f)$ par la fréquence f . Cette fonction est désignée dans ce mémoire par l'acronyme $fDSP$. Ceci permet de conserver l'énergie des spectres avec une représentation en échelle logarithmique des fréquences. En effet, si on s'intéresse à l'énergie spectrale comprise entre deux fréquences f_1 et f_2 , on peut montrer l'égalité suivante :

$$\int_{f_1}^{f_2} f S_{xx}(f) d(\ln(f)) = \int_{f_1}^{f_2} f S_{xx}(f) \frac{df}{f} = \int_{f_1}^{f_2} S_{xx}(f) df. \quad (2.10)$$

L'énergie de la $fDSP$ en échelle logarithmique des fréquences est donc identique à celle de la densité spectrale de puissance en échelle linéaire.

La convergence statistique des interspectres a été vérifiée et nécessite un minimum de 50 moyennes. Dans la suite de ce mémoire, le nombre de moyennes est ainsi toujours choisi supérieur à 50. Le nombre de points par bloc N_{FFT} pour le calcul de la TF dépend quant à lui de la fréquence d'échantillonnage de la mesure. Les mesures sont effectuées à une fréquence d'échantillonnage $f_e = 50$ kHz, le nombre de points N_{FFT} est alors égal à $2^{12} = 4096$ points. Ainsi, la résolution fréquentielle des spectres, définie par le rapport f_e/N_{FFT} , est égale à 12 Hz, ce qui est suffisant pour des mesures de bruit large bande.

2.2.2.2 Cohérence

La fonction de cohérence $\Gamma_{xy}(f)$ entre les signaux $x(t)$ et $y(t)$ est définie par :

$$\Gamma_{xy}(f) = \frac{S_{xy}(f)}{\sqrt{S_{xx}(f) \cdot S_{yy}(f)}}. \quad (2.11)$$

C'est une fonction complexe qui peut être interprétée comme la densité interspectrale normalisée. Le module de cette fonction évolue entre 0 et 1, et a un intérêt pratique important. Une valeur proche de 1 pour une fréquence donnée indique que les signaux sont cohérents à cette fréquence, c'est-à-dire qu'ils sont corrélés statistiquement à cette fréquence. Inversement, une valeur proche de 0 indique une décorrélation statistique, qui peut s'interpréter comme le fait qu'il n'existe pas de relation linéaire entre les deux signaux.

2.2.3 Outil temps/fréquence

Les outils principalement utilisés pour le traitement de mesures aéroacoustiques viennent d'être présentés. En résumé, ils peuvent être classés en deux familles : les outils spectraux (domaine de Fourier) et les outils corrélatoires (domaine temporel). L'un comme l'autre fournissent des informations statistiques globales sur les signaux, comme des bandes de

fréquence privilégiées ou encore des temps de retard récurrents. Ces outils sont basés sur des hypothèses de stationnarité des signaux analysés. Or, le travail effectué dans ce manuscrit ne se limite pas à faire une description moyenne des sources acoustiques rencontrées mais vise, à l’instar du chapitre 5, à repérer et caractériser les phénomènes intermittents présents dans les signaux.

Une des principales techniques utilisées pour détecter ce type d’évènements est l’analyse en ondelettes. Une ondelette est généralement une famille de fonctions obtenues par dérivations successives d’une gaussienne et dont on fait varier l’échelle, i.e. la largeur suivant la dimension temporelle. La particularité de ces fonctions est qu’elles sont à énergie finie, leur forme étant généralement constituée d’un lobe principal accompagné parfois de quelques lobes secondaires. Les ondelettes de type chapeau mexicain et Morlet font partie des plus utilisées. Leurs allures pour une échelle donnée sont représentées en Figure 2.13.

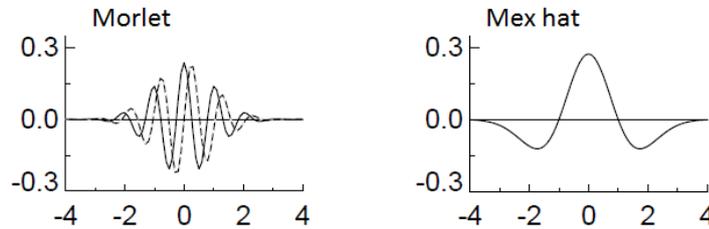


Figure 2.13: Représentation d’une ondelette de Morlet (gauche) et de type chapeau mexicain (droite). Les parties réelle et imaginaire sont représentées respectivement en trait plein et trait discontinu, le chapeau mexicain ne possédant pas de partie imaginaire. D’après Torrence *et al.* [62].

L’analyse en ondelettes à proprement parler ne sera pas faite dans cette étude. En revanche, des ondelettes seront utilisées afin de reconstruire des signaux expérimentaux sur une base de famille d’ondelettes. En particulier, cette démarche sera effectuée avec l’ondelette de type chapeau-mexicain, visible sur la Figure 2.13 à droite. Son expression est la suivante :

$$\text{Mexhat}_\xi(t) = \frac{2}{\sqrt{3}}\pi^{-1/4}(1 - (t/\xi)^2)e^{-(t/\xi)^2/2}, \quad (2.12)$$

où ξ désigne l’échelle de l’ondelette, c’est à dire sa largeur temporelle. Le choix de cette ondelette sera justifié dans le chapitre 5.

Certains des outils présentés dans cette partie vont à présent être utilisés dans la section suivante consacrée aux validations aérodynamiques des deux écoulements rencontrés. Ces validations ont pour objectif de confirmer les caractéristiques aérodynamiques des écoulements sur la marche et sur le MOPET par rapport aux résultats issus de la littérature.

2.3 Validations aérodynamiques

2.3.1 La marche montante

2.3.1.1 Description de la maquette

Dans notre étude, la marche montante représente un cas de validation des algorithmes mis en place, ce type d'écoulement étant largement abordé dans la littérature [7, 8, 45]. Comme il l'a été expliqué dans la section 1.2.1, la structure de l'écoulement autour de la marche peut être considérée comme bidimensionnelle sur une certaine largeur dépendant du rapport d'aspect l/h . Largeau [35] a montré que pour obtenir un écoulement bidimensionnel, la largeur doit être au moins 10 fois supérieure à sa hauteur. Dans notre cas, cette largeur est de 460 mm, il a donc été décidé de travailler avec une hauteur de marche de 30 mm, ce qui conduit à un rapport d'aspect l/h d'environ 15. L'arête est située à 285 mm de la sortie de la veine de la soufflerie. De plus, une rampe descendante est disposée en aval du montage, à environ 1 m de l'arête. Celle-ci permet de faire la jonction avec le support du collecteur et évite la génération d'une structure aérodynamique supplémentaire à ce niveau. Le schéma du montage est présenté sur la Figure 2.14.

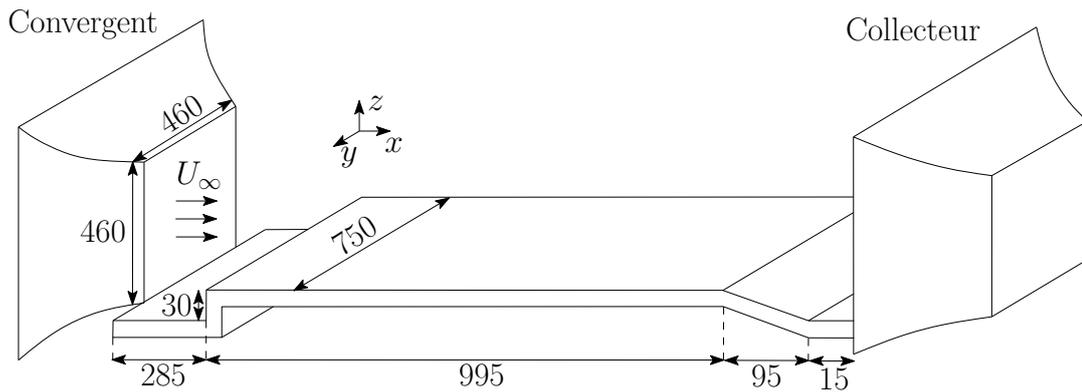


FIGURE 2.14: Schéma du montage de la marche dans la soufflerie Eole. Dimensions en mm.

Afin de se convaincre de la bidimensionnalité de l'écoulement, des visualisations par enduit de surface ont été effectuées sur la marche montante par Largeau. Le résultat est présenté sur la Figure 2.15 pour une marche de hauteur 50 mm ($l/h = 9$). Les zones de décollement, de recollement et de séparation peuvent être clairement identifiées pour une vitesse de l'écoulement amont de 40 m/s. De plus, il apparaît qu'une partie de l'écoulement ne franchit pas le front de la marche mais est déviée sur les côtés du montage. L'idée de fixer des parois latérales pour éviter ce phénomène a rapidement été abandonnée, ces parois entraînant des réflexions acoustiques qui seraient gênantes pour les mesures effectuées dans cette étude. Enfin il faut noter la bonne symétrie de l'écoulement par rapport au plan médian.

Largeau estime, à partir de cette visualisation, la largeur de bidimensionnalité de l'écoulement, qui est ici d'environ 20 cm. L'expérience a également été effectuée pour la

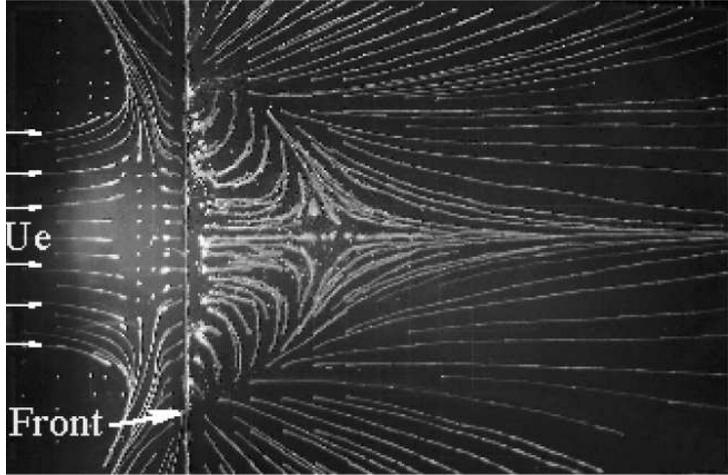


FIGURE 2.15: Visualisation des lignes de courant obtenues avec un enduit de surface sur la marche montante de hauteur 50 mm avec un écoulement amont de 40 m/s. D'après Largeau [35].

marche de 30 mm par Largeau pour laquelle le résultat est meilleur (car le rapport d'aspect l/h est plus grand) : la bidimensionnalité de l'écoulement est alors vérifiée sur une largeur de 35 cm, soit 76% de la largeur du convergent, ce qui est tout à fait satisfaisant. De plus, ces mesures permettent d'affirmer que le décollement du tourbillon de pied se fait à environ 38 mm (soit $1.27h$) en amont de l'arête alors que le recollement moyen du tourbillon après le front s'effectue à une distance $L_R = 105$ mm (soit $L_R = 3.5h$).

Une dernier point à aborder est l'évolution du rapport δ/h entre l'épaisseur de couche limite et la hauteur de la marche. L'apparition de la couche limite est provoquée par les frottements visqueux entre un écoulement de fluide et une paroi. L'épaisseur de la couche limite est généralement définie comme l'épaisseur à 99% de la vitesse de l'écoulement extérieur. La caractérisation de la couche limite turbulente présente dans la soufflerie Éole a été effectuée dans le travail de thèse de Debert [12]. Il a montré qu'à l'entrée du convergent cette épaisseur est de 7 mm, et qu'à 285 mm de l'entrée (i.e. position de l'arête de la marche dans notre cas d'étude) elle est de 11 mm. Ainsi, le rapport δ/h en amont de l'arête évolue entre 0.2 et 0.4. L'étude bibliographique présentée en section 1.2.1 a montré que dans le cas où $\delta/h < 1$, la longueur de recollement L_R sur la marche varie entre $3.2h$ et $4.7h$ pour $Re_h > 10^4$ (ici, le nombre de Reynolds est supérieur à 10^5). Cette remarque est en accord avec l'estimation de la longueur de recollement faite dans le paragraphe précédent ($L_R = 3.5h$).

2.3.1.2 Analyse de la pression pariétale fluctuante

Les mesures de pression pariétale sur la marche ont été effectuées en aval de l'arête sur des lignes longitudinale et transversales, et en amont sur quelques capteurs proches du front de la marche. L'ensemble des prises de pression, repérées par des cercles noirs, est présenté sur la Figure 2.16. Il faut toutefois garder à l'esprit que les mesures synchrones n'ont été effectuées que par groupes de 16 capteurs.

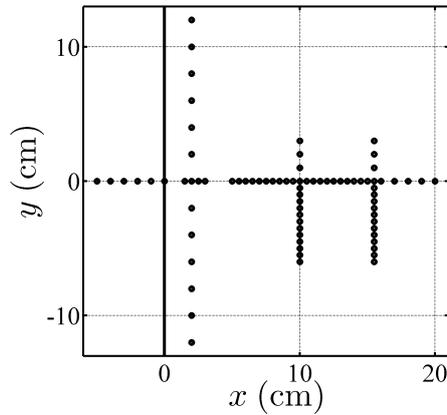


FIGURE 2.16: Positions de l'ensemble des prises de pression pariétale sur la marche montante.

Coefficient de pression fluctuante Cp'

L'évolution spatiale du coefficient de pression fluctuante sur la ligne médiane pour 3 vitesses d'écoulement est présentée sur la Figure 2.17. L'allure de ces courbes est conforme à ce qui peut se trouver dans la littérature, à savoir une augmentation du Cp' au passage de l'arête avec un maximum obtenu pour $x/h = 2.3$ suivie d'une décroissance quasi-linéaire. En outre, l'influence de la vitesse de l'écoulement sur le coefficient est relativement faible.

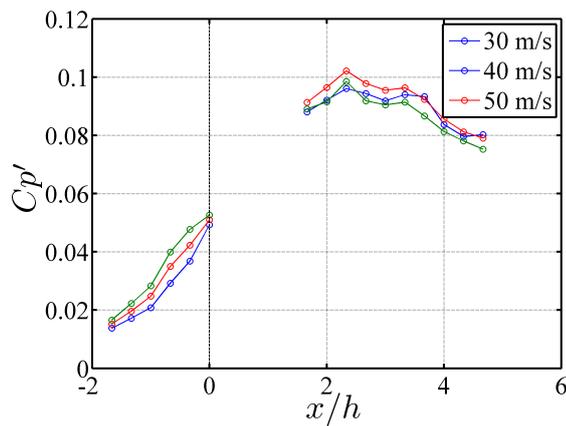


FIGURE 2.17: Évolution spatiale de Cp' le long de la ligne médiane sur la marche montante pour trois vitesses d'écoulement.

Largeau [35] a travaillé dans la même configuration expérimentale que nous (même nombre de Reynolds, même soufflerie, pas de parois latérales) et obtient des résultats similaires, visibles sur la Figure 2.18. Le maximum se situe légèrement plus en aval que

pour nous, en $x/h = 3$. Cette position du maximum de Cp' a également été retrouvée numériquement par Ji *et al.* [27] malgré un nombre de Reynolds plus faible ($Re = 2.1 \times 10^4$). En revanche, il faut noter un facteur 10 entre les valeurs de Largeau et les notres, le pic de Cp' atteignant 1.5% dans son cas et 11% pour nous. L'utilisation d'une instrumentation spécifique dans notre cas (sondes microphoniques déportées) peut expliquer la différence des résultats obtenus. Le recollement moyen est obtenu à une distance d'environ $3.5h$ pour Largeau, soit légèrement en aval du maximum de Cp' .

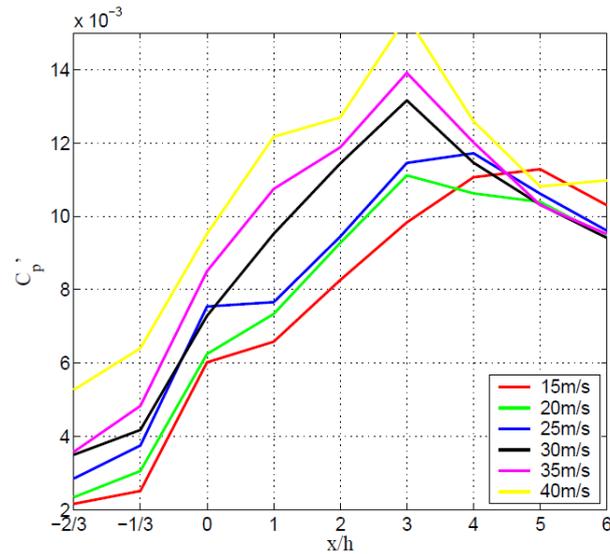


FIGURE 2.18: Évolution spatiale de Cp' le long de la ligne médiane sur la marche montante pour plusieurs vitesses d'écoulement. D'après Largeau [35].

L'analyse des coefficients de pression fluctuante semble donc être en bon accord avec les résultats d'études antérieures. Afin de consolider notre étude, une analyse spectrale des signaux de pression pariétale est également effectuée par la suite.

2.3.1.3 Analyse spectrale

Les $fDSP$ (rappelons qu'il s'agit du produit entre la Densité Spectrale de Puissance d'un signal et l'axe des fréquences) des mesures de pression pariétales fluctuante sont calculées sur une ligne de capteurs longitudinaux, représentée par les cercles colorés sur la Figure 2.19. Les $fDSP$ correspondantes sont présentées sur cette même figure. Comme on pouvait s'y attendre d'après l'étude précédente des Cp' , le signal le plus énergétique provient du troisième capteur en $x/h = 2.3$, l'énergie décroissant ensuite tandis qu'on s'éloigne du front de la marche. Il ressort que l'allure globale des 16 spectres est sensiblement la même, à savoir le passage par un maximum aux alentours de $f = 210$ Hz, correspondant à un Strouhal d'environ 0.16. Pour les deux autres vitesses d'écoulement, la valeur du nombre de Strouhal est conservée, ce qui est en accord avec les travaux de Largeau [35] ($St = 0.15$) et Leclercq & Talotte [38] ($St = 0.16$) qui obtiennent quasiment les mêmes valeurs.

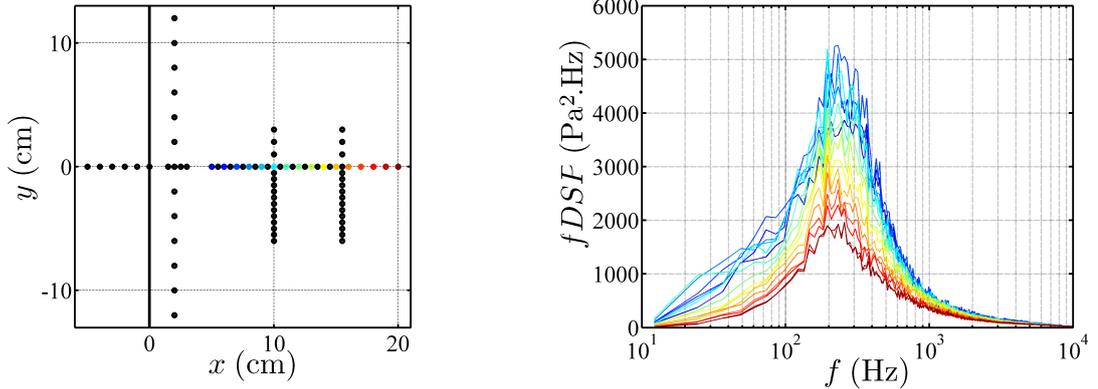


FIGURE 2.19: À gauche, positions spatiales de 16 capteurs de pressions longitudinaux dont les $fDSP$ respectives sont représentées sur la figure de droite. $U_\infty = 40$ m/s.

Les analyses temporelle (Cp') et spectrale ($fDSP$) ont été effectuées et confirment les travaux réalisés par différents auteurs. Les caractéristiques aérodynamiques de l'écoulement sur marche montante obtenues dans le cadre de ce travail semblent donc être bien conformes à la littérature. Une étude similaire est ensuite proposée dans le cas du MOPET.

2.3.2 Le corps 3D (MOPET)

2.3.2.1 Description de la maquette

Le MOPET est une maquette permettant l'étude des tourbillons coniques de type montant de baie. Ce corps a été proposé par Hoarau *et al.* [22] en collaboration avec le CNRT R2A (Recherche en Aérodynamique et Acoustique) afin de comprendre les phénomènes physiques engendrés par ce type de structure, dont la spécificité est de posséder un fort caractère tridimensionnel. Les arêtes de la maquette sont vives dans le but de favoriser les décollements latéraux. Pour plus de détails sur la conception de la maquette, se référer à Hoarau [21].

Initialement dans notre étude, la maquette était fixée au plancher avec un pied profilé placé sous le corps. Il s'est avéré que la source de bruit engendrée par le pied était trop proche du MOPET et rendait très difficile l'étude par antennerie acoustique des sources de bruit sur le corps. Il a alors été décidé de déporter le pied en aval, comme indiqué sur la Figure 2.20. Les dimensions de la maquette ainsi que celles du pied de support sont présentées sur la Figure 2.21. Le nez de la maquette est placé à 220 mm de la sortie de la veine de la soufflerie.

Afin de favoriser le développement de la turbulence, une bande rugueuse de 10 mm a été collée à l'avant de la maquette sur toute sa largeur à l'aide d'un scotch double face. Il s'agit d'une bande de transition (carborundum grain 40) permettant d'assurer la transition à la turbulence de la couche limite se développant sur la face avant de la maquette. En effet, Hoarau [21] a montré que dans le cas contraire, on observe l'émergence d'un décollement tridimensionnel au sommet de la rampe qui correspond à celui d'un



FIGURE 2.20: Position du pied profilé avant (gauche) et après (droite) sur le MOPET. L'ensemble du travail présenté dans ce mémoire est réalisé avec le pied profilé déporté en aval (image de droite). L'écoulement va de la gauche vers la droite.

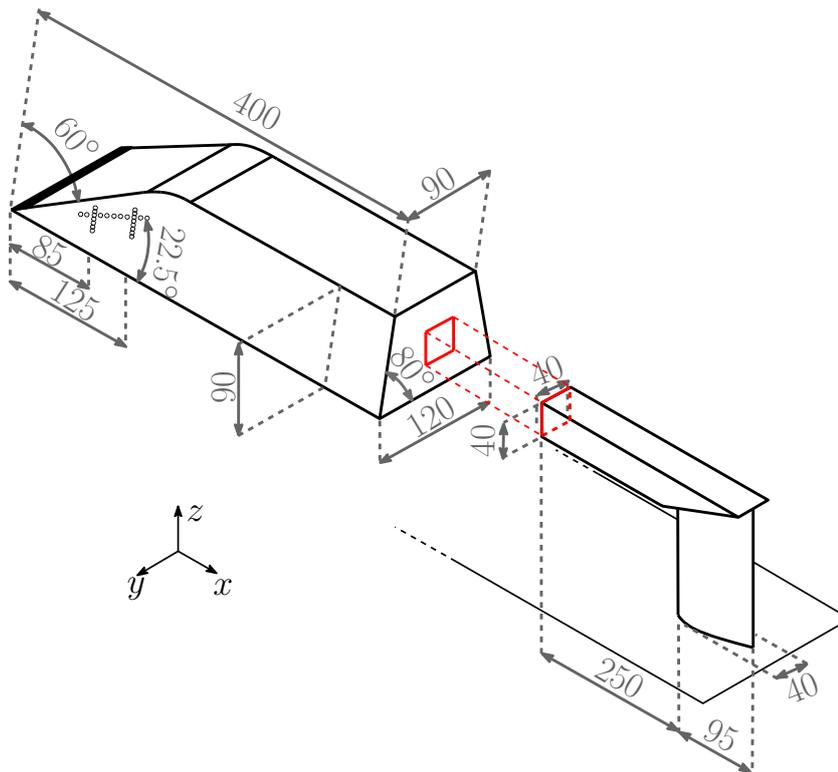


FIGURE 2.21: Dimensions du MOPET et du pied profilé. Dimensions en mm.

tourbillon de type trombe. Le déclenchement de la turbulence en amont de la maquette permet d'éviter ce phénomène et de favoriser le développement des tourbillons latéraux.

2.3.2.2 Analyse du champ de vitesse

Des mesures de vitesse autour de la maquette ont été effectuées dans 4 plans orthogonaux au montant de baie, comme indiqué sur la Figure 2.22. Ces plans ont été choisis car ils représentent des coupes du tourbillon quasiment orthogonales au développement longitudinal de la structure, permettant ainsi de repérer les différents mécanismes propres à cette structure tourbillonnaire. Il faut toutefois garder à l'esprit que les champs de vitesse présentés sont des représentations bidimensionnelles d'un phénomène fortement tridimensionnel. Les mesures ont été effectuées pour les trois vitesses d'écoulement amont $U_\infty = 30, 40$ et 50 m/s.

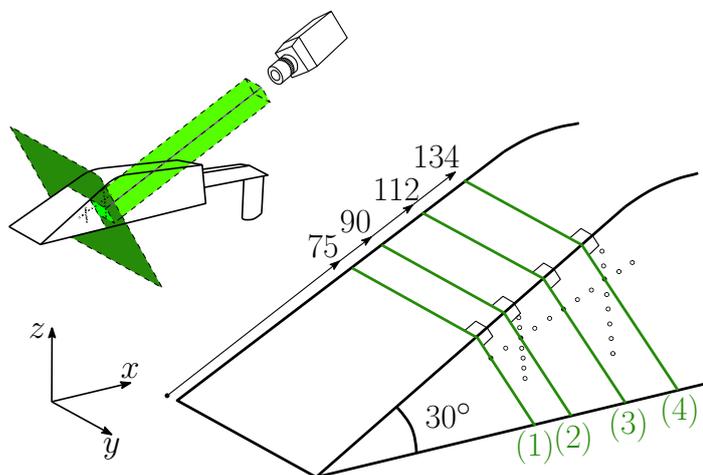


FIGURE 2.22: La position de la caméra par rapport aux plans PIV est représentée en haut. En bas figurent les positions des quatre plans PIV, orthogonaux au montant de baie. Dimensions en mm.

Comme on le voit sur la Figure 2.22, les plans PIV sont inclinés par rapport au repère $(x; y; z)$. On définit alors un nouveau repère $(x_\alpha; y_\alpha; z_\alpha)$ propre aux mesures par PIV qui est obtenu par une rotation de 30° du plan $(x; z)$ autour de l'axe y (voir Figure 2.23).

La PIV permet d'avoir accès à deux des trois composantes de la vitesse. En effet, un champ de vitesse complet possède trois composantes, que l'on sépare généralement en une composante moyenne et un terme de fluctuation (décomposition de Reynolds) :

$$\mathbf{V}(\mathbf{x}, t) = \begin{pmatrix} u_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ v_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ w_\alpha(\mathbf{x}, t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \overline{u_\alpha}(\mathbf{x}) + u'_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ \overline{v_\alpha}(\mathbf{x}) + v'_\alpha(\mathbf{x}, t) \\ \overline{w_\alpha}(\mathbf{x}) + w'_\alpha(\mathbf{x}, t) \end{pmatrix} \quad (2.13)$$

Dans notre cas, la composante u_α n'est pas mesurée, ce qui réduit notre connaissance du champ de vitesse aux deux autres composantes v_α et w_α . On s'intéresse alors

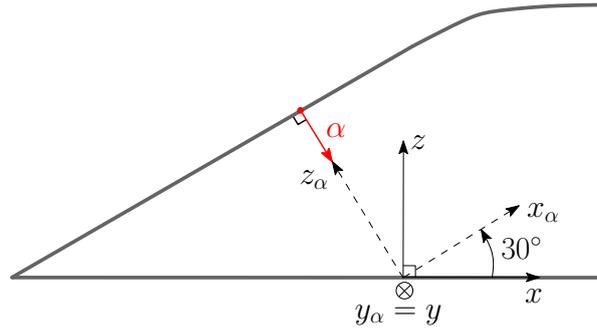


Figure 2.23: Définition du repère $(x_\alpha; y_\alpha; z_\alpha)$ propre aux mesures de vitesse. Ce repère est obtenu par une rotation du plan $(x; z)$ autour de l'axe y de 30° .

aux vitesses moyenne $\overline{V_m(\mathbf{x})}$ et fluctuante $V'_m(\mathbf{x})$ dans des coupes du tourbillon, dont les expressions sont :

$$\begin{cases} \overline{V_m(\mathbf{x})} = \sqrt{\overline{v_\alpha^2(\mathbf{x})} + \overline{w_\alpha^2(\mathbf{x})}} \\ V'_m(\mathbf{x}) = \sqrt{v_\alpha'^2(\mathbf{x}) + w_\alpha'^2(\mathbf{x})}, \end{cases} \quad (2.14)$$

où $\overline{v_\alpha^2(\mathbf{x})}$ et $\overline{w_\alpha^2(\mathbf{x})}$ représentent les carrés des composantes de vitesse fluctuante v_α et w_α moyennés sur 2500 échantillons temporels, afin que la convergence statistique nous permette d'aller jusqu'à l'ordre 2. On a ainsi accès aux valeurs moyenne et fluctuante de la vitesse.

Les champs de vitesse moyenne et fluctuante de $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t)$ sont représentés sur la Figure 2.24 pour le plan PIV n°(3) et pour les trois vitesses d'écoulement amont. Les cotes correspondant aux positions du centre et du recollement du tourbillon primaire y sont également reportées, respectivement en bleu et en rouge. La partie grisée sur les figures correspond à la paroi latérale de la maquette. L'échelle des couleurs représente les vitesses moyenne $\overline{V_m}$ et fluctuante V'_m normalisées par la vitesse moyenne de l'écoulement amont U_∞ . De plus, des pseudo-lignes de courant présentes sur toutes les images sont calculées à partir du champ moyen.

Il faut noter que la valeur maximale de la vitesse adimensionnée $\overline{V_m}/U_\infty$ reste constante avec le nombre de Reynolds, il en va de même pour la vitesse fluctuante adimensionnée V'_m/U_∞ . Cette invariance est aussi observée sur les autres plans PIV. Ceci traduit le fait que sur la gamme de vitesse étudiée il n'y a pas d'effet de Reynolds. Le comportement du fluide dans cette zone peut alors être décrit quel que soit la vitesse incidente. Les lignes de courant mettent clairement en évidence le tourbillon conique qui se développe le long du montant de baie. Cette structure qui prend naissance à l'arête se développe au fur et à mesure vers l'aval. Même si il s'agit là d'une représentation moyenne, les champs instantanés de vitesse font clairement apparaître cette structure.

Les marqueurs présents sur les champs de vitesse moyens, ciblant le centre du tourbillon mais également le recollement moyen sur la paroi, permettent d'affirmer que la position du tourbillon primaire est indépendante du nombre de Reynolds dans notre gamme de vitesses. En effet, les positions absolues du centre tourbillonnaire ainsi que du point

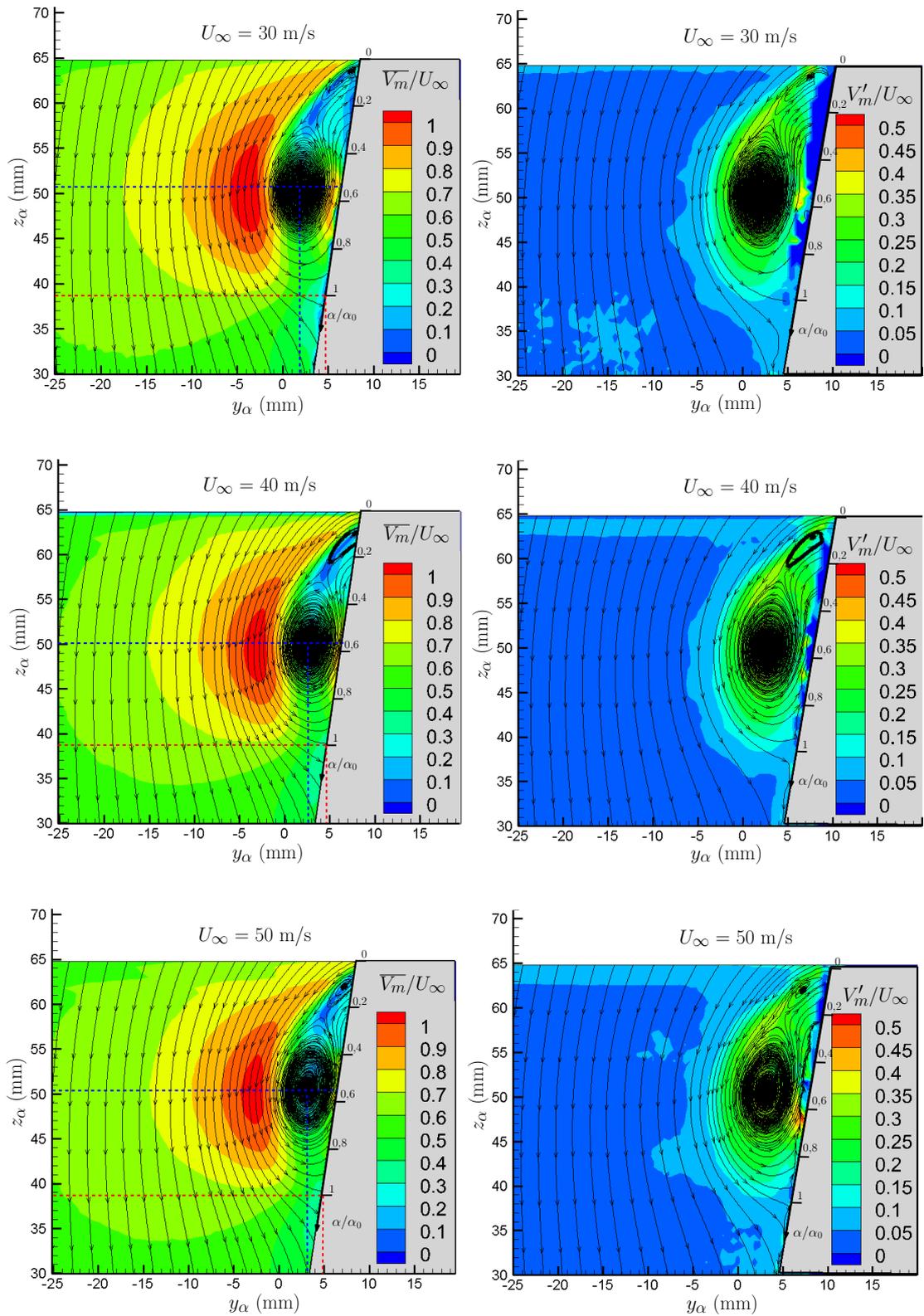


Figure 2.24: Profils de vitesse moyenne (gauche) et fluctuante (droite) du tourbillon dans le plan $(x_\alpha; y_\alpha)$ pour trois vitesses d'écoulement.

de recollement moyen sont les mêmes pour les trois nombres de Reynolds, respectivement $(x_\alpha; z_\alpha) = (2.50; 5.38)$ mm. La position du point de recollement dans ce plan est ainsi située en $\alpha_0 = 26$ mm. La valeur de l'angle de recollement moyen est alors, avec les notations de l'Annexe 1, $\theta_r = 17^\circ$. De la même manière, l'angle que forme le centre du tourbillon primaire avec la base de la maquette est de 22.5° . Ces résultats, proches de ceux obtenus par Moraes *et al.* [46], sont répertoriés sur la Figure 2.25.

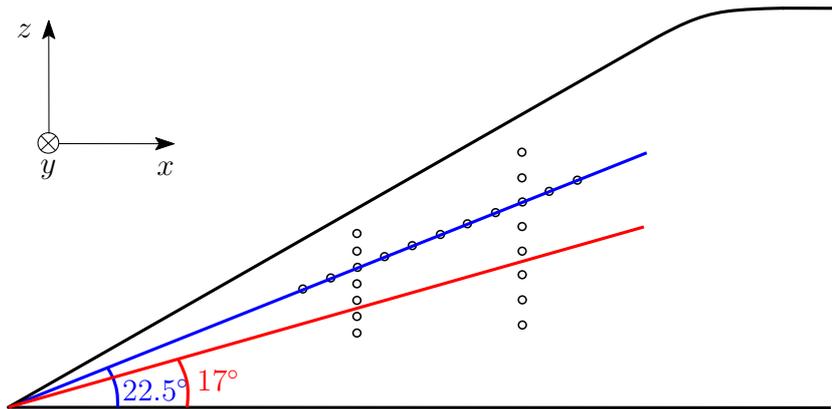


FIGURE 2.25: Positions du centre (bleu) et du recollement moyen (rouge) du tourbillon primaire sur la maquette pour les trois vitesses d'écoulement. Ces positions ont été estimées avec les champs de vitesse de la Figure 2.24.

Sur la Figure 2.24 (gauche) on voit très nettement la couche de cisaillement qui se forme dans la partie supérieure du tourbillon. Elle se traduit sur les champs fluctuants (droite) par la présence de maxima de fluctuations de vitesse (pouvant atteindre 40%). Partout ailleurs dans le tourbillon ces fluctuations sont homogènes (25-30%). Ces valeurs très importantes des fluctuations traduisent deux mécanismes : Le premier est une oscillation («*meandering*») de la structure autour de sa position moyenne. En effet, en observant les champs de vitesse instantanée on remarque que la position du centre du tourbillon varie légèrement, mettant en évidence un mouvement d'oscillation global de la structure. Tour à tour, le tourbillon s'écarte ou se rapproche de la paroi, se rapproche ou s'écarte de l'arête supérieure. N'ayant pas de mesures résolues dans le temps (TR-PIV) il nous a été impossible de déterminer si il existait une fréquence caractéristique de ce mouvement oscillant. Le second mécanisme vient des structures qui se forment au sein de la couche de cisaillement. En effet, des instabilités se développent puis sont convectées par l'écoulement moyen. Les tourbillons ainsi formés (de taille beaucoup plus petites que la structure principale) sont «*absorbés*» par la structure principale, augmentant ainsi localement les fluctuations de vitesse.

L'analyse des champs de vitesse a permis de mettre en évidence l'invariance de la position moyenne du tourbillon primaire (centre et recollement moyen) en fonction du nombre de Reynolds. De plus, les champs de vitesse fluctuante ont révélé la nature instationnaire de la structure tourbillonnaire. Les forts niveaux de vitesse fluctuante sont ainsi attribués à l'oscillation de la structure mais aussi à la convection de structures tourbillonnaires de

petite échelle. Les mesures de pression pariétale ont été effectuées simultanément avec les mesures PIV. La partie suivante s'intéresse aux empreintes de pression fluctuante sur la maquette mais également aux liens existant avec les champs de vitesse.

2.3.2.3 Analyse de la pression pariétale fluctuante

Les prises de pression pariétales sont réparties sur trois lignes principales représentées sur la Figure 2.26. Les lignes verticales L_1 et L_2 , situées respectivement à 85 et 125 mm du nez de la maquette, permettent de relever l'empreinte pariétale de la pression fluctuante dans des coupes du tourbillon. La ligne L_T (pour Ligne Tourbillonnaire) est située le long du coeur tourbillonnaire et fait un angle de 22.5° avec la base de la maquette. L'angle du coeur tourbillonnaire a d'abord été estimé par Moraes *et al.* [46] mais a également été retrouvé ici, comme le montre la Figure 2.25. Les positions exactes de toutes les prises de pression sont détaillées sur la Figure 2.26. Cependant, comme il l'a déjà été expliqué, l'encombrement des capteurs dans la maquette a restreint leur nombre à 8 pour une même mesure. Il a été choisi de travailler avec les 8 capteurs de la ligne L_2 , afin de comparer les résultats à ceux de la littérature. Les cotes exactes de ces 8 capteurs sont répertoriées dans la Table 2.1.

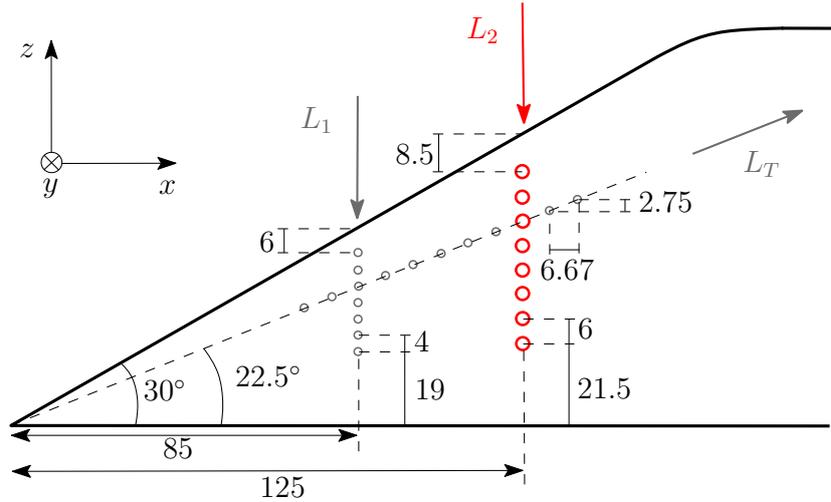


Figure 2.26: Positions des capteurs de pression pariétale et définition des lignes L_1 , L_2 et L_T . Seule la ligne L_2 est utilisée dans le cadre de cette étude. Dimensions en mm.

Indice capteur	$L_{2,1}$	$L_{2,2}$	$L_{2,3}$	$L_{2,4}$	$L_{2,5}$	$L_{2,6}$	$L_{2,7}$	$L_{2,8}$
x (mm)	125	125	125	125	125	125	125	125
z (mm)	63.5	57.5	51.5	45.5	39.5	33.5	27.5	21.5

TABLE 2.1: Tableau récapitulatif des positions des prises de pression sur la ligne L_2 du MOPET. L'origine est prise au nez de la maquette.

Étant donné que les lignes de capteurs pariétaux ne sont pas alignées avec les plans PIV des champs de vitesse, il faut définir deux axes :

- l’axe α qui est aligné avec les champs de vitesse PIV (orthogonal au montant de baie frontal),
- l’axe ϵ qui est aligné avec la ligne de capteurs verticale L_2 .

Ces deux axes, représentés sur la Figure 2.27, prennent leur origine sur l’arête du montant de baie. Même si les mesures de vitesse et de pression pariétale ne sont pas effectuées dans des plans identiques, il est toutefois possible, sous certaines hypothèses, de reporter les mesures de vitesse de l’axe α sur l’axe des prises de pression ϵ . Le lien existant entre ces deux axes est détaillé en Annexe 1.

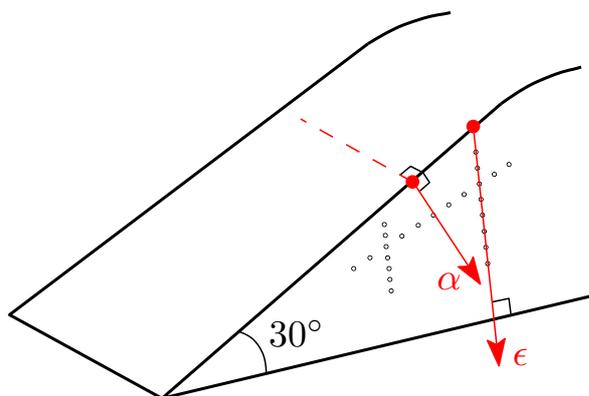


Figure 2.27: Définition des axes α et ϵ . L’axe α est aligné avec les plans PIV et l’axe ϵ avec la ligne de pression pariétale verticale L_2 .

Coefficient de pression fluctuante Cp'

Les valeurs du coefficient de pression fluctuante Cp' sur la ligne de capteurs L_2 sont représentées sur la Figure 2.28 pour les trois vitesses d’écoulement en fonction de ϵ/ϵ_0 , la position ϵ_0 du recollement moyen ayant été estimée précédemment par PIV et valant $\epsilon_0=34$ mm sur la ligne L_2 .

Malgré la faible résolution spatiale (huit capteurs), l’existence de deux pics de Cp' est clairement observée sur la Figure 2.28. Ils se situent aux abscisses $\epsilon/\epsilon_0 = 0.43$ et 0.78 . Moraes *et al.* [46] ont trouvé des résultats similaires sur une configuration très proche de la nôtre. Comme il l’a déjà été expliqué dans la section 1.3.2, les maxima de Cp' caractérisent les emplacements des plus forts gradients de Cp .

Il peut à présent être intéressant de relier les pics de Cp' de la partie précédente aux champs de vitesse afin de déterminer les structures de l’écoulement à l’origine des fluctuations de pression pariétale. Avec les calculs effectués dans l’Annexe 1, on peut montrer que les positions des maxima de Cp' $\epsilon/\epsilon_0 = 0.43$ et 0.78 correspondent respectivement aux abscisses $\alpha/\alpha_0 = 0.40$ et 0.75 des champs de vitesse. Le premier pic de Cp' est ainsi localisé dans la zone de détachement moyen du tourbillon secondaire tandis que le second est situé légèrement au-dessus du recollement moyen du tourbillon primaire. Le chapitre

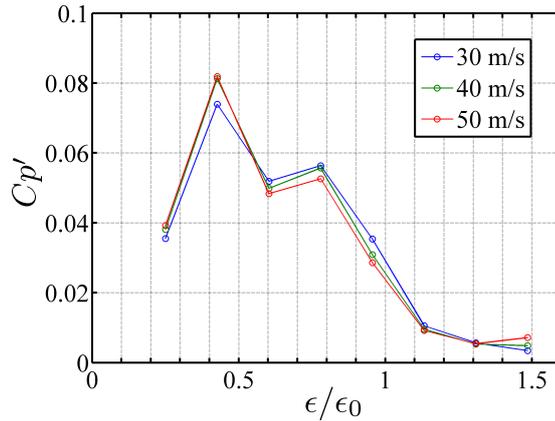


Figure 2.28: Cp' le long de la ligne L_2 pour trois vitesses d'écoulement $U_\infty = 30, 40$ et 50 m/s.

précédent (voir 1.4.2) a montré que les mêmes résultats ont été obtenus par Moraes *et al.* [46] sur une maquette de géométrie identique. Cela signifie que ces deux régions présentent un fort caractère instationnaire et sont également responsables des efforts aérodynamiques importants présents sur les parois du modèle.

Analyse spectrale

La Figure 2.29 permet d'observer les spectres de $fDSP$ mesurés par les huit capteurs de pression pariétale sur la ligne L_2 . Il faut noter que les oscillations apparaissant sur toutes les courbes à partir de 4 kHz ne sont pas physiques et proviennent d'une difficulté rencontrée lors de l'étalonnage, rendant impossible la correction au-delà de 4 kHz. On observe que les spectres les plus énergétiques sont ceux liés aux capteurs $L_{2,2}$ et $L_{2,4}$. Ils possèdent trois contributions principales :

- (i) une contribution basse fréquence sur $[200 ; 700]$ Hz,
- (ii) une contribution moyenne fréquence sur $[700 ; 2000]$ Hz,
- (iii) une contribution à fréquence plus élevée sur $[2000 ; 4000]$ Hz.

Des résultats similaires ont été retrouvés dans la littérature par Hoarau *et al.* [22] et Moraes *et al.* [46]. Hoarau a conclu que ces contributions sont respectivement dues à (i) un louvoisement global du tourbillon conique, (ii) à l'enroulement de la nappe décollée, et (iii) à une turbulence à plus fine échelle traduisant l'épanouissement longitudinal de la structure.

En conclusion, des validations de nos mesures ont été effectuées en comparant à la fois les coefficients de pression fluctuante Cp' et les $fDSP$ des mesures de pression pariétale avec ceux présents dans la littérature pour la marche montante et pour le MOPET. Une bonne conformité avec les résultats issus de la littérature a été observée. De plus, dans le cas du tourbillon conique, des mesures de vitesse par PIV ont permis d'identifier les structures de l'écoulement responsables des forts niveaux de pression en paroi : il s'agit de

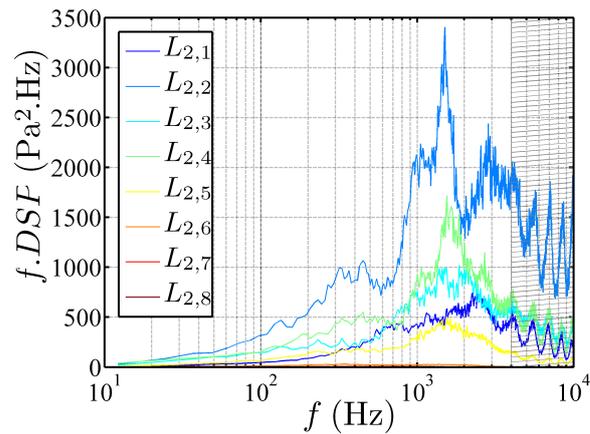


Figure 2.29: $fDSP$ des huit capteurs de L_2 sur le MOPET. La zone grisée correspond à la gamme de fréquence pour laquelle la correction à partir des mesures d'étalonnage n'est pas validée. $U_\infty = 40$ m/s.

la région située au-dessus du recollement moyen du tourbillon primaire et de la région décollée du tourbillon secondaire. Tous ces éléments permettent de confirmer la validité des mesures effectuées dans ce mémoire.

Il est à présent possible d'appliquer les traitements de localisation de source acoustique développés dans ce travail à nos mesures sur la marche montante et sur le MOPET. Le chapitre suivant est ainsi consacré à la description de ces traitements et à leur validation sur des cas simples.

La formation de voies (FV)

La formation de voies (FV), ou *Beamforming* dans la littérature anglo-saxonne, est une technique de localisation de source acoustique qui permet, à partir d'une antenne de microphones (i.e. d'un ensemble de microphones répartis dans l'espace), de déterminer la position et l'intensité d'une ou plusieurs source(s) de bruit à partir du déphasage entre les signaux microphoniques. Après une brève introduction historique, les différentes équations ainsi que les caractéristiques propres à cette technique seront explicitées. Des validations à la fois numériques et expérimentales permettront alors de valider les programmes de FV. Enfin, une description des traitements à appliquer dans le cas de mesures en soufflerie viendra compléter ce chapitre dédié à la FV.

La première utilisation connue d'une antenne acoustique date de la première guerre mondiale. Pour détecter l'arrivée d'avions ennemis, les Français avaient mis en place un dispositif composé de deux antennes de six microphones chacune (voir Figure 3.1). Les deux antennes en forme d'hexagone étaient reliées aux deux oreilles de l'utilisateur par l'intermédiaire d'un guide d'onde acoustique, multipliant ainsi par dix ses capacités auditives. En faisant varier la direction de focalisation des deux antennes, on pouvait déterminer la direction d'arrivée des avions ennemis. Dans ce cas, l'antenne de microphone était utilisée comme un filtre spatial, car elle amplifie les ondes sonores provenant d'une direction donnée. Le SONAR (SOund Navigation And Ranging) est un autre exemple de filtrage spatial car il effectue également un balayage de l'espace avec un émetteur et permet de retrouver la position d'objets sous-marins, à la différence près que son fonctionnement est basé sur le temps de propagation d'une onde émise par l'appareil puis réfléchi sur l'objet en question.

En 1974, Billingsley et Kinns [5] publient ainsi les premiers résultats de localisation de source acoustique appliquée au moteur à réaction du Concorde (Rolls-Royce/SNECMA Olympus). Ils effectuent leurs mesures avec une antenne linéaire de 14 microphones régulièrement espacés qu'ils nomment le « *télescope acoustique* ». Les signaux sont échantillonnés à 20 kHz et stockés sur un ordinateur d'une mémoire vive de 48 ko avec une résolution de 8 bits. Le résultat, affiché sur la Figure 3.2, est présenté sous la forme d'une

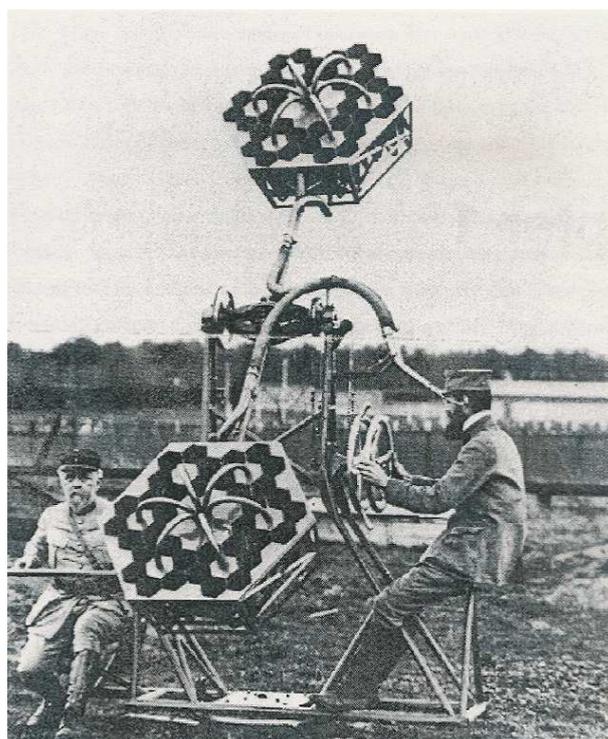


FIGURE 3.1: Photographie d'une antenne acoustique utilisée par les Français pendant la première Guerre Mondiale pour détecter au loin l'arrivée d'avions ennemis. Ce système a été développé par le Sergent Jean-Baptiste Perrin (à droite) qui reçut le prix Nobel de physique en 1926 pour ses travaux expérimentaux sur la théorie des atomes. D'après Johnson & Dudgeon [28].

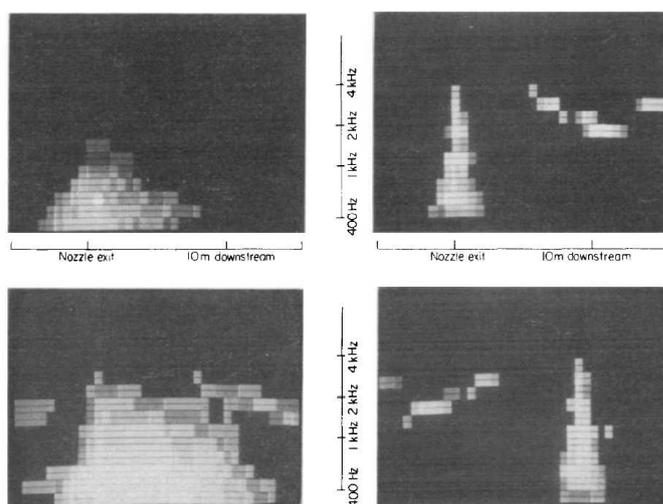


Figure 10. Colour television displays for loudspeaker calibrations and 2 engine conditions. Top left, loudspeaker 1; Bottom left, loudspeaker 2. Top right, low power; Bottom right, high power.

FIGURE 3.2: Cartographies des sources de bruit obtenues avec le « *télescope acoustique* » de Billingsley et Kinns [5] sur des haut-parleurs (à gauche) et un moteur à réaction (à droite).

cartographie de pixels dont les niveaux de gris représentent l'intensité du bruit en fonction de la position (en abscisse) et de la fréquence (en ordonnée). Par exemple, lorsque le moteur fonctionne à moindre puissance (en haut à droite de la Figure 3.2) la source de bruit dominante est située à la sortie du jet et la contribution fréquentielle est large-bande.

Depuis, de nombreux progrès ont été réalisés en terme de performances informatiques, ce qui permet aujourd'hui d'augmenter la fréquence d'échantillonnage, la résolution spatiale, le nombre de microphones et dans le même temps de diminuer significativement les temps de calcul. Actuellement, le résultat issu de la FV se présente sous la forme d'une cartographie sur laquelle figurent un lobe principal situé à la position de la source et des lobes secondaires répartis tout autour. Des exemples seront affichés dans la suite de ce travail.

En premier lieu, la méthode de FV sera présentée de manière fondamentale dans ses versions temporelle et fréquentielle. Les principales caractéristiques propres à cette technique seront ensuite détaillées et permettront d'aboutir à une géométrie d'antenne adaptée au cas de cette étude. La FV sera utilisée dans ses deux versions, temporelle et fréquentielle, qui nécessiteront d'être validées à partir de signaux numériques et réels. Enfin, des traitements propres à la FV pour des mesures en soufflerie seront présentés en fin de chapitre et permettront de faire la transition vers les chapitres suivants consacrés aux résultats obtenus avec cette technique sur les deux maquettes étudiées dans ce mémoire.

3.1 Présentation de la méthode

Dans la plupart des cas, la FV est utilisée dans le but de localiser une ou plusieurs sources de bruit à partir de signaux enregistrés avec une antenne de microphones. Les signaux microphoniques de l'antenne sont corrigés en amplitude et en phase pour permettre de retrouver la position et l'intensité exactes de la source. Cette méthode fait l'hypothèse que la source est ponctuelle et monopolaire.

Les équations de la FV sont développées dans de nombreux ouvrages : la présentation qui suit est inspirée des travaux de Johnson [28] et Koop [34].

3.1.1 La FV dans le domaine temporel

L'équation d'onde traduit la propagation sphérique dans l'espace (repéré par le vecteur position \mathbf{r}) et dans le temps (t) des fluctuations de pression acoustique $p'_a(\mathbf{r}, t)$ générées par une source :

$$\left(\Delta - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p'_a(\mathbf{r}, t) = q(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_q), \quad (3.1)$$

$q(t)$ modélisant l'évolution temporelle d'une source acoustique ponctuelle localisée en $\mathbf{r} = \mathbf{r}_q$, c_0 étant la vitesse du son dans l'air au repos et Δ étant l'opérateur Laplacien. On peut montrer que la solution de l'équation (3.1) en condition de champ libre au point récepteur repéré par \mathbf{r} est donnée par :

$$p'_a(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q\|}{c_0}\right)}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_q\|}. \quad (3.2)$$

Il faut remarquer ici que l'expression de cette solution fait l'hypothèse d'ondes sphériques. En pratique, la mesure de la pression s'effectue avec une antenne acoustique composée de M microphones. La pression captée par le $m^{\text{ième}}$ microphone ($m \in \llbracket 1; M \rrbracket$) est alors :

$$p'_a(\mathbf{r}_m, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}{c_0}\right)}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}. \quad (3.3)$$

Cette dernière expression de la pression acoustique nous montre que le $m^{\text{ième}}$ microphone reçoit l'information provenant de la source q avec :

- un temps de retard $\tau_{m,q} = \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}{c_0}$,
- une diminution de niveau selon le facteur $\frac{1}{4\pi \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}$, due à la divergence géométrique de l'onde sphérique.

Les temps de retard et les niveaux mesurés varient donc d'un microphone à l'autre. En supposant alors qu'une source potentielle est localisée en \mathbf{r}_F , la réponse de l'antenne par FV pour ce point de focalisation est alors obtenue par :

$$z(\mathbf{r}_F, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_F) p'_a(\mathbf{r}_m, t + \tau_{m,F}), \quad (3.4)$$

avec :

- la correction d'amplitude $w(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_F) = 4\pi \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\|$,
- la correction de retard $\tau_{m,F} = \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\|}{c_0}$.

$z(\mathbf{r}_F, t)$ est la réponse de l'antenne par FV temporelle focalisée au point F. En combinant les équations (3.3) et (3.4), il vient :

$$\begin{aligned} z(\mathbf{r}_F, t) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_F) \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}{c_0} + \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\|}{c_0}\right)}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|} \\ &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_F) \frac{1}{4\pi} \frac{q(t - \tau_{m,q} + \tau_{m,F})}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|}, \end{aligned} \quad (3.5)$$

où $\tau_{m,q}$ représente le retard entre la source et le $m^{\text{ième}}$ microphone. Cette écriture permet de constater que :

- si $\mathbf{r}_F = \mathbf{r}_q$ les signaux des M microphones sont en phase et la somme est le résultat d'interférences constructives,
- si $\mathbf{r}_F \neq \mathbf{r}_q$ les signaux des M microphones sont déphasés et la somme est faible (interférences destructives).

En effet, lorsque le point de focalisation \mathbf{r}_F coïncide avec la position de la source \mathbf{r}_q , l'expression (3.5) devient :

$$\begin{aligned}
z(\mathbf{r}_F = \mathbf{r}_q, t) &= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M 4\pi \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\| \frac{1}{4\pi} \frac{q(t - \tau_{m,q} + \tau_{m,q})}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_q\|} \\
&= \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M q(t) \\
&= q(t).
\end{aligned} \tag{3.6}$$

On démontre ainsi que la réponse de l'antenne est en théorie égale au signal $q(t)$ lorsque le point de focalisation \mathbf{r}_F coïncide avec la position de la source \mathbf{r}_q .

Le filtrage spatial

La méthode du filtrage spatial [28], introduite en début de chapitre, peut être utilisée ici en complément de la méthode de FV fréquentielle. Le filtrage spatial permet en plus d'avoir accès au signal temporel de la source, en focalisant l'antenne sur la position estimée de la source par FV. Il consiste à calculer la fonction $z(\mathbf{r}_F, t)$ de l'équation (3.4) pour le vecteur \mathbf{r}_F correspondant à la position de la source estimée par FV. Sur le schéma de la Figure 3.3, N microphones mesurent dans un premier temps les signaux $p_i(t)$ provenant d'une source S positionnée en \mathbf{r}_S (image de gauche). Entre temps, l'utilisation de la FV fréquentielle a permis d'estimer la position de cette source \mathbf{r}'_S ($\simeq \mathbf{r}_S$). Le filtrage spatial (image de droite) consiste alors à focaliser les signaux $p_i(t)$ des N microphones sur la position de la source estimée S' en retardant chaque microphone avec le temps de propagation τ'_i correspondant (estimé géométriquement). Le résultat du filtrage spatial peut alors s'exprimer par :

$$p_{S'} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N p_i(t - \tau'_i) \tag{3.7}$$

On obtient ainsi un signal temporel qui correspond à la contribution de l'ensemble des microphones de l'antenne focalisée sur la position de la source. Ce signal filtré spatialement est en théorie égal au signal d'évolution temporelle de la source, comme l'équation (3.6) l'a déjà montré.

Le calcul par FV dans le domaine temporel permet de connaître la réponse de l'antenne à chaque instant. Or, dans le cas de signaux aléatoires stationnaires, on préfère travailler dans le domaine spectral afin de pouvoir bénéficier de traitements par moyennes d'ensembles. La partie suivante est ainsi consacrée au développement de l'algorithme de

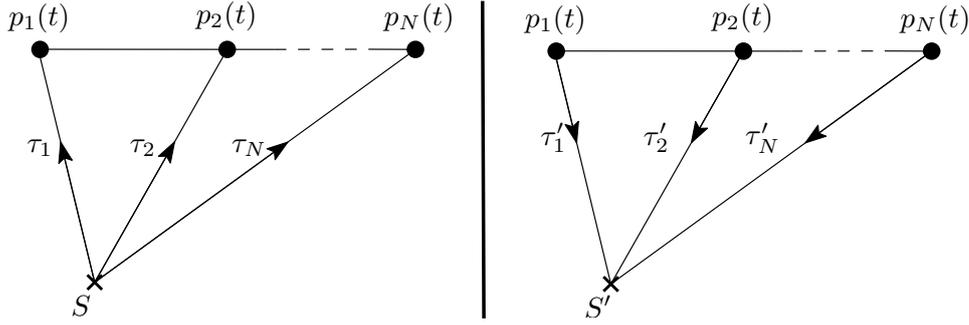


FIGURE 3.3: Schéma présentant la méthode du filtrage spatial. À gauche, les N microphones enregistrent le signal de la source S . À droite, les signaux mesurés sont filtrés spatialement sur la position \mathbf{r}'_S de la source S' préalablement localisée par FV.

FV dans le domaine fréquentiel. En outre, la méthode du filtrage spatial de l'antenne a été décrite et sera un outil important dans les études ultérieures. Celui-ci s'utilise une fois que la position de la source acoustique a été détectée par FV; il permet d'estimer le signal temporel issu de cette source de bruit.

3.1.2 La FV dans le domaine fréquentiel

Dans le cas où les sources sonores sont stationnaires, la méthode de FV dans le domaine spectral est plus adaptée car elle permet d'aboutir à une imagerie de la source par bande de fréquence : on parle alors de FV fréquentielle. L'expression de la réponse de l'antenne dans le domaine spectral découle de l'application de la transformée de Fourier à l'équation (3.4). Elle prend alors la forme suivante :

$$\mathbf{Z}(\mathbf{r}_F, f) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_m, \mathbf{r}_F) P_a(\mathbf{r}_m, \omega) \exp(j2\pi f \tau_{m,F}). \quad (3.8)$$

f représente la fréquence de l'onde, $P_a(\mathbf{r}_m, \omega)$ est la transformée de Fourier du signal $p'_a(\mathbf{r}_m, t)$ et j est le nombre imaginaire. On note l'apparition de termes exponentiels qui viennent du fait que la transformée de Fourier d'un signal retardé est égale au produit de la transformée de Fourier du signal initial par une exponentielle dont l'argument est une phase proportionnelle au retard temporel. La figure de directivité dans le domaine spectral est alors définie comme étant :

$$\mathbf{Z}^2(\mathbf{r}_F, f) = \mathbf{Z}(\mathbf{r}_F, f) \mathbf{Z}^*(\mathbf{r}_F, f) = \frac{\mathbf{e}^T \mathbf{W} \mathbf{G} \mathbf{W}^T \mathbf{e}}{M^2}, \quad (3.9)$$

avec :

$$\mathbf{e}(f) = \begin{pmatrix} \exp(j2\pi f \tau_{1,F}) \\ \vdots \\ \vdots \\ \vdots \\ \exp(j2\pi f \tau_{M,F}) \end{pmatrix} \quad (3.10)$$

$$\mathbf{W} = \begin{pmatrix} w(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_F) & \dots & 0 \\ \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & \dots & w(\mathbf{r}_M, \mathbf{r}_F) \end{pmatrix} \quad (3.11)$$

$$\mathbf{G}(f) = [S_{m,n}(f)]_{1 \leq m,n \leq M}. \quad (3.12)$$

Les exposants $*$ et T représentent respectivement les opérateurs complexe conjugué et transposée conjugué. $\mathbf{e}(f)$ et \mathbf{W} sont respectivement appelés vecteur directivité et matrice de pondération. Dans ce mémoire, les valeurs de la matrice de pondération sont toutes prises égales à 1, la décroissance géométrique n'étant alors pas prise en compte. Cela implique que les niveaux affichés sur les cartographies sont ceux directement reçus par les microphones de l'antenne. $S_{m,n}(f)$ est la densité interspectrale entre les signaux reçus par les microphones m et n , et $\mathbf{G}(f)$ est appelée la matrice interspectrale.

Le but de la FV est de retrouver la position et le niveau de la source q . Le calcul de la fonction $\mathbf{Z}^2(\mathbf{r}_F, f)$ est alors effectué en considérant un grand nombre de points de focalisation répartis dans l'espace dans une zone contenant la source que l'on cherche. Lorsque l'antenne de microphones est en deux dimensions, comme c'est le cas dans cette étude, cette zone est généralement un plan que l'on appelle plan de focalisation (cf. Figure 3.4). La distance séparant le plan de l'antenne du plan de focalisation est appelée la distance source-antenne. Ce plan de focalisation constitue ainsi un maillage spatial dont les points correspondent à des positions de sources potentielles. Le calcul par FV consiste à focaliser les microphones de l'antenne en chacun de ces points et à déterminer lequel correspond à la position réelle de la source. Par «*focaliser l'antenne en un point*» on entend corriger les signaux de tous les microphones en amplitude et en retard pour faire comme si la source provenait réellement de ce point afin que les signaux corrigés soient en phase. Un exemple de résultat obtenu par FV est représenté sur la Figure 3.4 pour une source placée au centre du plan de focalisation.

Critère de bande étroite

En théorie, la figure de directivité issue du tracé de la fonction \mathbf{Z}^2 (équation (3.9)) est calculée pour une fréquence f donnée. En pratique, le calcul peut être effectué sur une bande de fréquence, à condition de respecter le critère de bande étroite [64] :

$$B\Delta\tau_{max} \ll 1, \quad (3.13)$$

où B est la largeur de bande (en Hz) et $\Delta\tau_{max}$ est le temps de propagation (en s) lié à la distance entre la source et le microphone de l'antenne le plus éloigné de celle-ci. En travaillant toujours avec une antenne de M microphones, ce dernier terme peut s'exprimer comme ceci :

$$\Delta\tau_{max} = \max(\Delta\tau_{m,n})_{1 \leq m,n \leq M} = \max \left(\frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n\|}{c_0} \right)_{1 \leq m,n \leq M} \quad (3.14)$$

Finalement, le critère de bande étroite peut se traduire par :

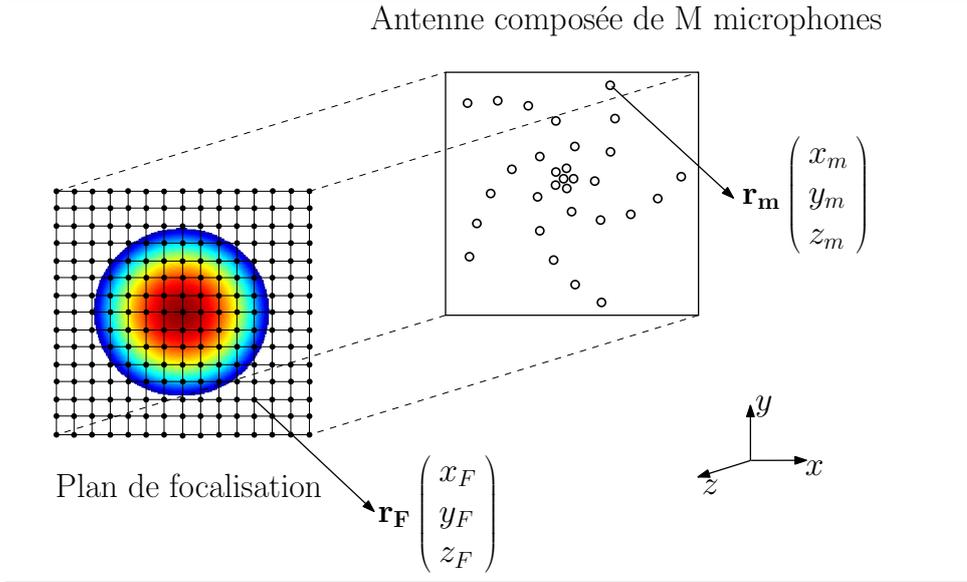


FIGURE 3.4: Schéma de principe de la localisation de source par FV dans le cas de cette étude (2D). Ici la source est située au centre du plan de focalisation.

$$B \ll \frac{c_0}{\max(\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n\|)_{1 \leq m, n \leq M}} \quad (3.15)$$

On verra qu'avec l'antenne choisie dans la suite de ce travail, la largeur de bande B peut être prise égale à 100 Hz. Cela signifie que les calculs par FV ne sont pas effectués à une fréquence exacte mais sur une bande de largeur 100 Hz centrée sur la fréquence d'intérêt. Par exemple un résultat de FV à 2 kHz signifie qu'il a été effectué sur la bande [1950 ; 2050] Hz.

Les principes du calcul par FV fréquentielle ont été exposés ici. Cette méthode est utilisée dans le cas de signaux aléatoires stationnaires. Les cartographies sont ici tracées par bande de fréquence, la largeur des bandes étant déterminée par le critère de bande étroite.

3.2 Caractéristiques de la FV

Cette partie vise à définir le vocabulaire propre à la FV et à comprendre les principales caractéristiques de cette technique. Le choix d'une antenne adaptée à notre cas d'étude sera fait à la fin de cette partie.

3.2.1 Résolution

Un exemple de figure de directivité est donné sur la Figure 3.5. La source sonore est simulée numériquement et placée au centre du plan de focalisation en $(x; y) = (0; 0)$. L'amplitude du signal est imposée sur chaque microphone avec une valeur de 1 Pa RMS. La décroissance géométrique n'est pas prise en compte dans le calcul. L'antenne utilisée

est distante de 1 m de la source et le choix de sa géométrie (antenne logarithmique en spirale de cinq branches composée de six microphones par branche) sera expliqué dans la partie 3.3. Le plan de focalisation s'étend sur $x \in [-0.5; 0.5]$ m et $y \in [-0.5; 0.5]$ m. Ici, la référence choisie pour le calcul en dB (décibel) est volontairement prise comme la valeur de l'amplitude maximale du signal, ce qui permet d'avoir un pic à 0 dB. Le calcul est effectué pour une fréquence d'analyse de 3 kHz.

Nous observons la présence d'un lobe principal au centre (position de la source en rouge) et de lobes secondaires (sources fictives en jaune) sur la Figure 3.5 (a). La deuxième figure représente la vue qui sera privilégiée dans la majeure partie de ce rapport, à savoir une cartographie plane de la réponse de l'antenne.

La performance de la FV est directement liée à la taille du lobe principal. En effet, plus ce lobe est étendu, moins la localisation est précise. On définit ainsi la résolution d'une antenne comme la largeur du lobe principal à -3 dB (ou, en échelle linéaire, au niveau pour lequel l'amplitude est divisée par $\sqrt{2}$). La résolution est représentée sur la Figure 3.5 (c), en réduisant la dynamique de la cartographie à 3 dB. La largeur du lobe, ou résolution, vaut alors 12 cm dans cet exemple. Pour une antenne linéaire uniforme, c'est-à-dire une ligne de microphones espacés régulièrement, la résolution peut s'exprimer comme [10] :

$$\text{Résolution (m)} = \frac{H\lambda}{L\cos^3\theta} = \frac{Hc_0}{fL\cos^3\theta}, \quad (3.16)$$

avec :

- H la distance source antenne (m),
- $\lambda = \frac{c_0}{f}$ la longueur d'onde de la source sonore (m) et f sa fréquence (Hz),
- L l'envergure de l'antenne (m), i.e. la distance séparant les deux microphones les plus éloignés,
- θ l'angle entre l'axe orthogonal au plan de l'antenne et la droite reliant la source au centre de l'antenne ($^\circ$).

L'ensemble de ces paramètres est représenté sur la Figure 3.6. Comme la résolution correspond à la largeur du lobe principal, on cherche à la minimiser pour que la localisation soit la plus précise possible. La résolution sera donc d'autant meilleure qu'elle sera faible. Ainsi, les meilleurs résultats seront obtenus si :

- l'antenne est proche de la source (H petit, tout en se trouvant par hypothèse dans le champ lointain). Expérimentalement, il faut trouver un compromis car il faut se rapprocher suffisamment de la source tout en évitant que les microphones soient perturbés par l'écoulement étudié.
- la fréquence d'observation est élevée (f grand). En effet, comme on le verra par la suite, une source émettant en basse fréquence fournit une tache de focalisation plus étendue qu'en hautes fréquences.
- l'envergure de l'antenne est élevée (L grand). La partie suivante explique l'importance de l'envergure sur la détection des basses fréquences.
- la source est en face du centre de l'antenne (θ petit). Une source excentrée par rap-

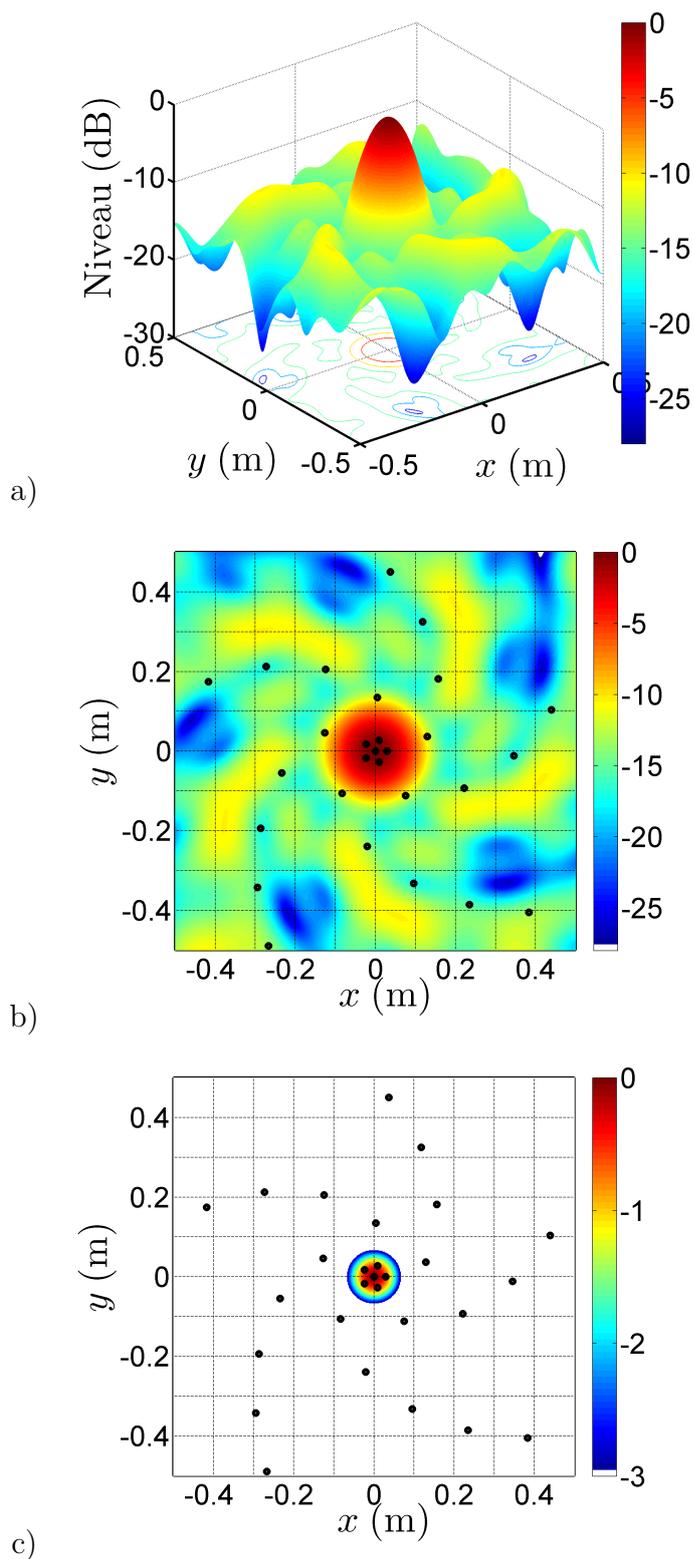


FIGURE 3.5: Figure de directivité avec une vue 3D (a) et plane (b). La largeur du lobe à -3 dB (i.e. la résolution de l'antenne) est représentée en c) et vaut 12 cm dans cet exemple. Les points noirs représentent la position des microphones. La distance source antenne est de 1 m. Niveau en dB, la référence est l'amplitude maximale du signal source.

port au centre de l'antenne produit une tache de focalisation plus étendue que si elle est centrée.

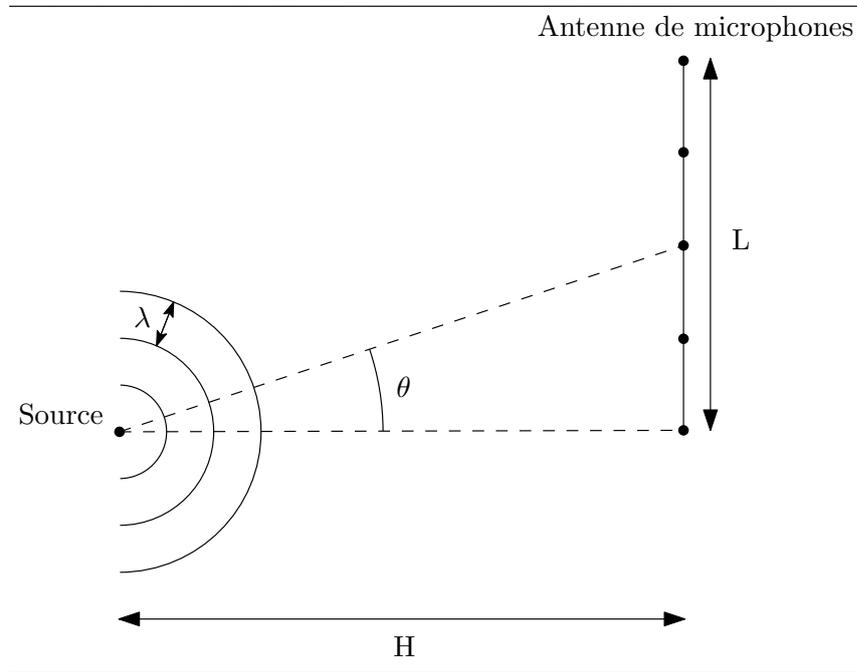


FIGURE 3.6: Schéma représentant les principaux paramètres ayant une influence sur la résolution de l'antenne (cf. équation (3.16)). Ici, l'antenne est composée de 5 microphones.

Dans le cas où l'antenne n'est pas linéaire uniforme, il n'existe pas d'expression analytique simple de la fonction de résolution. Cependant, les remarques précédentes visant à améliorer la résolution restent toujours valables.

3.2.2 Domaine de fréquence opérationnel

La gamme de fréquences observables par FV est directement liée à l'espacement entre les microphones : des microphones très resserrés permettent de localiser des phénomènes à haute fréquence (faible longueur d'onde) et inversement. Pour une antenne linéaire uniforme, la gamme de fréquence observable peut-être définie par les limites haute et basse suivantes [52] :

$$F_{min} = \frac{c_0}{L} \quad \text{et} \quad F_{max} = \frac{c_0}{2d}, \quad (3.17)$$

où L est l'envergure de l'antenne et d l'espacement minimal entre les microphones (cf. équation (3.16)).

La limite basse fréquence est conditionnée par l'envergure de l'antenne. En revanche, la fréquence maximale d'observation est définie par un critère de Shannon spatial. En effet, en traitement du signal, le critère de Shannon-Nyquist [52] définit la plus haute

fréquence observable d'un signal discret comme étant la moitié de sa fréquence d'échantillonnage. De la même manière, la plus petite distance entre les microphones définit une fréquence d'échantillonnage spatiale. La fréquence maximale observable avec l'antenne est alors la moitié de cette fréquence d'échantillonnage. Comme dans la partie précédente, il faut garder à l'esprit que ces conditions sont vraies pour des antennes linéaires uniformes. Pour des géométries d'antenne plus complexes, l'évaluation de la plage de fréquence opérationnelle demande une étude spécifique.

Cette partie a permis de dresser les principales caractéristiques de la FV. Les expressions de la résolution, i.e. la largeur du lobe principal, et des limitations en fréquence de l'antenne ont été présentées dans le cas d'une antenne linéaire uniforme. Il s'agit à présent de déterminer une géométrie d'antenne qui s'adapte au cas pratique de ce travail, à savoir le bruit aérodynamique généré par un écoulement massivement décollé sur une paroi.

3.3 Choix d'une géométrie d'antenne

Lorsqu'on travaille avec la FV, le choix de la géométrie de l'antenne est une étape cruciale. Comme il l'a été expliqué précédemment, la disposition des microphones et notamment leur espacement a une influence directe sur les longueurs d'onde observables. On comprend donc que la géométrie de l'antenne doit s'adapter au type de source étudiée.

3.3.1 Application au cas de cette étude

L'étude proposée dans ce mémoire concerne le bruit aérodynamique généré par un décollement massif sur un obstacle qui engendre de forts niveaux de fluctuations de pression pariétale. La signature acoustique de ce type d'écoulement est connue pour être large bande en fréquence, typiquement de quelques centaines de Hz à plusieurs kHz ([2],[19],[35]). Il faut alors optimiser l'antenne de manière à pouvoir observer une large gamme de fréquences. Idéalement, les microphones de l'antenne doivent répondre aux trois critères suivants :

- (i) posséder des espacements inter-capteurs suffisamment faibles pour pouvoir localiser des phénomènes haute fréquence,
- (ii) avoir une envergure suffisamment importante pour pouvoir localiser des phénomènes en basse fréquence,
- (iii) posséder des distances inter-capteurs diverses et non redondantes, de manière à ne pas favoriser certaines longueurs d'ondes plus que d'autres. La répartition irrégulière des capteurs permet également de baisser le niveau des lobes secondaires (cf. [48]). On parle alors d'antenne irrégulière ou aperiodique.

Les premières géométries bidimensionnelles d'antenne à avoir vu le jour étaient de forme relativement simples, souvent carrées ou circulaires, comme les deux antennes de gauche sur la Figure 3.7. Cependant, ce type de géométrie ne permet généralement pas de travailler sur une large gamme de fréquences si on s'en réfère à l'équation (3.17), à moins

de posséder un nombre très important de microphones. Or, dans le cas de cette étude, le nombre de microphones est relativement restreint (32 microphones au maximum) ce qui implique que ces géométries d’antennes ne sont pas adaptées à la localisation de sources de bruit large-bande, typiques des mesures aéroacoustiques en soufflerie. C’est pourquoi différentes stratégies d’optimisation de la géométrie des antennes ont vu le jour, pour permettre d’améliorer la localisation de ce type de sources.

Afin de trouver un bon compromis entre les conditions (i), (ii) et (iii) énumérées plus haut, des géométries d’antennes dites logarithmiques ont été élaborées, destinées essentiellement à la mesure de bruit large bande [48]. Les plus utilisées sont l’antenne en spirale (Dougherty [13]) et l’antenne en spirale à plusieurs branches (Underbrink [63]). Ces deux antennes sont représentées à droite de la Figure 3.7. Ainsi, à nombre de microphones équivalent, les trois conditions citées plus haut peuvent être respectées sur une plage de fréquences plus importante qu’une antenne à pas réguliers. Dans le cas de l’antenne à plusieurs branches, il faut néanmoins s’assurer que le nombre de branches soit impair pour éviter de créer une antenne symétrique, ce qui invaliderait la condition de non-redondance vue en (iii).

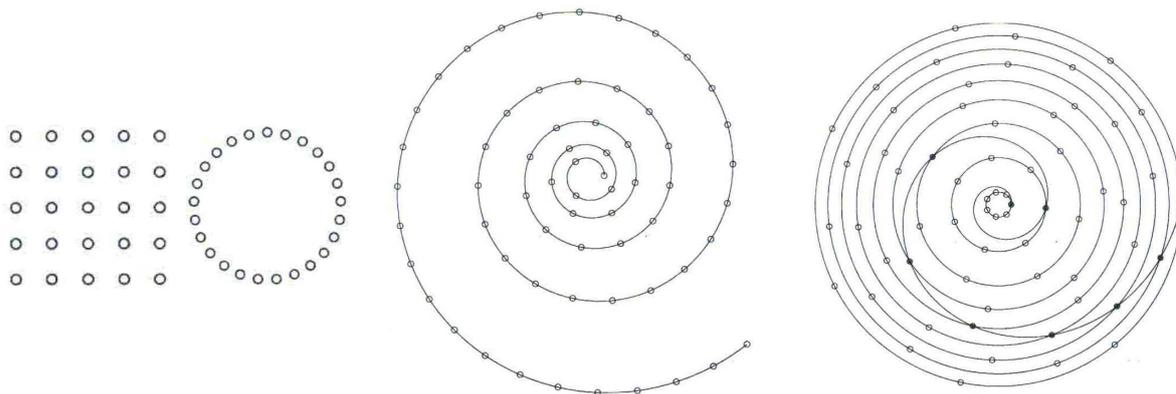


FIGURE 3.7: Schéma représentant diverses géométries d’antenne. De la gauche vers la droite : antenne carrée, antenne circulaire, antenne en spirale de Dougherty [13] et antenne en spirale à plusieurs branches d’Underbrink [63]. L’antenne d’Underbrink est composée de six rotations d’un motif logarithmique principal (points noirs). D’après Mueller [48].

3.3.2 Étude paramétrique

Il faut à présent faire le choix d’une géométrie d’antenne qui soit optimale pour cette étude. Comme il l’a déjà été dit, le rayonnement acoustique d’écoulement avec un décollement massif est large bande en fréquence, allant de quelques centaines de Hz à plusieurs kHz. Ainsi, l’étude suivante va se concentrer sur des fréquences comprises entre 500 Hz et 5 kHz. De plus, différentes contraintes techniques liées au montage de l’antenne et au système d’acquisition doivent être respectées, à savoir :

- un nombre maximum de 32 microphones,

- un pas minimal entre les microphones de 1.7 cm,
- une envergure maximale de l’antenne de (120×120) cm²,
- une distance source-antenne de 75 cm,
- une source d’environ 5 cm de diamètre.

La distance source-antenne choisie correspond à la position où l’antenne est la plus proche de la source sans que les microphones soient perturbés par les fluctuations hydrodynamiques de la couche de cisaillement de l’écoulement. Quatre géométries d’antenne sont alors construites et comparées dans le but de déterminer la plus performante. Les antennes sont les suivantes :

- une antenne rectangulaire de 30 microphones (6×5),
- une antenne circulaire de 32 microphones,
- une antenne en spirale de 32 microphones,
- une antenne en spirale à cinq branches de 31 microphones (6×5 plus le microphone central).

Les quatre antennes sont construites en fixant un pas minimal entre les microphones de 3.4 cm, afin de pouvoir observer des sources jusqu’à 5 kHz (cf. équations (3.17)). Ces quatre antennes sont ainsi optimisées pour la fréquences de 5 kHz. L’espacement maximal entre les microphones est quant à lui conditionné par la géométrie de l’antenne et par la limitation imposée sur l’envergure de l’antenne vue en début de partie. Les dimensions de chaque antenne ainsi que leurs limitations fréquentielles (estimées à partir des équations (3.17)) sont regroupées dans la Table 3.1. Les géométries complètes des quatre antennes sont visibles sur la Figure 3.8.

Type d’antenne	Espacement inter-capteurs		Limitation fréquentielle	
	min	max	min	max
Carrée	3.4 cm	19.2 cm	1770 Hz	5 kHz
Circulaire	3.4 cm	16.7 cm	2040 Hz	5 kHz
Dougherty	3.4 cm	81.1 cm	420 Hz	5 kHz
Underbrink	3.4 cm	106.3 cm	320 Hz	5 kHz

TABLE 3.1: Caractéristiques géométriques des quatre antennes étudiées ainsi que les limitations fréquentielles associées (cf. équation (3.17)).

Comme dans la partie 3.2.1, la source de bruit numérique utilisée pour le calcul par FV est un signal aléatoire de type bruit blanc générant une onde d’amplitude 1 Pa RMS au niveau des microphones de l’antenne. La source de bruit est située au centre du domaine en $(x; y)=(0; 0)$ mais cette fois-ci à une distance de 75 cm de l’antenne. Le résultat du calcul est tracé en dB avec comme référence la pression acoustique de référence $p_0 = 2 \times 10^{-5}$ Pa. On s’attend donc à avoir un niveau acoustique maximal de 94 dB. Cette pression de référence sera utilisée dans tous les résultats de FV présents dans la suite de ce mémoire. La réponse de chaque antenne, coupée à -3 dB, est alors représentée pour trois fréquences différentes, à savoir 500 Hz, 2 kHz et 5 kHz (cf. Figure 3.8).

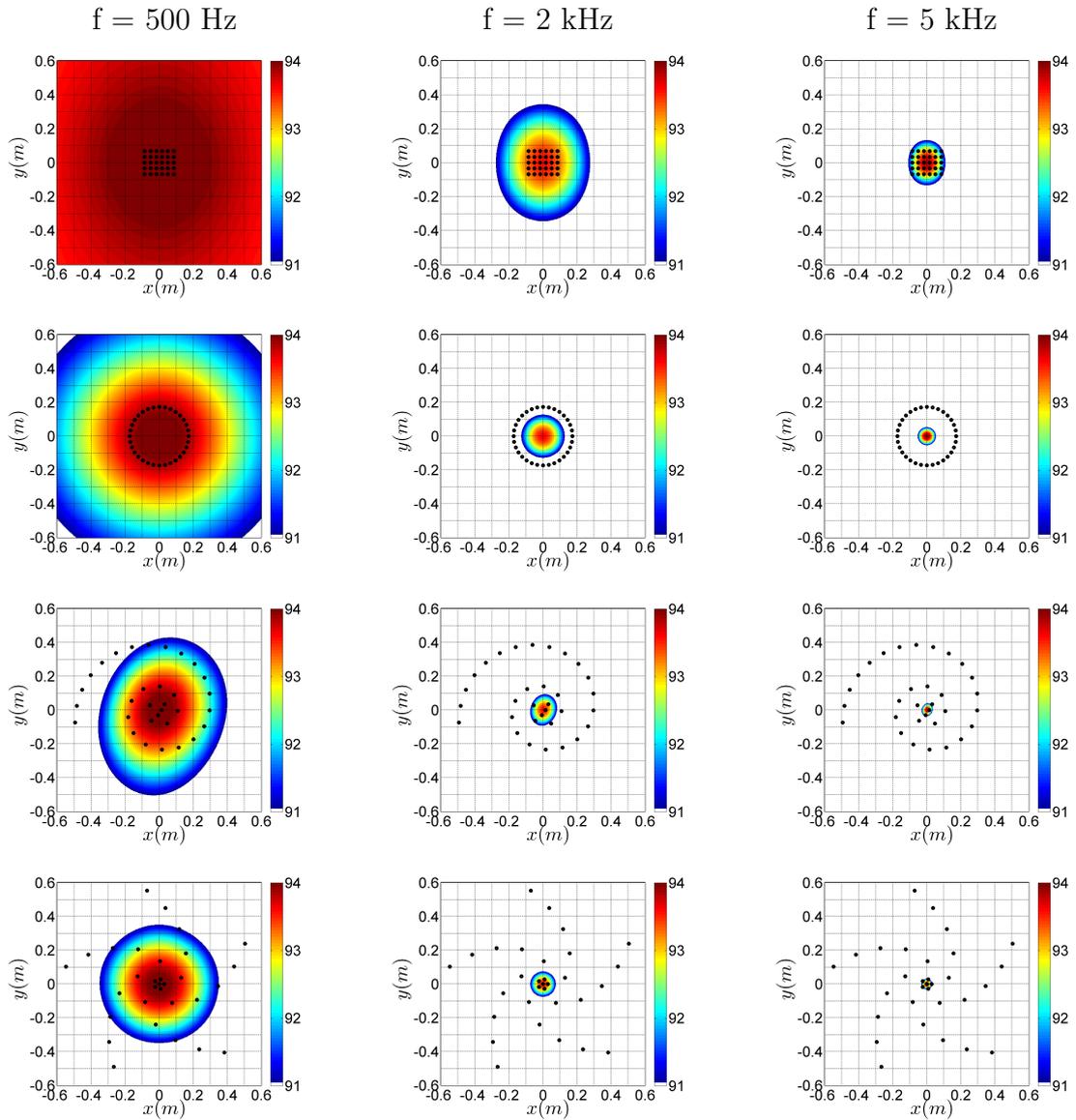


FIGURE 3.8: Résultats de calcul par FV avec les antennes carrée (1^{ère} ligne), circulaire (2nde ligne), de Dougherty [13] (3^{ème} ligne) et d'Underbrink [63] (4^{ème} ligne) à 500 Hz, 2 kHz et 5 kHz (de la gauche vers la droite). Les points noirs représentent les positions des microphones. La distance source antenne est de 75 cm. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

La Figure 3.8 nous permet en premier lieu de confirmer la dépendance en fréquence de la résolution. En effet, la résolution est d'autant meilleure que la fréquence d'analyse est élevée, comme expliqué dans la partie 3.2.1. Deuxièmement, ces résultats démontrent l'écart important en terme de résolution entre une géométrie d'antenne simple (carrée et circulaire) et une géométrie adaptée aux mesures de bruit large bande (Dougherty et Underbrink). Il ressort clairement que les deux dernières antennes offrent une bien meilleure résolution que les deux premières. Finalement, en comparant respectivement les résultats pour chaque antenne, il s'avère qu'en plus d'avoir une forme circulaire parfaite, la réponse

de l'antenne Underbrink offre également la meilleure résolution. Il a donc été décidé de travailler avec cette géométrie d'antenne dans la suite de ce travail.

Une dernière remarque concerne le critère de bande étroite défini dans l'équation (3.13). Connaissant la distance maximale séparant les microphones de l'antenne (106.3 cm cf. Table 3.1), le critère de bande étroite peut-être vérifié pour la largeur de bande choisie, fixée pour l'instant à 100 Hz. Le calcul du critère donne :

$$B\Delta\tau_{max} = B \times \max_{1 \leq m, n \leq M} \left(\frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_n\|}{c_0} \right) = 100 \times \frac{1.063}{340} = 0.31 < 1. \quad (3.18)$$

Le critère de bande étroite est donc relativement respecté avec le choix d'une bande B de 100 Hz. Tous les résultats de FV qui suivent dans ce mémoire sont issus de calculs effectués sur des bandes de 100 Hz. Cela signifie qu'un résultat présenté à une fréquence f est en réalité effectué sur la bande $[f - 50; f + 50]$ Hz.

Cette partie a permis de sélectionner une géométrie d'antenne optimale pour les mesures expérimentales effectuées dans la présente étude. Il s'agit d'une antenne en spirale (Underbrink [63]) de 5 branches composée de 6 microphones par branche. La localisation de source par FV fréquentielle est ainsi effectuée dans la suite de ce chapitre en utilisant cette géométrie d'antenne.

3.4 Validation du programme de FV fréquentielle

Cette partie vise à vérifier l'efficacité de la localisation par FV avec l'antenne précédemment choisie. Une source de bruit numérique est ainsi placée en différents points de l'espace. Les caractéristiques liées au calcul sont les mêmes que dans la partie 3.3.2. Le but est de vérifier que le traitement par FV localise la source au bon endroit et avec le bon niveau. Une fois validée, cette méthode permettra de localiser la position des sources acoustiques sur les deux maquettes de cette étude.

3.4.1 Deux sources numériques - Estimation de la résolution de l'antenne

Le cas d'une source située en face du centre de l'antenne a déjà été vu dans la partie précédente (Figure 3.8). Le résultat est un lobe en forme de cercle situé au centre du domaine. L'influence de l'association de deux sources sur la réponse de l'antenne est à présent étudiée. Rappelons que la résolution d'une antenne désigne, comme on l'a vu, la dimension du lobe principal lorsqu'on le coupe à -3 dB. En pratique, cette résolution définit également le pouvoir d'une antenne à séparer deux sources de bruit proches. Cette caractéristique est étudiée dans la suite.

Afin de quantifier la résolution de l'antenne utilisée dans ce travail, une étude paramétrique est menée. Deux sources décorréées de même niveau RMS sont imposées à deux positions distinctes. Les deux sources sont alignées suivant l'axe x et équidistantes du

centre de l'antenne. L'étude paramétrique consiste à faire varier l'espacement entre les deux sources suivant l'axe x par pas de 1 cm. Le calcul par FV est ensuite réalisé pour chaque espacement et pour des fréquences allant de 500 Hz à 8 kHz par pas de 100 Hz. En effet, l'antenne a été conçue pour localiser des sources jusqu'à 5 kHz avec le critère énoncé dans l'équation 3.17. Ce critère est exact dans le cas où l'antenne est linéaire et uniforme, ce qui n'est pas le cas ici. Expérimentalement, on montre que l'antenne utilisée ici est capable de localiser des sources jusqu'à 8 kHz.

La résolution, c'est-à-dire la distance nécessaire pour pouvoir distinguer les deux sources, est alors tracée en fonction de la fréquence sur la Figure 3.10. La Figure 3.9 présente le critère à partir duquel les deux sources sont considérées comme distinctes : en (a) les deux sources sont considérées comme non-distinctes sur l'isocontour 91 dB alors qu'en (b) elles le sont. La Figure 3.10 permet de retrouver l'allure prévisible de la fonction de résolution en fonction de la fréquence. L'évolution de la résolution obtenue par le calcul (trait épais) est similaire à celle de la fonction théorique (en trait fin) déterminée à partir de l'équation (3.16). Cette figure permet également de connaître précisément la résolution de l'antenne utilisée dans cette étude.

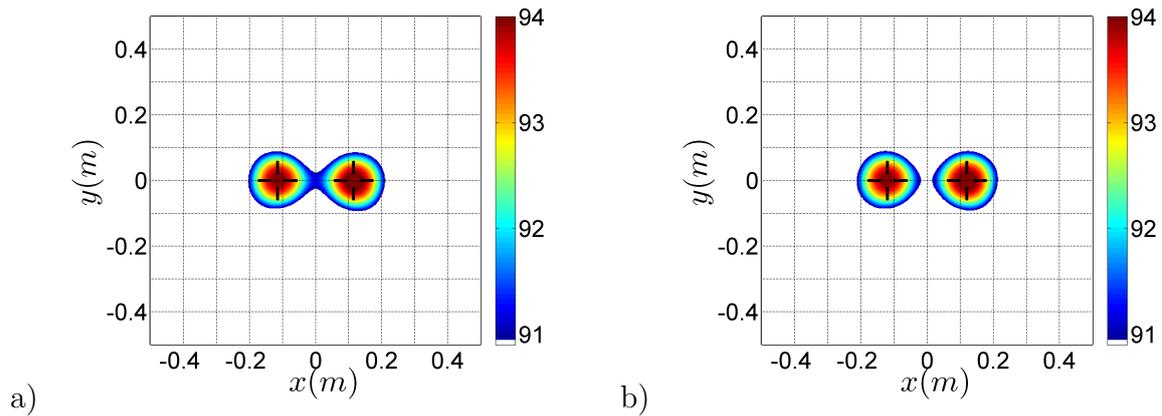


FIGURE 3.9: Comparaison entre des sources considérées comme (a) non-distinctes et (b) distinctes avec le calcul par FV.

3.4.2 Une source réelle

Afin de valider expérimentalement les résultats de localisation de source, des mesures d'antennerie ont été effectuées sur un haut-parleur situé dans l'espace de mesure de la soufflerie, mais sans écoulement. La source sonore est un haut-parleur large bande Visaton FR 13 WP dont la réponse fréquentielle se situe entre 70 Hz et 16 kHz. Le signal est généré avec un générateur de bruit blanc. L'antenne a été placée au-dessus et sur le côté de la veine d'essai. La distance entre le haut-parleur et l'antenne est dans les deux cas de 75 cm, et la fréquence vaut 3 kHz. De plus, le niveau réel de l'onde au niveau de l'antenne n'est pas connu. La Figure 3.11 représente le résultat de la FV pour les deux positions d'antenne à une fréquence de 3 kHz. Le haut-parleur est repéré par la croix noire en $(x; y) = (0.2; 0.1)$ m, le convergent par le rectangle de gauche et le collecteur par celui de droite. Les résultats montrent que la localisation est précise avec les deux positions

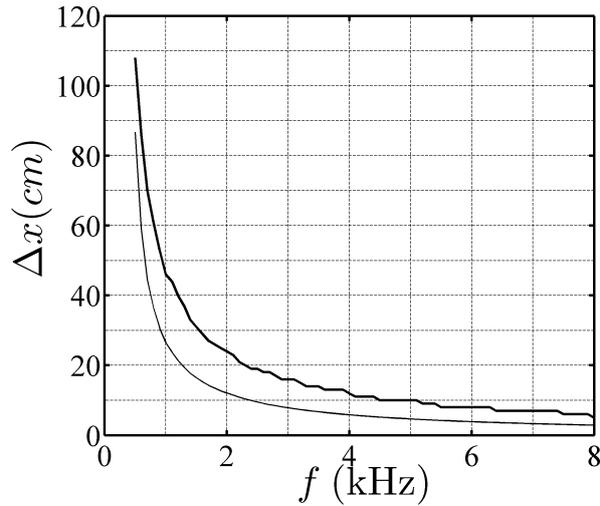


FIGURE 3.10: Étude paramétrique de la résolution de l'antenne utilisée dans cette étude en fonction de la fréquence (en trait épais). L'évolution de la résolution analytique obtenue à partir de l'équation (3.16) pour une antenne linéaire est présentée en trait fin.

d'antenne.

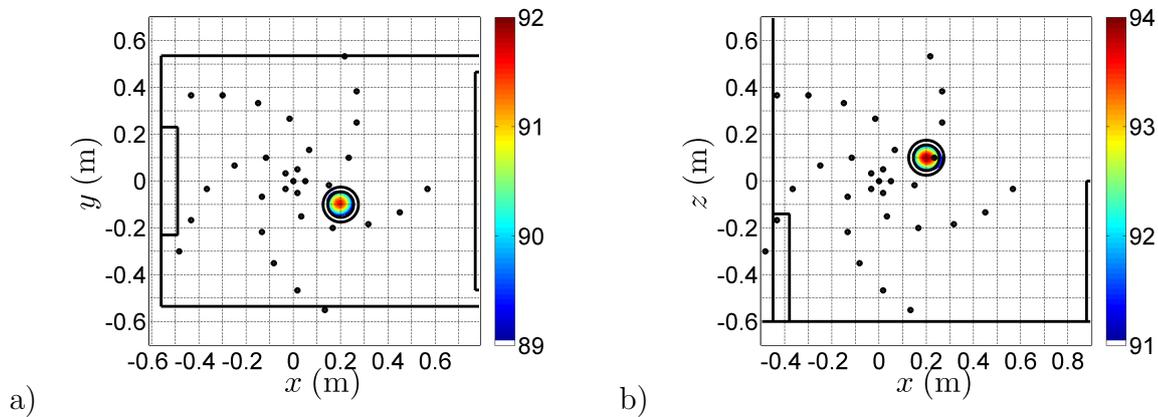


FIGURE 3.11: Résultats de la FV sur un haut-parleur générant un bruit blanc. L'antenne est située au-dessus (a) et sur le côté (b) de la veine. La position exacte de la source est repérée par le double cercle noir. Les points noirs représentent les positions des microphones. La distance source antenne est de 75 cm. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

3.4.3 Un algorithme de déconvolution : DAMAS

Depuis quelques années, des améliorations ont été apportées au traitement par FV, pour permettre d'améliorer la résolution spatiale de la technique. Des algorithmes basés sur une déconvolution de la réponse de l'antenne ont alors été mis en oeuvre, à l'image

de l'algorithme DAMAS (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources) proposé par Brooks et al. [6]. Ce procédé peut s'avérer intéressant lorsqu'on s'intéresse à des phénomènes basse fréquence, pour lesquels la résolution de la figure de directivité par FV est mauvaise.

La Figure 3.12 présente le résultat obtenu avec l'algorithme DAMAS dans la même configuration que dans la partie 3.4.2 (haut-parleur situé dans l'espace de mesure de la soufflerie sans écoulement) avec l'antenne verticale. On présente ici une comparaison des résultats issus de la FV classique (à gauche) et de l'algorithme DAMAS (à droite) pour trois fréquences d'analyse $f = 500$ Hz, 3 kHz et 5 kHz.

Il est alors clair que l'algorithme DAMAS améliore grandement la résolution en basse fréquence dans le cas d'un haut-parleur sans écoulement. En revanche, le niveau obtenu avec l'algorithme de déconvolution n'est pas toujours identique à celui obtenu par FV. Il a été observé que le nombre et le niveaux des sources secondaires avec DAMAS réduit le niveau de la source principale. Comme le montre la Figure 3.12, la présence de seulement 2 source secondaires de faible niveau à 3 kHz n'affecte pas beaucoup le niveau de la source principale (93 dB au lieu de 94 dB), alors qu'à 500 Hz et 5 kHz, le niveau et le nombre des sources secondaires a une influence majeure sur le niveau de la source principale.

Dans cette partie 3.4, la localisation de source par FV fréquentielle avec l'antenne choisie dans la partie précédente a été validée dans le cas de signaux numériques (deux sources) mais également sur des signaux réels (haut-parleur). Une étude paramétrique sur l'évolution de la résolution en fonction de la fréquence d'observation a également été menée avec cette même antenne microphonique. L'allure obtenue est proche de ce qui est théoriquement observé pour les antennes linéaires. Enfin, un algorithme de déconvolution de la réponse de l'antenne (DAMAS) a été testé et validé dans le cas de mesures expérimentales avec un haut-parleur. L'intérêt principal est qu'il fournit une cartographie acoustique avec la même résolution quelque soit la fréquence d'observation. La partie suivante s'appuie sur le développement de l'algorithme de FV dans sa version temporelle, dont la principale utilité est de permettre une description spatio-temporelle des sources sonores.

3.5 Détection spatio-temporelle de sources intermittentes par FV temporelle

Jusqu'à présent, la FV a été utilisée dans sa version fréquentielle, la cartographie effectuée de la source sonore étant alors obtenue par moyenne d'ensemble. Or, lors de l'étude bibliographique (voir 1.2.1), nous avons vu que le bruit aéroacoustique, comme en particulier le bruit de jet, peut être de nature intermittente, c'est-à-dire qu'il est le fruit d'une succession d'évènements de courte durée intervenant à des instants aléatoires liés aux structures turbulentes présentes dans l'écoulement. Le but de cette partie est ainsi de développer une technique d'antennerie apte à détecter des sources intermittentes dans l'écoulement, c'est-à-dire à la fois dans l'espace et dans le temps.

Une première idée serait de travailler avec l'algorithme de FV fréquentielle mais à

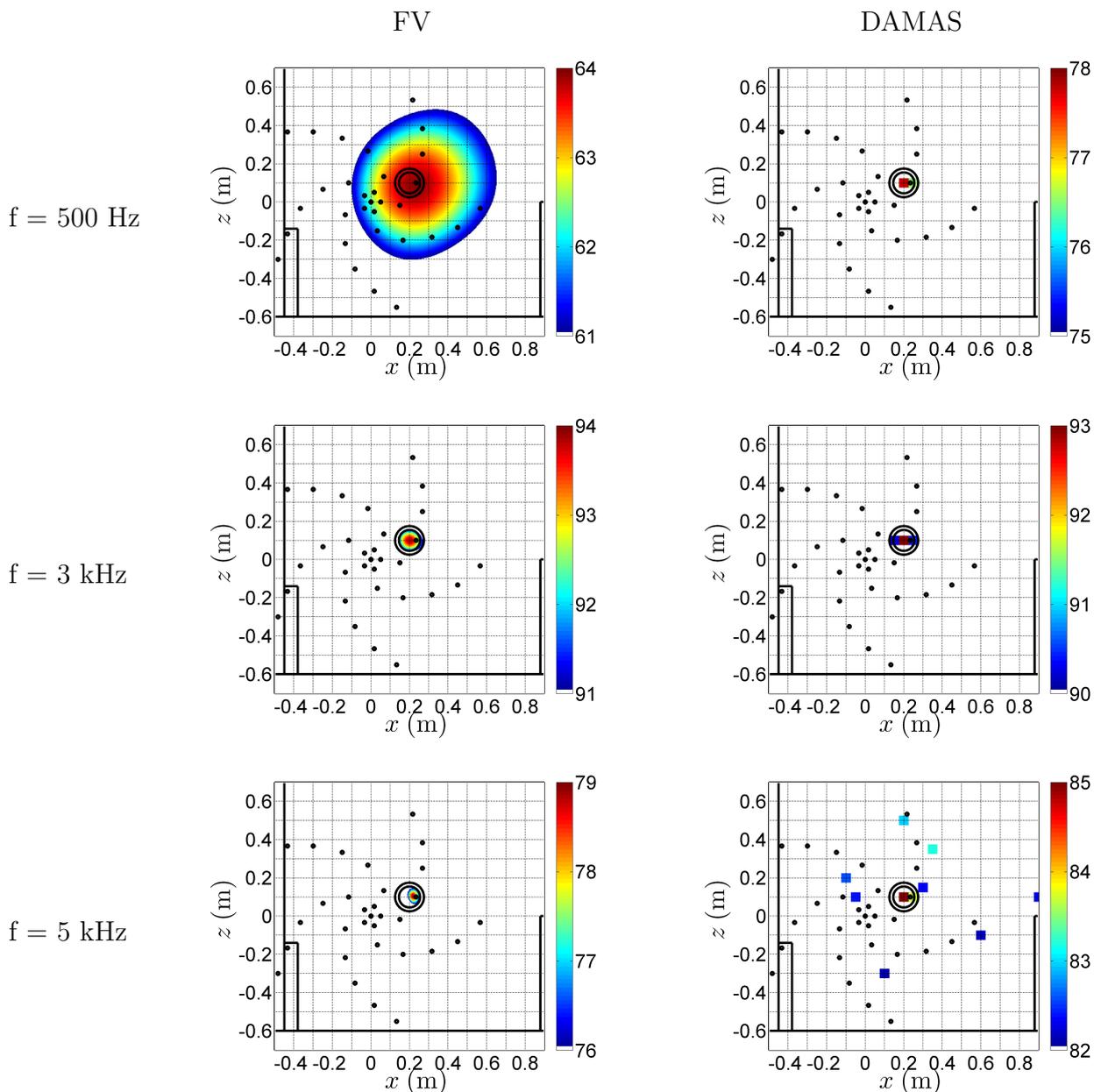


FIGURE 3.12: Comparaison des méthodes de FV (gauche) et DAMAS (droite) pour $f = 500 \text{ Hz}$, 3 kHz et 5 kHz . La source est un haut-parleur générant un bruit blanc et l'antenne est située sur le côté de la veine (configuration verticale). La position exacte de la source est repérée par le double cercle noir. Les points noirs représentent les positions des microphones. La distance source antenne est de 75 cm . Niveau en dB, référence = $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$.

court terme, c'est-à-dire sans moyenne d'ensemble. Il s'agirait alors toujours de calculer la réponse de l'antenne à partir de la matrice interspectrale des microphones de l'antenne, mais avec des échantillons temporels beaucoup plus réduits. La durée adéquate d'un échantillon peut être estimée en considérant les grandeurs caractéristiques de l'écoulement. Sur le MOPET par exemple, le tourbillon conique possède une envergure de 30 mm. La durée caractéristique du passage d'un phénomène convectif à la vitesse d'écoulement la plus faible (30 m/s) est alors de $30/30 = 1$ ms. Avec ces hypothèses, cette durée correspond à 50 points discrets ($f_e = 50$ kHz). Rappelons que le nombre de points minimum pour avoir une résolution convenable est de 4096. Ce calcul rapide montre que l'algorithme de FV fréquentielle n'est pas adapté à une détection d'évènements à court terme dans le cas de cette étude.

L'idée est alors d'utiliser l'algorithme de FV dans sa version temporelle, ceci afin de supprimer les contraintes dues à la transformée de Fourier. On calcule alors la fonction $z(\mathbf{r}_F, t)$ de l'équation (3.4) qui est la réponse spatio-temporelle de l'antenne. Dans le domaine fréquentiel, on trace une cartographie par bande de fréquence, alors que dans le domaine temporel, on trace une cartographie par pas de temps : on parle alors de FV temporelle. La formation de voies temporelle n'a été utilisée, jusqu'à présent, que dans le cadre d'un processus de filtrage spatial tel qu'expliqué en section 3.1.1. En revanche son utilisation en tant que technique d'imagerie n'a pas, à notre connaissance, été réalisée et nécessite un travail préliminaire d'interprétation réalisé dans la suite de cette partie.

Ainsi l'application à l'aéroacoustique d'une imagerie de source par formation de voies temporelle a été proposée pour la première fois dans le cadre de cet travail de thèse. Il s'est toutefois avéré qu'une étude plus approfondie de cet outil était nécessaire afin de mieux en comprendre et en interpréter les résultats. C'est pourquoi les liens entre la formation de voies temporelle et la technique de retournement temporel [17, 50] ont été établis dans le cadre d'une étude menée parallèlement au laboratoire (thèse d'Ifanila Rakotoarisoa). Une partie de ce travail collaboratif, présentée en Annexe B, fait l'objet d'un papier en cours de rédaction. Cette annexe présente l'équivalence entre les techniques de formation de voies et de retournement temporel. Certaines interprétations des résultats obtenus ultérieurement dans cette même partie peuvent être éclairées à la lecture de cette annexe.

L'objectif de cette étude est de valider, à partir de simulations numériques, l'application de la formation de voies temporelle à des sources intermittentes, en proposant une démarche pour la détection spatio-temporelle d'évènements acoustiques intermittents. Nous faisons alors l'hypothèse que les sources recherchées sont de courte durée et interviennent à des instants et des lieux différents dans le plan de focalisation. Dans un premier temps, nous examinerons à la partie suivante la possibilité de détecter un évènement unique de courte durée.

3.5.1 Application au cas d'une source numérique intermittente

Cette partie vise à mettre en place une démarche pour la localisation d'une source acoustique intermittente. Le cas d'un ensemble de deux sources réparties dans l'espace sera abordé dans la partie suivante.

Construction numérique d'un signal intermittent

La source S est imposée en $(x; y) = (-0.1; 0)$ m, le centre de l'antenne microphonique étant situé en $(0; 0)$ m et distant de 0.75 m de la source. Cette configuration est proche de celle réalisée expérimentalement. Le signal $p_S(t)$ émis par la source est une distribution aléatoire d'impulsions gaussiennes positives et négatives, typiques des sources acoustiques intermittentes rencontrées dans ce mémoire. Ce signal peut alors être caractérisé par plusieurs paramètres : l'amplitude de chaque motif gaussien, leur durée et l'écart entre deux motifs successifs. L'expression d'une fonction gaussienne (appelée aussi densité de probabilité de la loi normale) est donnée par :

$$L_{t_0, \gamma}(t) = \frac{1}{\gamma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\gamma^2}}, \quad (3.19)$$

où t_0 est sa valeur moyenne (i.e. l'abscisse de son maximum) et γ son écart-type.

On désigne alors par Δt_d la largeur à mi-hauteur d'un motif gaussien et par Δt_e l'écart temporel entre deux motifs successifs (voir Figure 3.13). Avec ces notations, on peut montrer que l'écart-type γ peut être relié à la largeur à mi-hauteur à travers la relation $\Delta t_d = 2.35\gamma$. Afin de limiter le nombre de paramètres de l'étude, les amplitudes et largeurs de tous les motifs sont pris identiques. L'amplitude est prise égale à 1 et la largeur à mi-hauteur est $\Delta t_d = 0.264$ ms (basée sur les résultats obtenus expérimentalement sur la marche, voir section 5.1.1.2). Les écarts entre chaque événements Δt_e ont quant à eux été déterminés à partir d'une distribution Gamma pour des événements indépendants [31], à l'instar de ce qui a été observé expérimentalement (voir section 5.1.1.2). On appelle densité de probabilité pour la loi Gamma de paramètres a et b (strictement positifs) la loi de probabilité donnée par :

$$L_{a,b}(x) = \frac{1}{b^a \Gamma(a)} x^{a-1} e^{-x/b}, \quad (3.20)$$

où Γ désigne la fonction Gamma d'Euler, définie par :

$$\Gamma(x) = \int_0^{\infty} e^{-u} u^{x-1} du. \quad (3.21)$$

Les paramètres a et b sont respectivement appelés paramètre de forme et paramètre d'échelle. On peut montrer que ce dernier correspond à l'écart moyen entre deux événements, permettant d'écrire que $b = \overline{\Delta t_e}$. Afin de se rapprocher des résultats obtenus expérimentalement, ces derniers sont choisis de telle sorte que $a = 2$ et $b = \overline{\Delta t_e} = 0.83$ ms. En effet, la moyenne des écarts entre deux événements successifs $\overline{\Delta t_e}$ a été estimée à partir des mesures expérimentales (voir section 5.1.1.2).

Le signal $p_S(t)$ est alors construit numériquement et consiste en une succession d'impulsions gaussiennes réparties aléatoirement en suivant une distribution Gamma. Un échantillon de ce signal est présenté sur la Figure 3.14 contenant quatre événements intermittents. À noter que le signe de chaque gaussienne (positif ou négatif) est estimé aléatoirement avec la même probabilité.

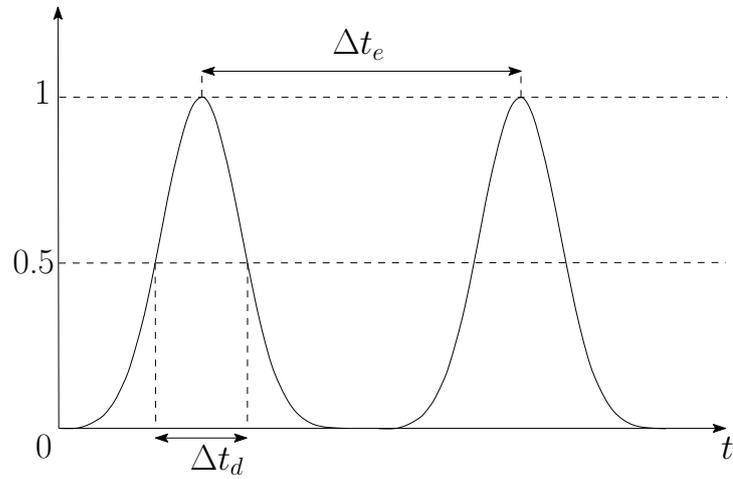


FIGURE 3.13: Schéma représentatif de la durée d'un évènement Δt_d et de l'écart temporel entre deux évènements consécutifs Δt_e sur un signal numérique.

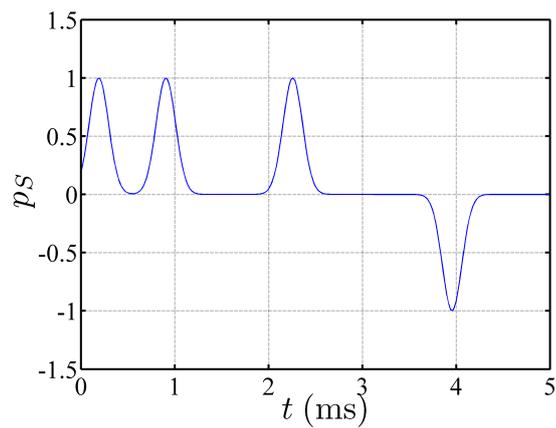


FIGURE 3.14: Échantillon du signal $p_S(t)$ simulé numériquement.

Une manière simple de vérifier que les différents écarts temporels Δt_e suivent bien un distribution Gamma est de tracer leur fonction de densité de probabilité (ou PDF). Celle-ci est représentée sur la Figure 3.15 en échelle semi-logarithmique. La décroissance linéaire avec cette échelle témoigne bien de la décroissance exponentielle (en échelle linéaire) propre à la loi Gamma.

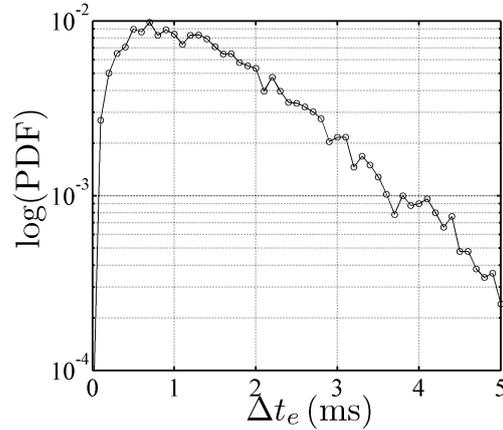


FIGURE 3.15: PDF des écarts temporels Δt_e sur une distribution de gaussiennes construite numériquement, les écarts Δt_e ayant été initialement calculés à partir d’une distribution Gamma.

Jusqu’ici, la construction numérique d’un signal intermittent proche de celui rencontré expérimentalement a été effectuée. Ce signal a été imposé en un point de l’espace bien précis. L’objectif de la suite de ce travail est de retrouver à la fois la position et l’instant d’émission de chaque évènement intermittent présent dans ce signal source numérique.

Localisation spatiale de source acoustique intermittente

Dans un premier temps on suppose connus les instants d’émission des sources acoustiques intermittentes, c’est-à-dire les instants des extrema du signal de la source. L’algorithme de FV temporelle est alors appliqué à ce cas de simulation numérique, l’objectif étant de retrouver la position de la source S aux différents instants d’émission t_0 . La FV temporelle consiste alors à calculer la fonction $z(\mathbf{r}_F, t)$ de l’équation (3.4) à chaque pas de temps et pour un grand nombre de points de focalisation \mathbf{r}_F situés dans un plan parallèle à l’antenne. Ceux-ci sont choisis dans le plan de la source (i.e. à 75 cm de l’antenne) et sont répartis dans le domaine $(x; y) = ([-0.5; 0.5]; [-0.5; 0.5])$ m par pas de 5 mm. L’antenne de microphone utilisée est celle choisie en fin de section 3.3 (spirale à 5 branches de 6 microphones par branche).

Une cartographie de la fonction $z(\mathbf{r}_F, t)$ peut alors être représentée à chaque instant. L’évènement choisi est le troisième observé sur la Figure 3.14 (apparaissant entre 2 et 3 ms). En désignant par t_0 l’instant du maximum de cet évènement, les instants pour lesquels les cartographies sont tracées sont $t_0 - 0.3$ ms, $t_0 - 0.2$ ms, $t_0 - 0.1$ ms, t_0 , $t_0 + 0.1$ ms et $t_0 + 0.2$ ms. Ces informations sont répertoriées sur la Figure 3.16.

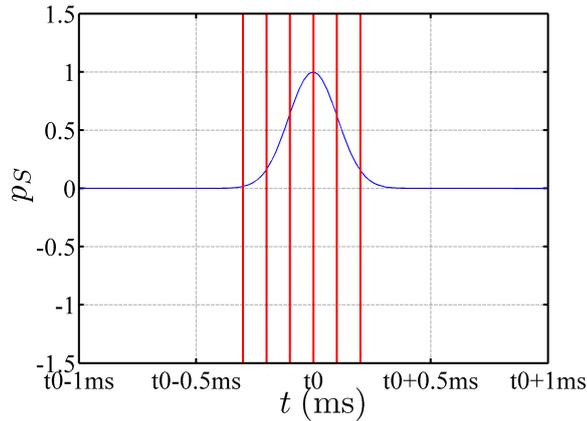


FIGURE 3.16: Instants pour lesquels la FV temporelle est calculée : $t_0 - 0.3$ ms, $t_0 - 0.2$ ms, $t_0 - 0.1$, t_0 ms, $t_0 + 0.1$ ms et $t_0 + 0.2$ ms.

Les cartographies obtenues par FV temporelle pour ces six instants sont présentées sur la Figure 3.17. La position de la source est repérée par le cercle noir. Le niveau de pression sur les cartographies est normalisé par rapport au niveau maximum obtenu en t_0 . Au temps t_0 (Figure 3.17 (d)), qui correspond à l’instant d’émission exact de la source, un extremum de pression est obtenu à la position d’émission $(-0.1; 0)$ m. La recherche du maximum spatio-temporel de la fonction $z(\mathbf{r}_F, t)$ permet donc l’estimation de l’instant et des coordonnées du lieu d’émission (dans le plan choisi) de la source. Un aspect important de ce type de représentation est une convergence apparente d’un front d’onde vers la position de la source (Figures 3.17 (a) (b) et (c)). Ce phénomène peut être expliqué en considérant la formation de voies temporelle comme équivalente à une technique de retournement temporel (voir Annexe B). Cette convergence apparente vers la source est le résultat du fait que la FV temporelle effectue le retournement temporel du champ acoustique intercepté par l’antenne. Celui-ci est rétro-propagé vers le lieu d’émission de la source, ce qui produit un maximum spatio-temporel au point et à l’instant d’émission. Il est important de noter que la convergence apparente associée à une source intermittente pourrait être de nature à masquer le maximum spatio-temporel qui serait dû à d’autres sources intermittentes. Les procédures de détection des sources intermittentes doivent donc être élaborées avec soin.

Détection temporelle de source acoustique intermittente

Il s’agit à présent de trouver un moyen de détecter les instants t_0 des évènements acoustiques intermittents, sachant que le signal de la source $p_s(t)$ n’est pas connu en pratique. Comme il l’a été montré sur la Figure 3.17, l’instant propre à un évènement est caractérisé sur les cartographies par le passage par un maximum local de pression à l’endroit où la source a été émise. Une idée peut alors être de relever à chaque pas de temps la valeur du maximum de pression en valeur absolue sur un certain domaine $(x; y)$ ($= ([-0.5; 0.5]; [-0.5; 0.5])$ m ici) sur chaque cartographie et de construire la fonction de l’évolution de ce maximum en fonction du temps. Pour cela, il faut commencer par repérer la position du maximum de pression en valeur absolue sur chaque cartographie.

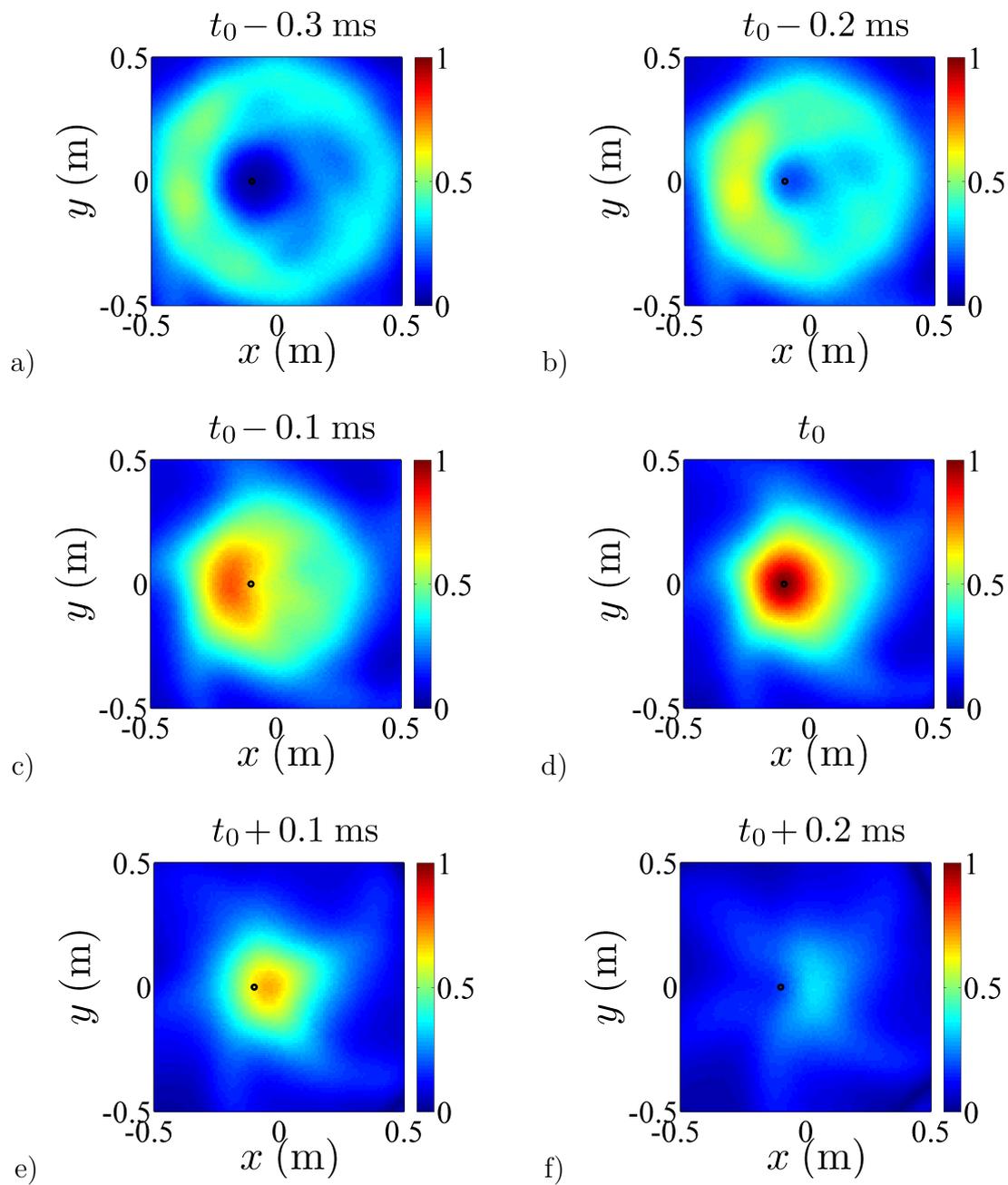


FIGURE 3.17: Cartographies de FV temporelle pour une source simulée tracées pour six instants différents autour d'un évènement localisé en t_0 . La distance source antenne est de 75 cm. L'échelle est normalisée par rapport à la valeur maximum de la cartographie à t_0 .

Celui-ci est alors défini par :

$$\mathbf{r}_{\mathbf{F}}^{\max}(t) = \mathbf{r}_{\mathbf{F}}(t) \text{ tel que } |z(\mathbf{r}_{\mathbf{F}}, t)| \text{ soit maximal.} \quad (3.22)$$

Cette fonction représente donc l'évolution temporelle de la position spatiale du maximum de pression en valeur absolue sur chaque cartographie. La fonction qui décrit l'évolution de ce maximum est alors :

$$z_{\max}(t) = z(\mathbf{r}_{\mathbf{F}}^{\max}(t), t). \quad (3.23)$$

D'après ce qui a été expliqué précédemment, les instants des maxima sur la fonction z_{\max} devraient donc être identiques à ceux des extrema du signal de la source $p_S(t)$. Afin de le vérifier, ces deux fonctions sont tracées sur la Figure 3.18. Il apparaît alors que les instants des événements sont les mêmes sur les deux fonctions. Cela signifie que les maxima de la fonction z_{\max} peuvent être utilisés comme des marqueurs des événements acoustiques intermittents que l'on cherche. En revanche, il ressort de cette figure que l'émergence des maxima sur la fonction z_{\max} est relativement faible. Cela provient de la présence de trainées présentes sur tout le domaine avant et après chaque événement (voir Figure 3.17 et l'Annexe B). Ces phénomènes, qui ne correspondent pas à une réalité physique, précèdent les maxima spatio-temporels recherchés et réduisent leur émergence.

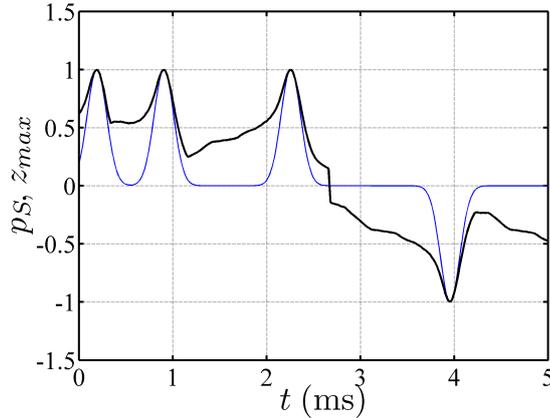


FIGURE 3.18: Comparaison de l'évolution du signal de la source $p_S(t)$ (trait fin) et de la fonction z_{\max} (trait épais). Les traits rouges correspondent aux extrema locaux de $p_S(t)$.

Afin de réduire l'influence de ces phénomènes et ainsi d'augmenter l'émergence des pics sur l'allure de $z_{\max}(t)$, il peut être possible de calculer cette fonction sur un domaine plus restreint et contenant toujours la source. Afin de vérifier l'influence du domaine de calcul sur le résultat, la fonction z_{\max} est estimée sur deux domaines différents à savoir : un domaine large $(x; y) = ([-0.5; 0.5]; [-0.5; 0.5])$ m qui est celui utilisé jusqu'à présent, et un domaine restreint $(x; y) = ([-0.2; 0]; [-0.1; 0.1])$ m contenant toujours la source. L'évolution de la fonction z_{\max} sur chacun de ces domaines est représentée sur la Figure 3.19.

Il ressort de la Figure 3.19 que le calcul de la fonction z_{\max} sur un domaine plus res-

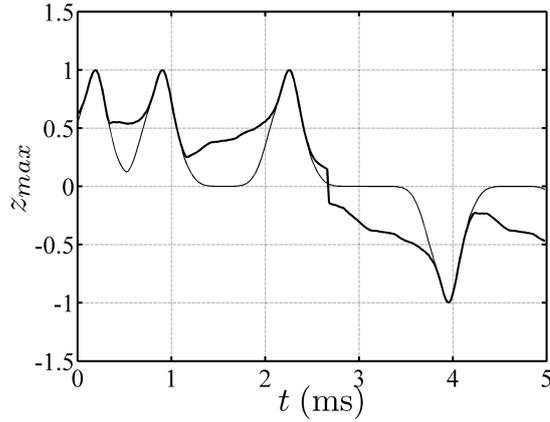


FIGURE 3.19: Évolution de $z_{\max}(t)$ pour un domaine large $(x; y) = ((-0.5; 0.5); (-0.5; 0.5))$ m (trait épais) et pour un domaine restreint centré sur la source $(x; y) = ([-0.2; 0]; [-0.1; 0.1])$ m (trait fin).

treint et contenant la source permet d'augmenter l'émergence des maxima présents dans cette fonction, facilitant donc leur détection ultérieure. Dans une application pratique, il faudra donc veiller à considérer un domaine d'étude beaucoup plus restreint et contenant la source.

Utilisation d'un seuil pour la détection temporelle d'évènements intermittents

La dernière étape de la détection de phénomènes intermittents consiste à détecter les maxima locaux significatifs sur la fonction z_{\max} . Pour cela, l'idée est de ne conserver que les portions du signal supérieures à un certain seuil β . Celui-ci est généralement défini par rapport à l'écart-type du signal étudié, i.e. $z_{\max}(t)$, désigné ici par σ_z . Les auteurs s'intéressant à la détection d'intermittences acoustiques dans un bruit de jet utilisent des valeurs de seuil β comprises entre 1 à 2 fois l'écart-type du signal intermittent considéré [20, 31, 33]. Une méthode d'estimation de ce seuil pour les mesures effectuées dans le présent travail sera proposée dans la section 5.1.1.1. Dans le cas de l'étude numérique actuelle, son choix est arbitrairement fixé à $\beta = 1.5$. On construit alors la fonction z_β qui ne contient que les portions de signal supérieures au seuil β , définie par :

$$z_\beta(t) = \begin{cases} z_{\max}(t) & \text{si } \left| \frac{z_{\max}(t)}{\sigma_z} \right| \geq \beta \\ 0 & \text{si } \left| \frac{z_{\max}(t)}{\sigma_z} \right| < \beta \end{cases} \quad (3.24)$$

Un échantillon de l'évolution de cette fonction est représenté sur la Figure 3.20. On y retrouve le signal $z_{\max}(t)$ en trait fin, le seuil $\beta = 1.5$ en traits discontinus et les portions du signal supérieures à ce seuil en trait épais, c'est-à-dire la fonction z_β . Les maxima locaux relevés sur cette fonction sont également représentés par les lignes verticales rouges.

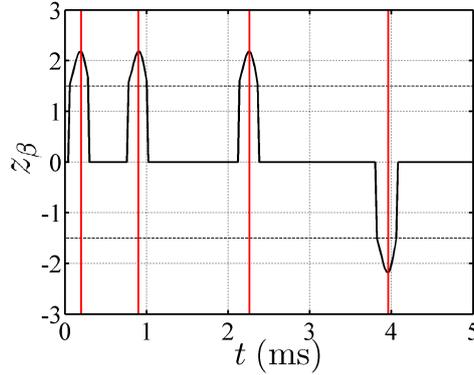


FIGURE 3.20: Évolutions de $z_{\max}(t)$ (trait fin) et de $z_{\max,\beta}(t)$ (trait épais). Le seuil $\beta = 0.9$ est représenté en traits discontinus.

Récapitulatif de la démarche pour détecter et localiser des sources acoustiques intermittentes

La marche à suivre pour connaître l'information spatio-temporelle d'une source de bruit sur un signal réel est alors :

- (0) Déterminer la zone source moyenne par FV fréquentielle.
- (1) Tracer les cartographies par FV temporelle à chaque pas de temps sur une région restreinte contenant la source.
- (2) Enregistrer la position et l'instant du maximum de pression en valeur absolue à chaque pas de temps afin de représenter l'évolution de $z_{\max}(t)$.
- (3) Relever les instants t_0 des maxima de $z_{\max}(t)$ en se fixant un seuil β pour la détection. Le choix de ce dernier pour les mesures expérimentales sera expliqué dans la section 5.1.1.1.
- (4) Récupérer la position spatiale correspondant à chacun de ces instants (enregistrée lors de l'étape (2)).

L'ensemble de cette démarche a été appliquée au cas d'un signal numérique $p_S(t)$ composé de 1000 événements intermittents. Le signal a été construit en suivant la méthode décrite en début de section. Les événements intermittents ont tous été retrouvés aux positions et instants exacts de leur émission. La démarche de détection d'événements acoustiques intermittents est ainsi validée dans le cas d'une source numérique fixe.

En conclusion, une démarche de détection d'événements acoustiques intermittents a été proposée dans cette partie. Celle-ci permet de retrouver les instants d'émission et la position d'une source acoustique intermittente. Cette méthode a été validée dans le cas d'une source simulée numériquement dont les paramètres sont proches de ceux mesurés

expérimentalement, la position de la source étant pour l'instant fixe. Or, dans le cadre des mesures expérimentales effectuées dans le présent travail, la source de bruit intermittente n'est pas toujours localisée au même endroit. L'objet de la prochaine partie concerne ainsi le cas de deux sources intermittentes décorrélées et positionnées à des endroits différents.

3.5.2 Application au cas de deux sources numériques intermittentes décorrélées

Il a été montré dans la partie précédente que dans le cas où la source intermittente est unique et positionnée au même endroit, l'algorithme de FV temporelle est capable de retrouver tous les événements aux instants et positions exacts d'émission. Or, notre étude est focalisée sur deux configurations expérimentales pour lesquelles les sources de bruit sont réparties dans l'espace et décorrélées (un tourbillon de pied et une bulle de recirculation pour la marche et deux tourbillons de montant de baie pour le MOPET). Le cas traité ici est alors celui de deux sources intermittentes S_1 et S_2 décorrélées et situées aux positions respectives $(x; y) = (0; -0.1)$ et $(0; 0.1)$ m. Les deux sources sont construites de la même manière que dans la partie précédente.

Comme il l'a été expliqué précédemment, le domaine de calcul spatial pour la FV temporelle doit être suffisamment restreint afin que les fronts d'onde convergents liés au calcul ne «polluent» pas les cartographies de FV. Il a donc été décidé de travailler sur le domaine $(x; y) = ([-0.1; 0.1]; [-0.2; 0.2])$ contenant les deux sources étudiées. Les cartographies par FV sont alors calculées sur ce domaine spatial à chaque pas de temps et la fonction z_{\max} est estimée dans le même temps. La Figure 3.21 représente les évolutions de $p_{S_1}(t)$ (en bleu), $p_{S_2}(t)$ (en rouge) et $z_{\max}(t)$ (en noir).

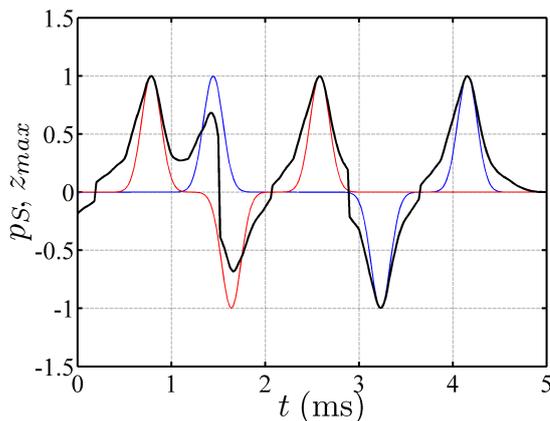


FIGURE 3.21: Échantillon des signaux des sources S_1 (en bleu) et S_2 (en rouge). L'évolution de $z_{\max}(t)$ calculé sur le domaine $(x; y) = ([-0.1; 0.1]; [-0.2; 0.2])$ est représentée en noir.

Dans ce cas, les instants d'émission de chaque source sont à nouveau retrouvés sur la fonction z_{\max} . En revanche, la présence de deux sources émettant à des instants très proches peut parfois perturber le résultat, comme c'est le cas pour les deux pics situés entre 1 et 2 ms. On comprend alors que si les deux sources émettent au même instant,

une seule sera détectée par l'algorithme. Il a été observé que le résultat d'une telle situation se répercute sur les cartographies par la présence d'une source «moyenne» située à mi-distance des deux sources.

La détection de sources intermittentes par FV temporelle a alors été effectuée dans le cas présent sur un ensemble de 1000 évènements pour chaque signal $p_{S_1}(t)$ et $p_{S_2}(t)$. Le seuil β utilisé pour construire la fonction z_β est à nouveau 0.9. Cette fois, 80% des évènements ont été retrouvés aux instants exacts d'émission et 55% aux positions spatiales effectives. En permettant une erreur de 0.04 ms sur la détection temporelle (soit 5% de Δt_e) et de 2 cm sur la détection spatiale (soit 10% de l'écart entre les deux sources), 85% des instants et des positions sont correctement détectés. Comme indiqué plus haut, les erreurs sur les instants proviennent des cas pour lesquels les deux sources émettent quasiment au même instant.

Les cartographies autour du cinquième évènement détecté (noté t_0), soit celui situé entre 3 et 4 ms sur la Figure 3.21, sont présentées pour six instants caractéristiques de part et d'autre de t_0 (voir Figure 3.22). En désignant par t_0 l'instant du maximum en valeur absolue (ou extremum) de cet évènement, il s'agit respectivement des instants $t_0 - 0.3$ ms, $t_0 - 0.2$ ms, $t_0 - 0.1$ ms, t_0 , $t_0 + 0.1$ ms et $t_0 + 0.2$ ms. Les cartographies de FV temporelle sont alors tracées pour ces six instants sur la Figure 3.23. Pour cet évènement, l'instant d'émission t_0 et la position de la source S_1 sont correctement repérés. Le phénomène de convergence observé sur les cartographies de la partie 3.5.1 n'est pas visible ici, en raison du domaine de calcul restreint qui a été utilisé. Cela a permis de limiter l'influence des fronts d'onde convergents sur la détection d'évènements intermittents, et donc d'éviter la détection de sources non physiques.

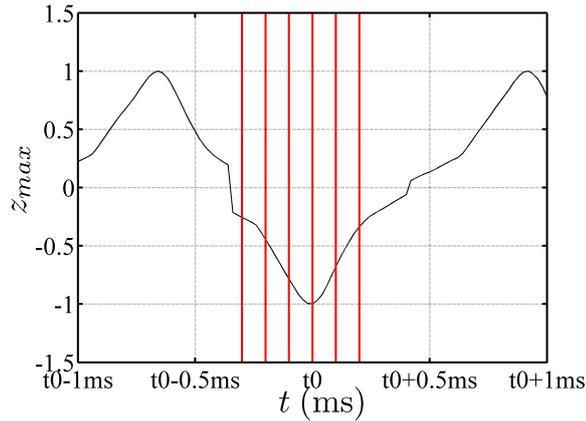


FIGURE 3.22: Évolution de $z_{\max}(t)$ calculée sur le domaine $(x; y) = ([-0.1; 0.1]; [-0.2; 0.2])$ et instants pour lesquels la FV temporelle est calculée : $t_0 - 0.3$ ms, $t_0 - 0.2$ ms, $t_0 - 0.1$, t_0 ms, $t_0 + 0.1$ ms et $t_0 + 0.2$ ms.

En conclusion, l'algorithme de FV temporelle développé ici a d'abord été validé dans le cas d'une source numérique dont les paramètres sont proches de ceux rencontrés expérimentalement. Il a alors été montré que les instants d'émission de la source ont tous été

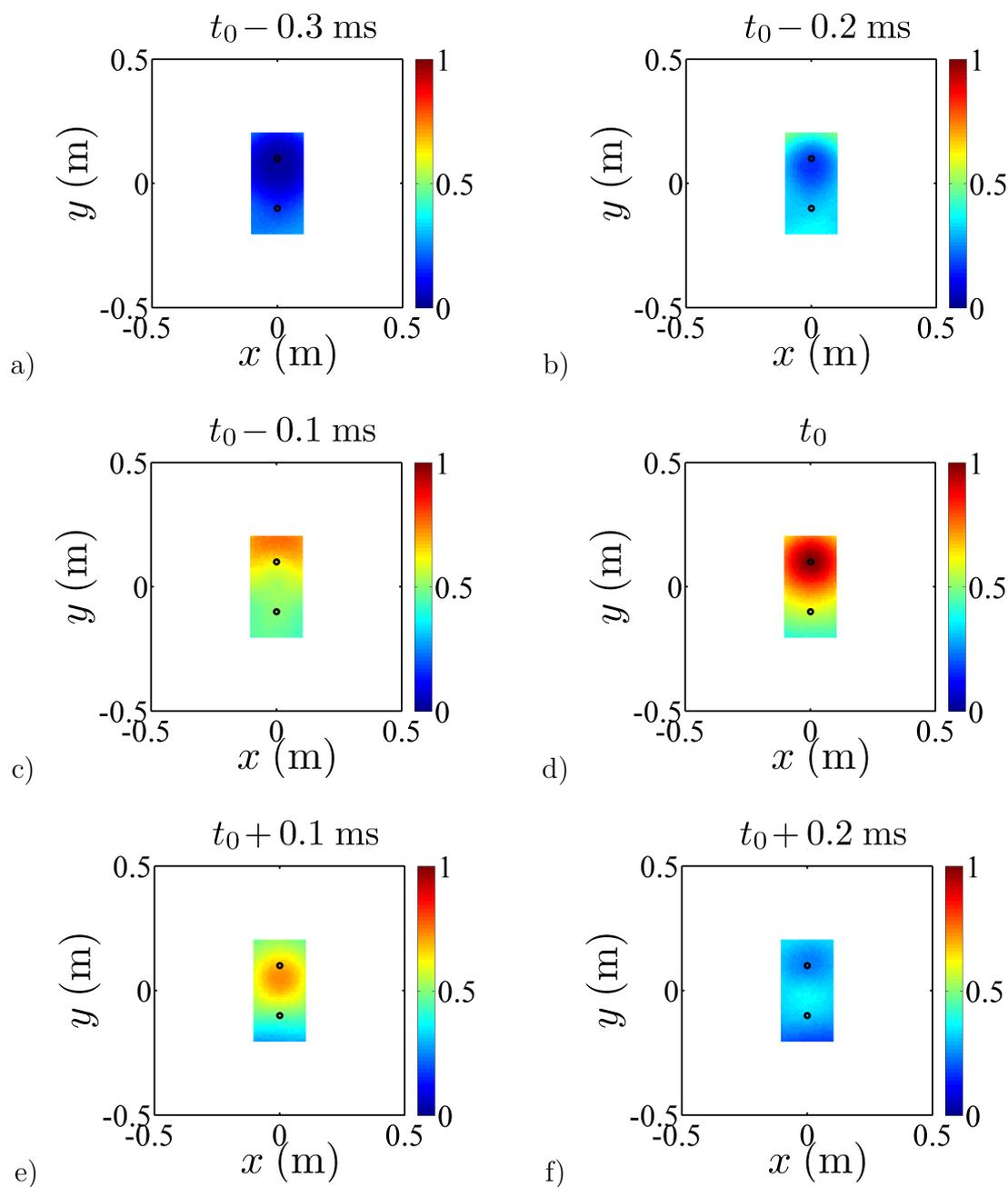


FIGURE 3.23: Cartographies de FV temporelle pour deux sources simulées tracées pour six instants différents. La source est émise à t_0 en $(x; y) = (0; 0.1)$ m. La distance source antenne est de 75 cm. L'échelle est normalisée par rapport à la valeur maximum de la cartographie à t_0 .

retrouvés ainsi que sa position spatiale à chacun de ces instants. Un phénomène lié à l'algorithme de FV temporelle est apparu sur les cartographies. Il peut être décrit comme une convergence de fronts d'onde dont la nature n'est pas physique. Cette spécificité nécessite alors de travailler sur un domaine spatial restreint et contenant toujours la source, afin d'éviter de relever l'empreinte de ce phénomène propre à l'algorithme. L'étude pour une source simulée s'est conclue par la description d'une démarche pour le calcul de sources intermittentes. Cette démarche a ensuite été utilisée dans le cas de deux sources intermittentes décorréélées simulées numériquement et localisées à deux positions différentes. Cette fois, seulement 85% des sources ont pu être retrouvées, avec une marge d'erreur de 2 cm dans l'espace et de 0.04 ms dans le temps. La dernière partie de ce chapitre fait la transition avec les résultats expérimentaux, en décrivant les traitements effectués dans le cas de mesures en soufflerie.

3.6 Traitements spécifiques à la mesure en soufflerie

La méthode par FV nécessite des traitements spécifiques lorsqu'elle est utilisée sur des mesures expérimentales en soufflerie. Ces traitements sont détaillés ici.

3.6.1 Correction des effets de l'écoulement

Lors de mesures acoustiques en soufflerie, les ondes acoustiques sont convectées vers l'aval du fait de la présence de l'écoulement entre la source et les microphones. En considérant une source acoustique prenant naissance dans un écoulement, les ondes acoustiques sont dans un premier temps convectées par l'écoulement moyen. Ensuite, la couche de cisaillement entre l'écoulement et le milieu au repos dévie une seconde fois les ondes acoustique par réfraction. Pour pallier ces phénomènes, Amiet [3] propose en 1976 un modèle analytique basé sur une analyse géométrique du problème par la méthode des rayons. Le modèle d'Amiet est cependant un modèle plan et Bahr *et al.* [4] ont ensuite étendu le modèle à trois dimensions pour permettre son utilisation dans le cadre d'applications avec des antennes planes. Un ensemble d'équations physiques prenant en compte la propagation dans l'écoulement est résolu itérativement pour obtenir un temps de propagation effectif des ondes d'un point donné à un microphone donné [51].

À titre d'exemple, le résultat présenté sur la Figure 3.24 compare les cartographies de FV obtenues sur le MOPET sans (figure de gauche) et avec (figure de droite) prise en compte des effets de l'écoulement. Sans prise en compte de ces effets, la localisation de source affiche un résultat situé plus en aval de la position effective de la source (environ 5 cm), le rayonnement acoustique ayant été convecté par l'écoulement autour du corps. L'utilisation du modèle d'Amiet s'avère donc nécessaire dans notre situation.

3.6.2 Méthode de suppression de bruit de fond

Un des problèmes majeurs des mesures en soufflerie vient du bruit généré par l'interaction entre l'écoulement et des éléments indésirables comme le collecteur par exemple. De plus, ces bruits sont généralement de nature large-bande tout comme le bruit aéroacous-

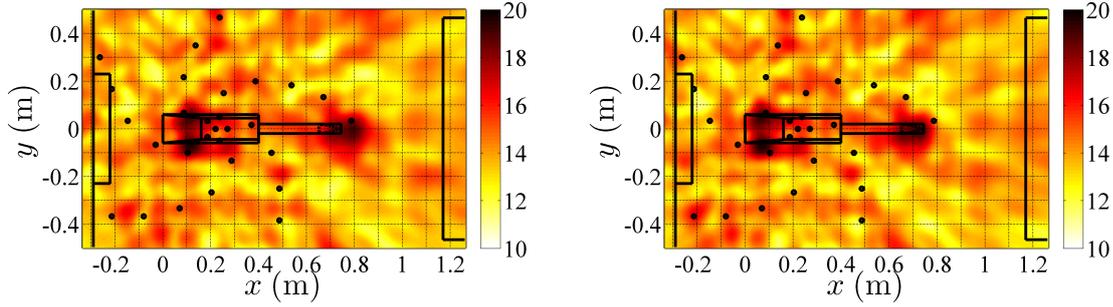


FIGURE 3.24: Localisation de source par FV fréquentielle sans (gauche) et avec (droite) la correction des effets de l'écoulement avec le modèle d'Amiet. $U_\infty = 50$ m/s et $f = 5$ kHz. Niveau en dB, réf = 2×10^{-5} Pa.

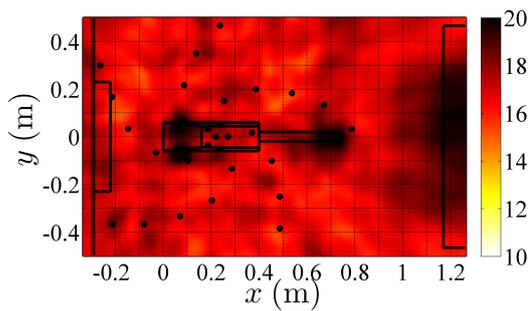
tique étudié. Pour pouvoir s'affranchir de ce bruit propre à la soufflerie, certains auteurs proposent de travailler avec la définition suivante pour le calcul par FV fréquentielle [26] :

$$\mathbf{Z}^2(\mathbf{r}_F, f) = \frac{\mathbf{e}^T \mathbf{W} (\mathbf{G} - \mathbf{G}_{\text{BDF}}) \mathbf{W}^T \mathbf{e}}{M^2}, \quad (3.25)$$

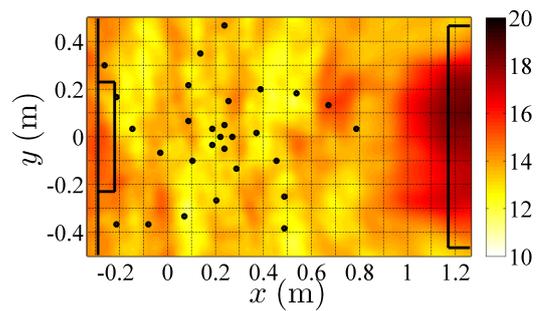
où \mathbf{G}_{BDF} est la matrice interspectrale du bruit de fond. Elle est évaluée à partir d'une mesure avec écoulement mais sans la maquette générant le bruit aéroacoustique que l'on veut étudier. Ce calcul est à comparer avec celui de l'équation (3.9), où on a simplement remplacé la matrice \mathbf{G} par la matrice $\mathbf{G} - \mathbf{G}_{\text{BDF}}$. Ce procédé permet de «nettoyer» le traitement des éventuelles sources gênantes pouvant provenir des éléments propres à la soufflerie (collecteur, convergent, etc.).

Afin de vérifier l'efficacité de cette méthode, une comparaison des cartographies de FV avant et après l'application de cette méthode est proposée Figure 3.25 dans le cas du MOPET en écoulement. L'antenne utilisée est dans la configuration horizontale et la vitesse de l'écoulement d'air est fixée à $U_\infty = 40$ m/s. La première cartographie est le résultat d'une mesure brute sur la maquette en écoulement. La deuxième correspond à une mesure avec l'écoulement seul (sans la maquette), que l'on désigne ici par bruit de fond, évaluée selon la méthode décrite précédemment. La dynamique est fixée arbitrairement à 10 dB car cela correspond à l'écart à partir duquel, entre deux sources de bruit, le niveau de la source la plus faible devient négligeable devant celui de la plus importante. Cette valeur est classiquement utilisée dans la littérature propre à la FV [48, 60].

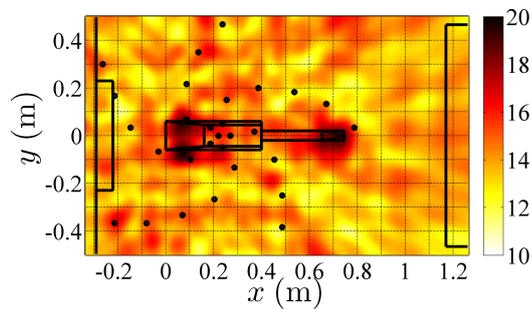
La comparaison entre le résultat brut (Figure 3.25 (a)) et le résultat issu de la méthode de suppression de bruit de fond (Figure 3.25 (c)) permet de prouver l'efficacité de cette technique. En effet, la contribution non négligeable du collecteur, visible sur les deux premières images, a été complètement supprimée sur la cartographie finale. Ainsi, cette méthode sera appliquée à l'ensemble des résultats de FV fréquentielle qui suivront dans ce mémoire.



a)



b)



c)

Figure 3.25: Cartographies obtenues par FV fréquentielle sur une même configuration pour une mesure en écoulement (a) avec et (b) sans la maquette. Le résultat en utilisant la méthode de suppression de bruit de fond est représenté en (c). $U_\infty = 50\text{m/s}$ et $f = 5\text{ kHz}$. Niveau en dB, référence = $2 \times 10^{-5}\text{ Pa}$.

Deux méthodes souvent utilisées dans le cas de mesures d'antennerie acoustique en soufflerie ont été décrites. La première est la correction des effets de l'écoulement sur la propagation du son en utilisant le modèle d'Amiet. La deuxième est la suppression du bruit de fond, ce dernier étant défini comme le bruit mesuré avec l'écoulement mais sans la maquette. Cette deuxième méthode s'est montrée très efficace, le rayonnement des sources acoustiques indésirables ayant été largement atténué. Il faut noter que la suppression du bruit de fond est propre à la FV fréquentielle, alors que la correction d'Amiet peut être appliquée aux deux versions de la FV.

Ce chapitre a permis de présenter la méthode de FV dans sa version fréquentielle et temporelle. Une antenne composée de cinq branches en spirale a été sélectionnée pour effectuer les mesures en souffleries. Dans un premier temps, il a été montré que l'algorithme de FV fréquentielle permet de localiser une source de bruit stationnaire, la précision étant d'autant meilleure que la fréquence d'observation est élevée. Afin de s'affranchir de cette dépendance, un algorithme de déconvolution de la réponse de l'antenne (DAMAS) a été mis en place, permettant de localiser une source acoustique avec la même résolution quelque soit la fréquence d'observation. Des sources de bruit simulées (bruit blanc) et réelles (haut-parleur) ont alors pu être localisées efficacement à partir de cet algorithme. D'un autre côté, la méthode par FV a été utilisée dans le but de détecter des événements intermittents apparaissant de manière aléatoire dans les signaux. La FV temporelle permet alors de localiser dans le temps et dans l'espace une source de bruit intermittente. Cette méthode a été validée dans le cas de signaux simulés uniquement. Enfin, des traitements spécifiques à la mesure par antennerie acoustique ont été présentés et permettront d'améliorer les cartographies de FV présentées dans la suite de cette étude : la suppression du bruit de fond (valable uniquement pour la FV fréquentielle) et la correction des effets de l'écoulement à partir du modèle d'Amiet. Les deux chapitres suivants, présentant les résultats expérimentaux sur la marche montante et le MOPET, concernent respectivement la localisation de sources par FV fréquentielle et temporelle.

Identification des sources par FV fréquentielle

La méthode par FV est utilisée dans ce chapitre dans sa version fréquentielle qui est la méthode classiquement utilisée dans le cadre de l'imagerie de sources acoustiques. Les deux configurations de mesure, à savoir la marche montante et le tourbillon de montant de baie, sont ainsi caractérisées à partir des mesures d'antennerie acoustique en champ lointain effectuées dans la soufflerie *Eole*. Ces mesures permettront d'estimer les positions des sources de bruit par bande de fréquence sur chacune de ces configurations. Une analyse conjointe du champ acoustique lointain et de la pression pariétale sera également proposée. Il convient de rappeler que les spectres acoustiques sont calculés sur une durée de 20 secondes avec des signaux échantillonnés à 50 kHz. Les transformées de Fourier sont calculées sur 4096 points et les spectres sont estimés sur 244 moyennes. De plus, les traitements par FV sont effectués sur des bandes de fréquences de largeur 100 Hz. La géométrie de l'antenne utilisée a déjà été présentée dans le chapitre précédent (section 3.3), il s'agit d'une spirale à 5 branches composée de 6 microphones par branche.

4.1 La marche montante

Dans l'étude qui suit, l'antenne est placée horizontalement dans un plan parallèle au plancher de la marche et à une distance de 885 mm au-dessus de cette dernière. Cette distance correspond à la limite à partir de laquelle les microphones de l'antenne ne sont plus perturbés par l'écoulement qui traverse la veine d'essai.

4.1.1 Émission acoustique

Dans un premier temps, l'émergence du bruit rayonné par la marche montante est étudiée. La Figure 4.1 représente les spectres mesurés par le microphone central de l'antenne horizontale pour trois vitesses d'écoulement et dans les configurations avec (trait épais) et sans (trait fin) la marche dans l'écoulement. L'émergence acoustique de la marche

correspond alors à l'écart entre ces deux configurations. Autrement dit il s'agit du gain acoustique apporté par la marche dans l'écoulement par rapport à l'écoulement libre sans marche.

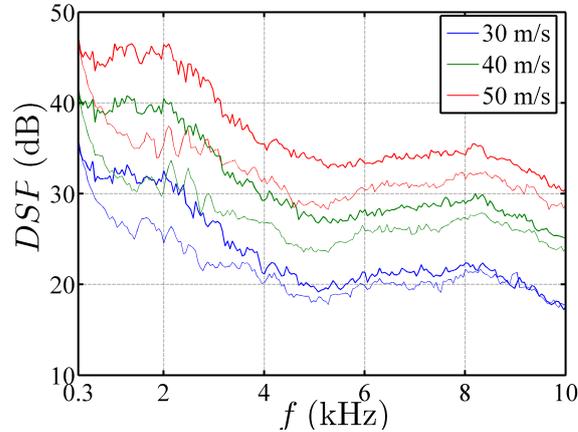


Figure 4.1: Spectres d'émergence du microphone central de l'antenne pour trois vitesses d'écoulement $U_\infty = 30$ m/s (bleu), 40 m/s (vert) et 50 m/s (rouge). Bruit mesuré avec écoulement sans la marche (trait fin) et avec la marche (trait épais). Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

Il apparaît que l'émergence acoustique de la marche est large bande, avec une dominance dans les basses fréquences jusqu'à 3 kHz. De plus, cette émergence est d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement amont U_∞ est grande. En effet, à 30 m/s, le bruit de l'écoulement sur la marche montante se détache relativement peu du bruit de fond (i.e. l'écoulement sans la marche), surtout pour les fréquences élevées (à partir de 4 kHz). En revanche pour les vitesses supérieures, l'émergence est nette à toutes les fréquences et avec un gain plus important. À titre d'exemple, l'émergence à $f = 2$ kHz est respectivement de 7, 10 et 12 dB à 30, 40 et 50 m/s.

Le tracé des spectres du bruit mesuré sur la marche pour les trois vitesses d'écoulement ne semble pas faire ressortir de phénomène particulier à certaines vitesses, seul le niveau tend à augmenter avec la vitesse. Pour s'en convaincre, les spectres précédents ont été représentés sur la Figure 4.2 en utilisant le même niveau de référence. Il apparaît ainsi que les spectres sont très bien superposés sur l'ensemble de la gamme de fréquence. L'allure générale des spectres acoustiques pour chaque vitesse est donc identique, à savoir :

- de 300 Hz à 2 kHz : un niveau de bruit constant,
- de 2 kHz à 5 kHz : une décroissance de 10 dB,
- de 5 kHz à 10 kHz : un niveau de bruit qui évolue légèrement mais reste globalement constant.

Les résultats de Largeau, présentés dans la section 1.2.3, montraient que la bande de fréquence caractéristique du bruit rayonné sur la marche montante s'étend jusqu'à un nombre de Strouhal de 0.6. Dans notre cas, ce nombre de Strouhal est associé à des

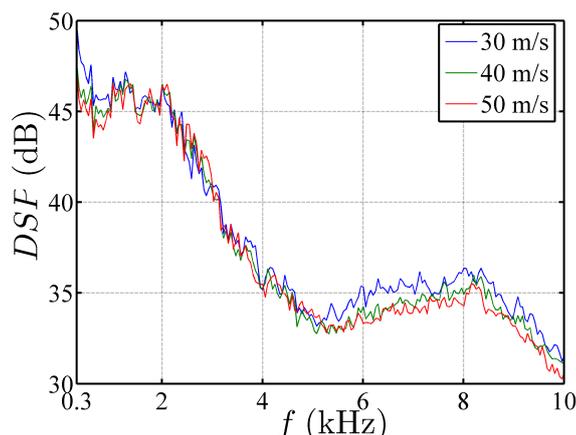


Figure 4.2: Spectres superposés du microphone central de l'antenne pour trois vitesses d'écoulement $U_\infty = 30$ m/s (bleu), 40 m/s (vert) et 50 m/s (rouge). Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

fréquences allant jusqu'à 1 kHz. Cette remarque va dans le sens des résultats présentés précédemment, l'énergie des spectres de bruit sur la marche étant maximale dans la bande de fréquence $[0.3; 2]$ kHz.

L'émergence du bruit généré par l'écoulement sur marche montante est d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement amont est élevée. De plus, bien que l'empreinte acoustique dominante de la marche semble apparaître dans les basses fréquences (de 300 Hz à 2 kHz), l'émergence acoustique a lieu sur toute la bande passante des microphones, i.e. jusqu'à 10 kHz. Le traitement par FV doit alors être appliqué sur l'ensemble de la gamme de fréquence.

Avant de présenter les résultats de FV, une remarque concernant le niveau des cartographies doit être mise en avant. Comme le montrent les spectres de la Figure 4.2, le niveau des spectres acoustiques sur la maquette décroît fortement entre 2 et 5 kHz. En raison de ces différences de niveau de bruit rayonné sur la plage de fréquence de l'étude, les résultats de FV qui vont suivre ne peuvent être présentés à toutes les fréquences en conservant la même échelle de niveau. Dans la suite de ce travail il a donc été choisi de prendre une échelle adaptative qui varie en fonction de la fréquence, seule la dynamique étant conservée et prise égale à 10 dB (voir section 3.6.2).

4.1.2 Localisation de sources par FV fréquentielle

4.1.2.1 Influence de la vitesse de l'écoulement

Comme l'analyse spectrale précédente l'a montré, la vitesse de l'écoulement ne semble pas avoir d'influence sur l'émission acoustique dans le cas de la marche montante. Le calcul par FV est tout de même effectué pour les trois vitesses d'écoulement afin de s'assurer que la détection de sources sur la marche est indépendante de la vitesse U_∞ . Le résultat est présenté sur la Figure 4.3 pour deux fréquences caractéristiques : la première est située dans la zone la plus énergétique de spectre de bruit ($f = 2$ kHz) et la deuxième

se trouve au contraire dans une région moins bruyante ($f = 5$ kHz). Rappelons que la méthode de suppression de bruit de fond est appliquée et que la correction des effets de réfraction de l'écoulement est effectuée avec le modèle d'Amiet (voir section 3.6). De plus, les différents éléments représentés en lignes noires sur les figures sont respectivement (de l'amont vers l'aval) le convergent ($x = -0.4$ à -0.3 m), l'arête de la marche ($x = 0$ m), la rampe descendante ($x = 1$ à 1.1 m) et le collecteur ($x = 1.1$ à 1.2 m). Ces derniers ont été présentés plus tôt dans la section 2.3.1.1.

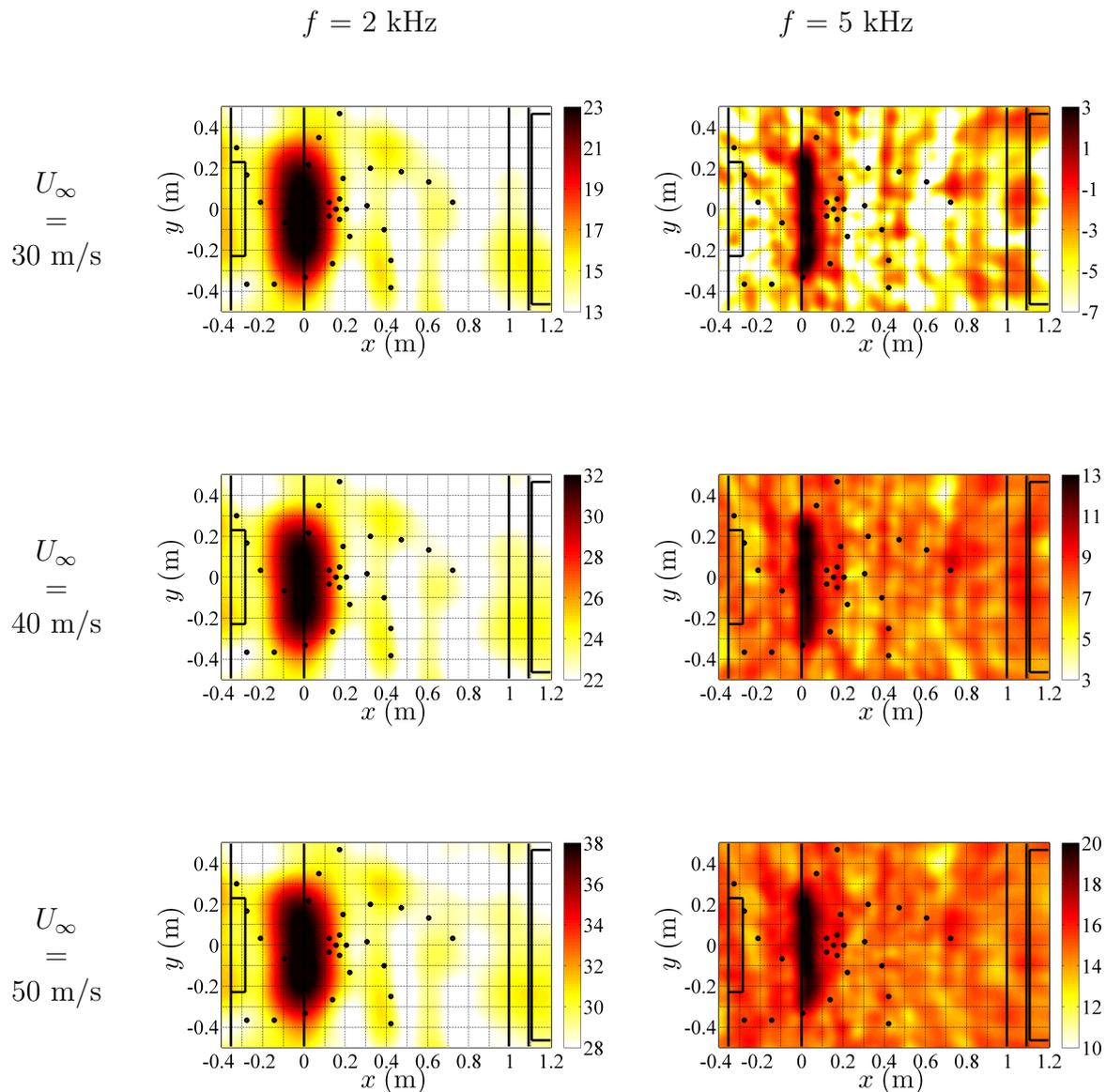


FIGURE 4.3: Cartographies de FV sur la marche montante en écoulement pour les trois vitesses d'écoulement à $f = 2$ kHz et $f = 5$ kHz. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

Pour chaque fréquence d'observation, les cartographies obtenues pour les trois vitesses d'écoulement sont quasiment les mêmes. La source de bruit principale correspond à l'arête de la marche à 2 kHz, alors qu'à 5 kHz le bruit semble plutôt provenir de la région située

légèrement en aval de l'obstacle. En tous les cas, l'indépendance de la localisation par FV fréquentielle par rapport à la vitesse de l'écoulement amont a été démontrée.

Les résultats précédents ont montré que la vitesse de l'écoulement amont U_∞ n'a pas d'influence sur le résultat obtenu par FV fréquentielle. Il a été décidé de travailler avec la vitesse d'écoulement la plus élevée ($U_\infty = 50$ m/s) car l'émergence acoustique pour cette vitesse est la plus importante (voir Figure 4.1). Les résultats de localisation sur l'ensemble de la gamme de fréquence sont présentés dans la suite pour cette vitesse d'écoulement.

4.1.2.2 Localisation de sources sur l'ensemble de la gamme de fréquences

Le résultat du calcul de localisation de sources acoustiques par FV sur la marche montante va donc être présenté pour plusieurs bandes de fréquences et pour $U_\infty = 50$ m/s. La distance de focalisation est choisie de telle sorte que le plan d'observation soit celui situé le long du plancher supérieur de la marche. L'objectif est de déterminer quelle région spatiale est à l'origine du rayonnement acoustique généré sur la marche. En raison de la dépendance en fréquence de la résolution de la FV, le résultat obtenu avec l'algorithme de déconvolution DAMAS (présenté dans la section 3.4.3) est affiché à côté de la cartographie de FV correspondante. Rappelons que cet algorithme est basé sur une déconvolution de la réponse de l'antenne et affiche ainsi un résultat indépendant de la fréquence d'observation, ce qui est très utile notamment pour la localisation en basses fréquences.

Le calcul pour la fréquence $f = 500$ Hz est présenté séparément du fait de sa spécificité. En effet, la Figure 4.4 montre qu'à cette fréquence, la source de bruit détectée par FV (image de gauche) est située au niveau du convergent. Ce résultat surprenant nous amène à utiliser l'algorithme DAMAS sur un domaine de calcul élargi (image de droite). Le résultat affiché semble confirmer que le bruit provient principalement de la sortie du convergent pour cette fréquence.

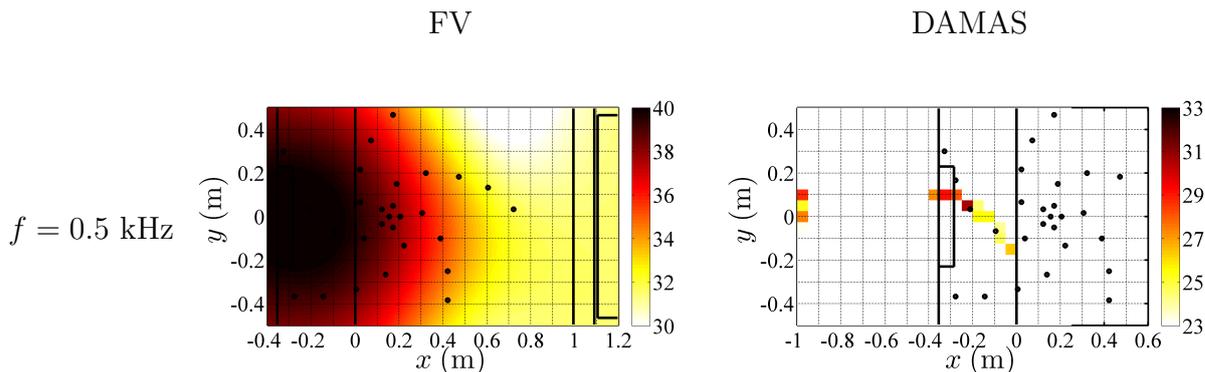


FIGURE 4.4: Cartographies de FV (gauche) et DAMAS (droite) sur la marche montante en écoulement à $f = 500$ Hz. $U_\infty = 50$ m/s. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

Le calcul pour d'autres fréquences est présenté sur la Figure 4.5. Les résultats de FV tout d'abord (colonne de gauche) donnent les tendances du rayonnement aéroacoustique

de la marche mais souffrent, comme attendu, d'une mauvaise résolution dans les fréquences les plus basses. Les résultats obtenus à partir de l'algorithme DAMAS (colonne de droite) permettent de pallier ce défaut, la localisation de source étant faite à résolution constante.

Dans un premier temps, les cartographies par FV sur la marche permettent de remarquer que la source de bruit semble se rapprocher de l'arête de la marche en augmentant la fréquence d'observation, phénomène nettement visible entre 1 et 2 kHz. Ce déplacement est également retrouvé sur les cartographies issues de l'algorithme DAMAS. La position de la source de bruit semble évoluer entre 2 et 4 kHz, passant de la région située légèrement en amont de l'arête à celle située légèrement en aval. La transition est plus marquée en utilisant l'algorithme DAMAS. Des résultats non présentés ici ont montré que cette transition de l'amont vers l'aval s'effectue à partir de $f = 3.5$ kHz. À cette fréquence, le rayonnement est parfaitement centré sur l'arête. Les fréquences inférieures semblent ainsi liées au bruit émis par le tourbillon de pied situé en amont de l'obstacle et les fréquences supérieures sont a priori issues de la zone de décollement de la nappe d'air au passage de l'arête.

À l'exception de la fréquence 6 kHz, la source de bruit moyenne sur la marche montante est de type linéique sur toute la largeur du convergent. Pour cette fréquence particulière en revanche, la zone centrale présente une atténuation acoustique au profit des régions périphériques pour lesquelles la présence de sources acoustiques est plus marquée. Ces régions sont celles où les couches de cisaillement latérales de l'écoulement interagissent avec l'arête de la marche. Cette interaction est à l'origine de lâchers tourbillonnaires instationnaires de petite envergure qui ont une empreinte plus marquée dans les hautes fréquences.

Enfin, le caractère dipolaire de la source de bruit sur marche montante présenté dans la section 1.2.3 n'a pas été observé. Si le rayonnement intercepté par l'antenne était dipolaire, l'image obtenue par FV donnerait 2 sources placées de part et d'autre de la marche [42], correspondant aux deux monopoles en opposition de phase générant le rayonnement dipolaire. Ceci n'est pas observé sur les cartographies obtenues. Il est donc conclu que le rayonnement obtenu expérimentalement est monopolaire, ce qui est en contradiction avec les résultats numériques de Sabanca [58].

En conclusion, l'ensemble de ces résultats permet de préciser la nature du rayonnement acoustique sur la marche montante :

- de 1.5 à 3 kHz : le rayonnement acoustique est produit par des sources situées légèrement en amont de la marche dans la zone du tourbillon de pied,
- autour de 3.5 kHz : la source aéroacoustique est parfaitement centrée sur l'arête de la marche et est à rapprocher des fluctuations de vitesse verticale dans cette région comme expliqué en section 1.2.3,
- de 4 à 6 kHz : le rayonnement acoustique est produit par des sources situées légèrement en aval de la marche, dans la région où l'énergie cinétique turbulente de l'écoulement est la plus importante (voir section 1.2.2),
- de 6 à 8 kHz : les structures à l'origine du bruit émis proviennent de l'interaction entre les couches de cisaillement latérales et le front de la marche.

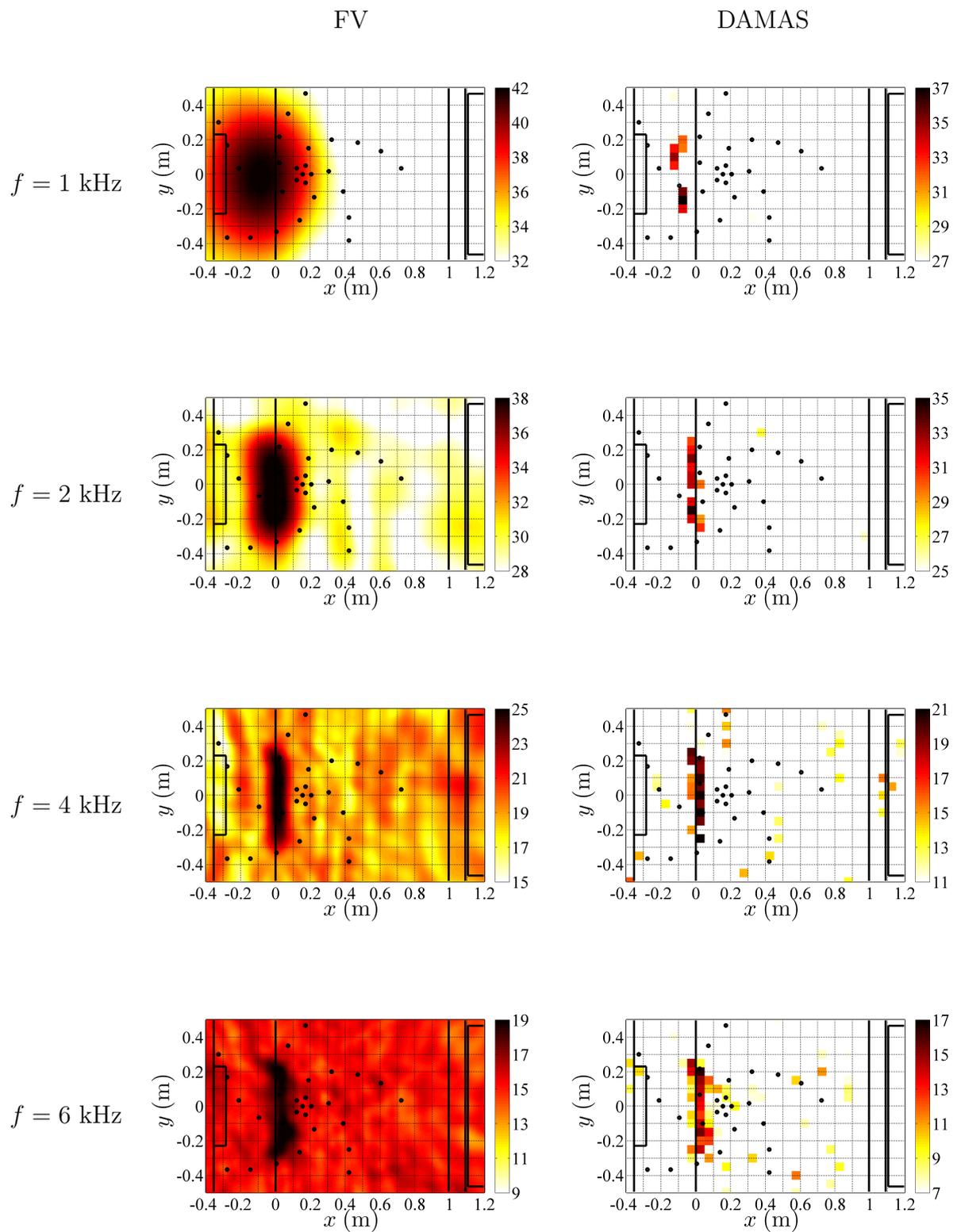


FIGURE 4.5: Cartographies de FV (gauche) et DAMAS (droite) sur la marche montante en écoulement pour plusieurs fréquences caractéristiques. $U_\infty = 50 \text{ m/s}$. Niveau en dB, référence = $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$.

Différentes régions autour de l'arête semblent être à l'origine du bruit aéroacoustique rayonné par la marche montante. L'utilisation d'un algorithme de déconvolution (DAMAS) a permis de distinguer plus précisément les bandes de fréquence propres à l'émission acoustique sur ces différentes régions. La zone en amont de la marche, associée au développement du tourbillon de pied, est responsable du rayonnement acoustique en basse fréquence ($f < 3.5$ kHz). À 3.5 kHz, la source de bruit principale est localisée sur l'arête de la marche et est certainement produite par les fluctuations de vitesse verticale lors du décollement de l'écoulement. Le rayonnement acoustique pour les fréquences supérieures est quant à lui produit par des sources situées légèrement en aval de l'arête. Globalement, plus la fréquence des sources considérées est grande, plus celles-ci semblent se déplacer progressivement vers l'aval de l'écoulement. À partir de 6 kHz, les résultats deviennent moins précis et affichent des régions acoustiques créées par l'interaction entre les couches de cisaillement latérales et la marche. Enfin, la nature dipolaire du rayonnement acoustique a été réfutée, la source de bruit principale observée étant unique. L'objectif de la partie suivante consiste à analyser conjointement les fluctuations de pression pariétale et le champ acoustique rayonné.

4.1.3 Analyse conjointe des mesures de pression pariétale et acoustique en champ lointain

Les outils généralement utilisés dans la recherche de similitudes entre signaux sont l'intercorrélation (outil temporel) et la cohérence (outil fréquentiel). La description de ces techniques a été effectuée dans la section 2.2. Rappelons que la cohérence est l'équivalent dans le domaine spectral de l'intercorrélation, et a pour avantage de fournir une information par bande de fréquence. Comme il l'a été montré dans la partie précédente, l'émission acoustique sur la marche dépend de la bande de fréquence observée. Il est donc plus intéressant ici de travailler dans un premier temps avec l'outil de la cohérence, l'intercorrélation pouvant nous renseigner ensuite sur les temps de retard entre les signaux.

4.1.3.1 Cohérence

Hahn *et al.* [19] se sont intéressés au rayonnement acoustique sur la marche montante et à ses liens avec la pression pariétale. Leurs résultats concernent une marche de 12 mm et un écoulement de 30 m/s ($Re = 2.4 \times 10^4$). Les auteurs mesurent un niveau de cohérence d'environ 20 % sur une large gamme de fréquences centrée sur 3 kHz ($St_h = 1.2$) entre un microphone en champ lointain situé à la verticale de la marche et un capteur de pression pariétale situé 10 mm en amont de la marche ($x/h = 0.8$). L'expérience a également été réalisée avec un capteur situé 15 mm en aval de l'arête mais dans ce cas la cohérence devient nulle. Ces résultats sont présentés sur la Figure 4.6. L'objectif de cette partie est de retrouver des résultats similaires dans le cadre de ce travail.

La cohérence entre un microphone situé à la verticale de l'arête de la marche et les différentes lignes de capteurs de pression pariétale est calculée pour les trois vitesses d'écoulement. On s'attend à observer des niveaux importants de cohérence dans la zone

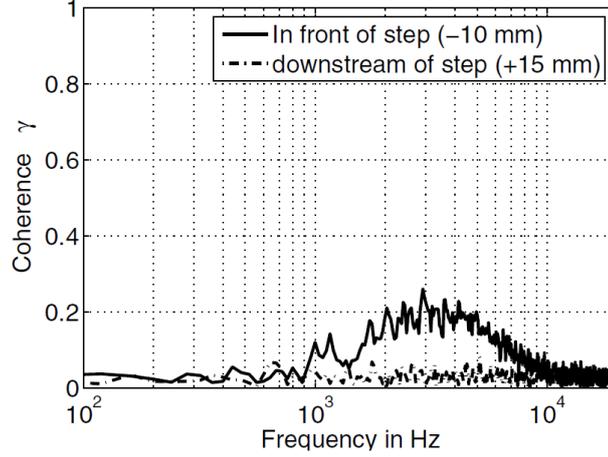


Figure 4.6: Valeur absolue de la cohérence mesurée par Hahn *et al.* [19] sur une marche montante entre un microphone acoustique situé à la verticale de l’arête en champ lointain et 2 prises de pression pariétale, une en amont et l’autre en aval de l’arête. $h = 12$ mm et $U_\infty = 30$ m/s.

ou l’algorithme de FV détecte des sources acoustiques, c’est-à-dire dans une région proche de l’arête. Il se trouve que seuls les 6 capteurs situés en amont de la marche (voir section 2.3.1.2) affichent un léger niveau de cohérence avec le microphone de l’antenne. De plus, il a été observé que le niveau de cohérence a tendance à augmenter avec la vitesse.

La Figure 4.7 présente des résultats de cohérence entre un microphone situé à la verticale du front de la marche et deux capteurs pariétaux : le premier est situé en amont en $x/h = -1$, juste avant le tourbillon de pied, et le deuxième est situé en aval en $x/h = 3.5$, donc en dehors de la bulle de recirculation. Les valeurs absolues de ces cohérences sont représentées respectivement en bleu et rouge. Le capteur situé en amont semble afficher un niveau légèrement supérieur jusqu’à 1.2 kHz (courbe bleue), même si la différence avec la deuxième courbe n’est pas très importante. Le faible niveau de cohérence obtenu en aval de la marche (courbe rouge) est certainement lié aux fortes variations de pression aérodynamique présentes dans cette zone (voir section 2.3.1.2). L’importance de ces niveaux de pression fluctuante rend difficile l’émergence d’un champ acoustique dans cette région de l’écoulement. D’un autre côté, le niveau de cohérence plus important mesuré dans la région en amont de l’arête (courbe bleue) est à relier à la topologie de l’écoulement de tourbillon de pied. Il a en effet été expliqué dans la section 1.2.1 que cette région est gouvernée par un changement de comportement permanent de l’écoulement, ce dernier oscillant entre une structure tourbillonnaire classique et un écoulement quasi-régulier. Enfin, il faut noter que le niveau de cohérence mesuré ici (environ 10%) est bien plus faible que celui obtenu par Hahn *et al.*.

Les résultats de cohérence obtenus entre un capteur de pression pariétale et un microphone en champ lointain ne se sont pas révélés satisfaisants, les niveaux de cohérence obtenus par les auteurs n’ayant pas été retrouvés. Comme il l’a été expliqué dans la bibliographie sur la marche, le champ acoustique rayonné par la marche possède une directivité assez marquée pour les fréquences élevées, laissant à penser que l’information mesurée par

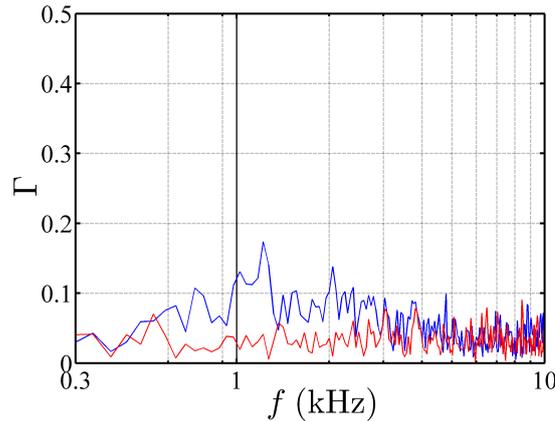


Figure 4.7: Valeurs absolues des cohérences calculées entre un microphone situé à la verticale de l’antenne et deux capteurs de pression pariétale, l’un situé en amont de l’arête en $x/h = -1$ (bleu) et l’autre en aval de l’arête en $x/h = 3.5$ (rouge). $U_\infty = 50$ m/s.

un seul microphone est insuffisante. Afin de prendre en compte l’information mesurée par l’ensemble des microphones de l’antenne, la méthode du filtrage spatial, décrite dans le chapitre 3, est appliquée dans la suite.

Filtrage spatial

Le filtrage spatial de l’antenne (voir section 3.1.1) consiste à focaliser l’information mesurée par l’ensemble des microphones en un point particulier de l’espace, en se basant sur les temps de retard entre chaque microphone par rapport au point de l’espace choisi, la correction des effets de l’écoulement étant effectuée. Le signal obtenu en sortie correspond donc à l’information acoustique mesurée par l’ensemble des microphones de l’antenne provenant du point de focalisation considéré.

Les cohérences entre champ proche et champ lointain sont à nouveau calculées pour les deux capteurs de pression pariétale en amont $x/h = -1$ et en aval de l’arête $x/h = 3.5$, en utilisant cette fois-ci pour le champ lointain le résultat du filtrage spatial focalisé respectivement sur chacun de ces capteurs. La Figure 4.8 présente les valeurs absolues des cohérences obtenues. Cette figure est à comparer avec la Figure 4.7, la différence étant uniquement liée à l’application ici du filtrage spatial sur les signaux acoustiques.

Cette fois-ci, les niveaux de cohérence sont plus importants, allant jusqu’à 20% dans la gamme de fréquence [1;3] kHz centrée sur 2 kHz ($St_h = 1.2$). Des résultats similaires ont été obtenus par Hahn *et al.* [19] sur une configuration proche. En revanche aucune élévation de niveau n’est apparue pour les fréquences plus basses. Cela provient du filtrage spatial qui est moins sélectif aux basses fréquences et qui par conséquent favorise les fréquences plus élevées.

L’étude de la cohérence entre les mesures effectuées en champ proche et en champ lointain a montré que seuls les capteurs pariétaux situés sous le tourbillon de pied de la marche (i.e. pour x/h compris entre -1 et 0) affichent une cohérence avec le champ acoustique

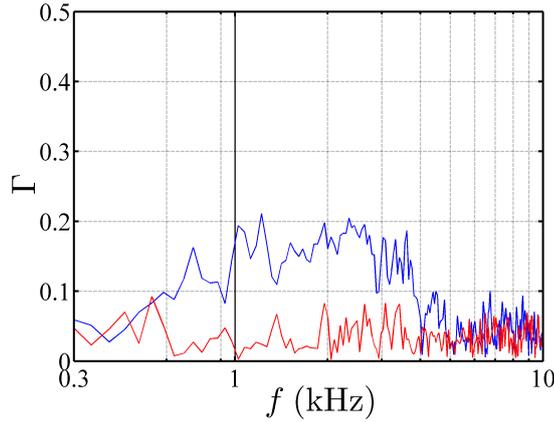


Figure 4.8: Valeur absolue de la cohérence entre le filtrage spatial de l’antenne et deux capteurs de pression pariétale, l’un situé en amont de l’arête en $x/h = -1$ (bleu) et l’autre en aval de l’arête en $x/h = 3.5$ (rouge). $U_\infty = 50$ m/s.

rayonné. Le changement permanent de la nature de l’écoulement dans cette région semble en être la raison principale. Aucune cohérence n’est en revanche apparue en considérant les capteurs situés en aval de la marche. Les forts niveaux de pression fluctuante liés à la présence d’une bulle de recirculation dans cette zone empêchent l’émergence d’un champ acoustique. L’utilisation du filtrage spatial de l’ensemble des microphones de l’antenne focalisés sur le tourbillon de pied a en outre permis d’augmenter significativement le niveau de cohérence dans cette région. Ce dernier est passé de 10% à 20% et a fait ressortir la bande de fréquences [1;3] kHz centrée sur 2 kHz ($St_h = 1.2$). Des résultats similaires ont été obtenus dans la littérature sur une configuration proche de la nôtre [19]. L’étude se poursuit par l’analyse des fonctions d’intercorrélacion, apportant des renseignements complémentaires à cette étude.

4.1.3.2 Intercorrélacion

Comme une région fréquentielle semble être ressortie sur le tracé de la valeur absolue de la cohérence, il est à présent intéressant d’observer l’allure de la fonction d’intercorrélacion entre les deux signaux. Il s’agit d’une part du signal du capteur en paroi situé en amont de la marche ($x/h = -1$), et d’autre part du résultat du filtrage spatial de l’antenne focalisé sur ce capteur. Le capteur de référence est celui en paroi, de telle sorte que le calcul de l’intercorrélacion entre la mesure de pression pariétale p_p et le résultat du filtrage spatial des microphones acoustiques p_a est obtenu par $C_{p_p, p_a}(\tau) = [p_p(t)p_a(t + \tau)]$. Celle-ci est normalisée par le produit des écarts-types de chaque signal, comme expliqué dans la partie 2.2.1.2 et présentée sur la Figure 4.9. Le calcul est effectué pour les trois vitesses d’écoulement.

Le maximum de corrélation (en valeur absolue) se situe en $\tau=0$, signifiant que les deux signaux sont les mieux corrélés pour un temps de retard nul. En effet, rappelons que le filtrage spatial focalise les signaux microphoniques de l’antenne au point considéré, ici le capteur pariétal localisé en $x/h = -1$. Le temps de retard entre l’émission acoustique depuis le point focalisé et les mesures microphoniques sur l’antenne est donc supprimé. Un

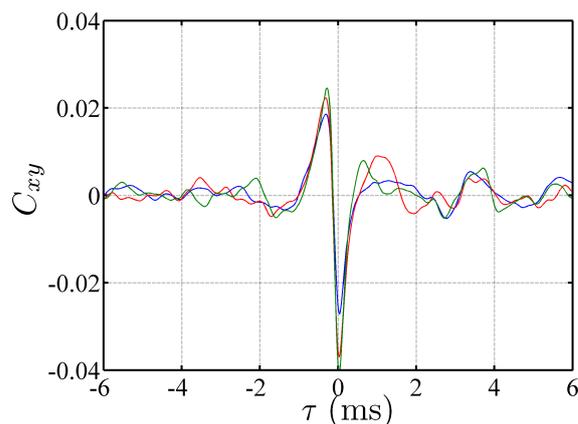


Figure 4.9: Intercorrélation entre le capteur de pression pariétale situé en amont de l'arête en $x/h = -1$ et le filtrage spatial de l'antenne focalisé sur ce capteur. La fonction d'intercorrélacion est estimée pour 30 m/s (bleu), 40 m/s (rouge) et 50 m/s (vert).

temps de retard égal à $\tau = 0$ signifie donc qu'il existe un retard entre les mesures microphoniques et la pression pariétale égal au temps de propagation. Finalement, ce résultat signifie que l'empreinte de pression relevée en paroi au niveau du capteur situé en $x/h = -1$ est directement liée à la signature acoustique en champ lointain mesurée par l'antenne. La valeur négative du niveau d'intercorrélacion nous renseigne toutefois sur l'opposition de phase existant entre les deux signaux. Cela signifie qu'en moyenne, une fluctuation de pression pariétale négative (aspiration) se répercute en une pression acoustique positive, et inversement. De plus, le niveau de corrélation, bien que faible (4%), a tendance à augmenter légèrement avec la vitesse de l'écoulement extérieur. En effet, comme on l'a vu en début de chapitre, l'émergence acoustique est d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement amont est importante.

Le tracé de l'intercorrélacion entre les signaux en champ proche et en champ lointain a permis de confirmer l'idée selon laquelle ce sont les structures aérodynamiques du tourbillon de pied qui sont la cause directe du bruit rayonné dans la bande [1 ; 3] kHz. Le temps de retard estimé entre les deux signaux est en effet identique au temps de propagation des ondes acoustiques, les effets de l'écoulement étant pris en compte dans le calcul. La suite de ce travail porte sur le corps 3D, l'étude menée étant similaire à celle effectuée dans le cadre de la marche à ceci près que deux antennes seront cette fois utilisées pour cette deuxième expérience.

4.2 Le corps 3D (MOPET)

L'étude du bruit rayonné par un corps tridimensionnel non profilé générant des tourbillons de montant de baie n'a jamais été effectuée auparavant. Cette partie permettra d'une part de déterminer la position spatiale des sources de bruit autour de la maquette, mais également de comprendre, à partir de l'analyse de la structure de l'écoulement effec-

tuée dans la section 2.3.2, quelles sont les structures aérodynamiques qui contribuent au rayonnement acoustique. À nouveau, une analyse conjointe entre les mesures de pression pariétale et acoustique sera proposée en fin de chapitre. Afin de mener une étude plus approfondie sur le MOPET, l'antenne a été positionnée dans deux configurations différentes, de manière horizontale et verticale, comme présenté sur la Figure 4.10. Les plans de focalisation ont été choisis dans des coupes du centre du tourbillon latéral, comme indiqué sur la Figure 4.10 (les échelles ne sont pas respectées). Les traits pleins bleus et rouges correspondent aux positions respectives des antennes verticale et horizontale alors que les traits pointillés représentent les plans de focalisation choisis pour chaque antenne.

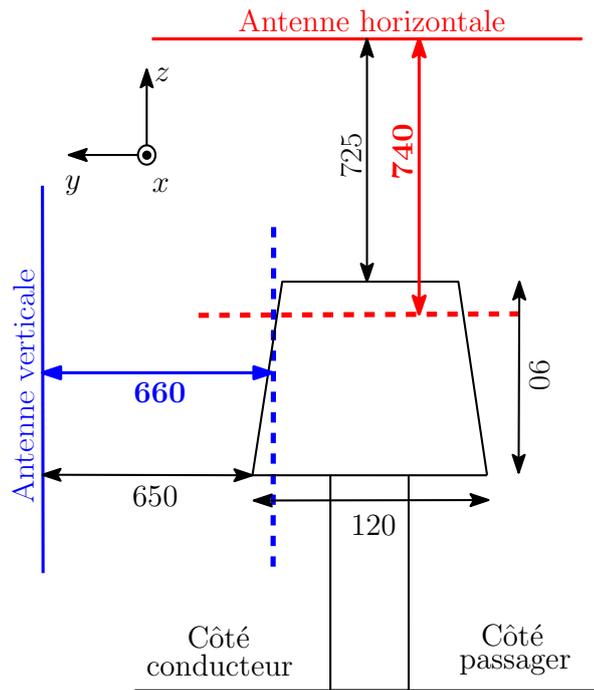


Figure 4.10: Position des plans de focalisation (en traits discontinus) pour la FV pour l'antenne horizontale (rouge) et verticale (bleu), vue de la face avant du MOPET. Dimensions en mm.

4.2.1 Émission acoustique

Comme pour la configuration précédente, les spectres acoustiques du microphone central de l'antenne horizontale sont tracés pour les trois vitesses d'écoulement avec et sans la maquette dans l'écoulement sur la Figure 4.11. L'objectif est de repérer les bandes de fréquence sur lesquelles le bruit généré par la maquette émerge du bruit de fond. Cette émergence est à nouveau large bande et est d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement amont U_∞ est grande. Il ressort toutefois deux bandes de fréquence pour lesquelles l'émergence est plus marquée, à savoir $[0.3;2]$ kHz et $[5;6]$ kHz. À titre d'exemple, pour la première bande de fréquence, cette émergence est respectivement de 3, 6 et 7 dB pour les vitesses 30, 40 et 50 m/s.

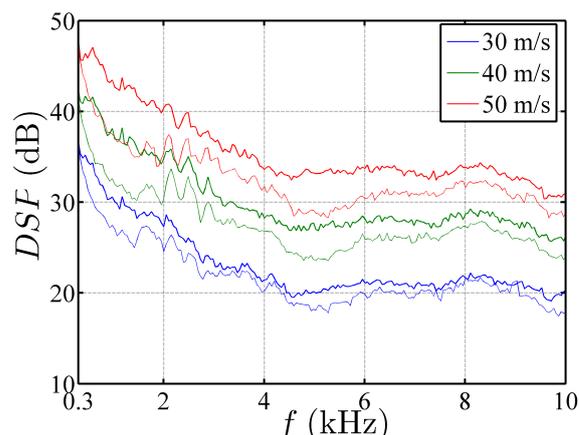


Figure 4.11: Spectres d'émergence du microphone central de l'antenne horizontale pour trois vitesses d'écoulement $U_\infty = 30$ m/s (bleu), 40 m/s (vert) et 50 m/s (rouge). Bruit mesuré avec écoulement sans le MOPET (trait fin) et avec le MOPET (trait épais). Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

Comme pour la marche, les allures spectrales du bruit rayonné par le MOPET pour les trois vitesses d'écoulement semblent similaires. Afin de les comparer, celles-ci ont été représentées une nouvelle fois sur la Figure 4.12 en choisissant un même niveau de référence. Il apparaît que les spectres à chaque vitesse se superposent très bien, l'allure générale étant la suivante :

- de 0.5 kHz à 4.5 kHz : une décroissance importante du niveau sonore de 15 dB,
- de 4.5 kHz à 10 kHz : un niveau sonore qui évolue légèrement mais reste globalement constant.

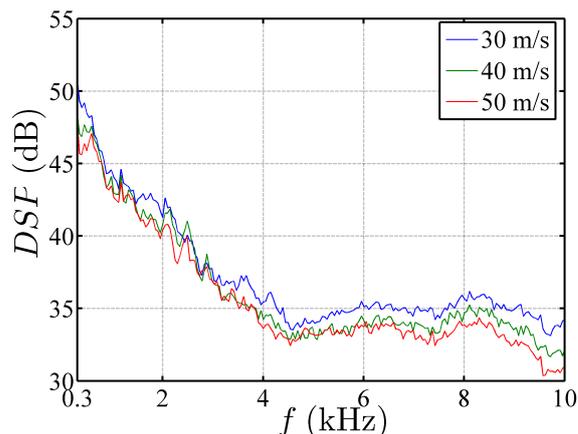


Figure 4.12: Spectres superposés du microphone central de l'antenne horizontale pour trois vitesses d'écoulement $U_\infty = 30$ m/s (bleu), 40 m/s (vert) et 50 m/s (rouge). Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

L'émergence du bruit généré par l'écoulement sur le MOPET a lieu sur toute la bande

passante des microphones bien qu'elle soit plus marquée sur deux bandes de fréquence particulières, à savoir [0.3;2] kHz et [5;6] kHz. De plus, l'émergence acoustique est d'autant plus importante que la vitesse de l'écoulement amont est élevée. Le traitement par FV est donc, à l'instar de la marche, appliqué sur l'ensemble de la gamme de fréquence, la vitesse de référence étant prise égale à 50 m/s car correspondant à celle pour laquelle l'émergence acoustique est la plus marquée.

4.2.2 Localisation de sources par FV fréquentielle

Cette partie vise à caractériser le MOPET à partir des mesures de pression acoustique effectuées en champ lointain avec l'antenne de microphones qui est cette fois disposée de deux manières différentes. L'étude sera menée en utilisant les mêmes outils que pour la marche montante, à savoir la FV fréquentielle qui permet de localiser des sources stationnaires par bandes de fréquence. La première étape de la localisation de sources consiste à vérifier si les résultats obtenus entre les deux positions d'antenne (horizontale et verticale) sont cohérents.

4.2.2.1 Comparaison des deux positions d'antenne

La comparaison des résultats obtenus avec les deux antennes (horizontale et verticale) est présentée dans cette partie, afin de vérifier la cohérence entre les deux mesures. Les résultats issus des antennes horizontale et verticale sont comparés sur la Figure 4.13 pour trois fréquences significatives de différents phénomènes et pour la vitesse d'écoulement $U_\infty = 50$ m/s. Il apparaît alors clairement que pour chacune des trois fréquences caractéristiques, la source dominante est globalement située au même endroit avec les deux positions d'antenne. On distingue ainsi :

- à 1 kHz : le pied déporté,
- à 2 kHz : le toit de la maquette,
- à 5 Hz : les montants de baie latéraux ainsi que le pied.

En premier lieu, il ressort de cette figure que les niveaux acoustiques reçus au niveau de l'antenne sont sensiblement identiques pour les deux positions d'antenne, excepté en basse fréquence, quand l'unique source présente est située au niveau du pied profilé. On dénote ainsi à 1 kHz une différence de 8 dB entre les deux antennes au niveau de cet élément. Il semble donc que l'émission acoustique du pied de la maquette ait une directivité créant un rayonnement plus important dans les directions latérales que dans la direction axiale. Le bruit du pied, visible sur les cartographies utilisant l'antenne horizontale, empêche ainsi toute analyse du rayonnement du MOPET. Le pied n'a donc pas d'intérêt en soi, c'est la raison pour laquelle il a été déporté le plus loin possible de la zone d'intérêt de cette étude, à savoir des tourbillons de montant de baie (voir section 2.3.2.1).

On remarque ensuite à 2 kHz la présence de deux zones énergétiques pour l'antenne verticale, de part et d'autre du plancher. Il s'agit vraisemblablement de la source principale (au-dessus) et de sa réflexion sur le plancher (en-dessous). En effet, la position de la source image due à la réflexion sur le plancher est théoriquement obtenue en effectuant une symétrie axiale de la source réelle par rapport au plan de symétrie (i.e. le plancher

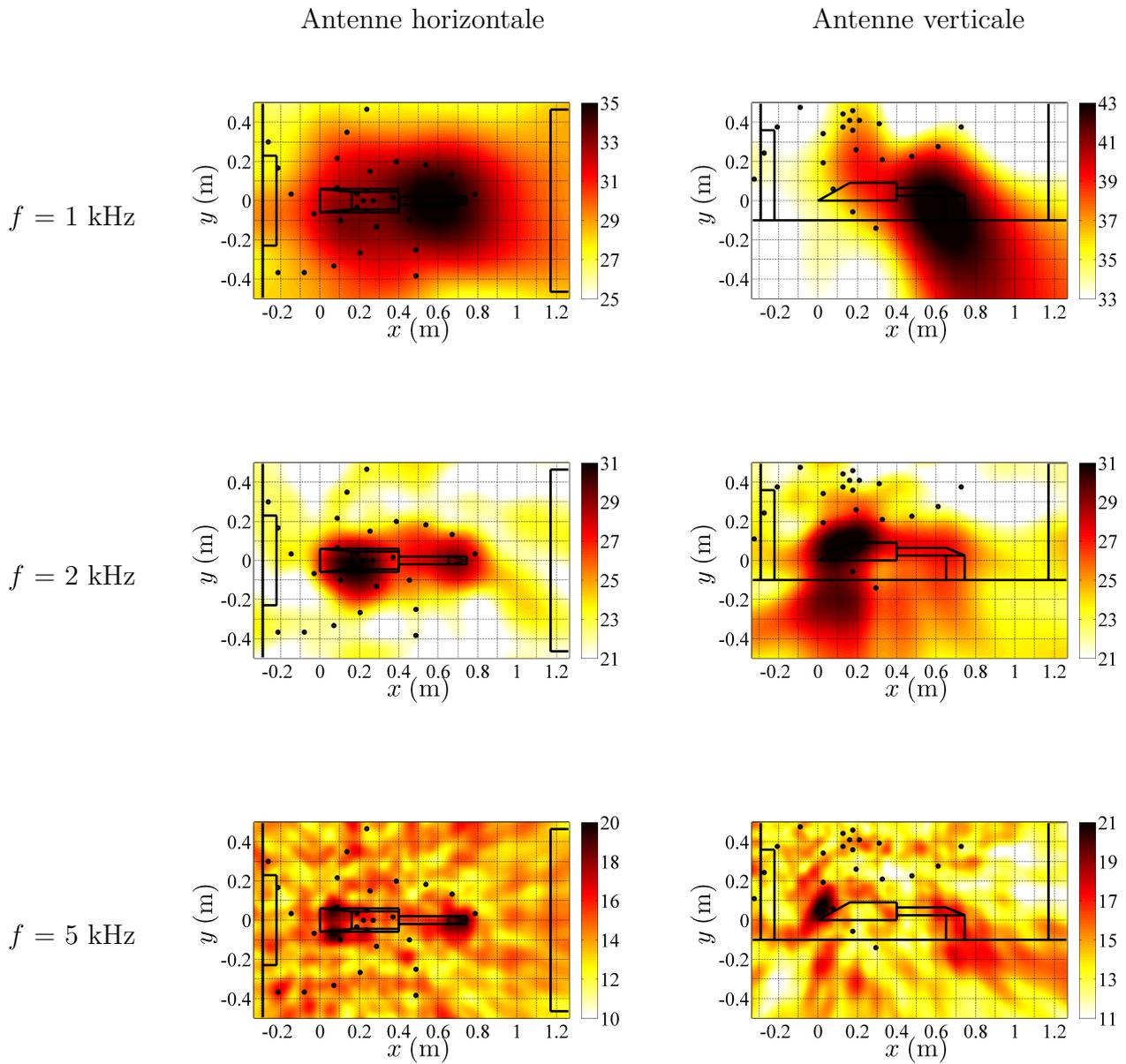


FIGURE 4.13: Comparaison des résultats de FV avec les antennes horizontale et verticale pour trois fréquences caractéristiques. $U_\infty = 50 \text{ m/s}$. Niveau en dB, référence = $2 \times 10^{-5} \text{ Pa}$.

dans ce cas).

Enfin, le résultat obtenu à 5 kHz pour l'antenne verticale fait apparaître une zone de bruit qui semble se situer légèrement au-dessus du montant de baie. Le tourbillon de montant de baie se développant le long des parois latérales, on s'attendrait plutôt à visualiser la source de bruit 5 cm plus bas, c'est-à-dire le long des parois latérales où l'interaction du tourbillon avec la paroi crée des fluctuations de pression importantes. Ce résultat peut s'interpréter comme suit :

L'antenne verticale est suffisamment haute pour mesurer le rayonnement acoustique des deux tourbillons latéraux. En effet, les microphones sont quasiment tous situés au-dessus de la source de bruit et détectent ainsi à la fois la source côté «conducteur» qui nous intéresse, mais également la source côté «passager» située en face, 10 cm plus loin. Afin de vérifier cette hypothèse, une simulation numérique est menée en positionnant deux sources de bruit de même intensité aux mêmes abscisses $(x; y)=(0; -35)$ cm mais à des distances différentes de l'antenne, à savoir $z_{conducteur} = 72$ cm et $z_{passager} = 82$ cm. Cette configuration est identique à celle rencontrée expérimentalement. Le calcul par FV est alors effectué en focalisant l'antenne successivement sur chacune des deux sources. Le résultat, présenté sur la Figure 4.14, montre que la localisation est légèrement faussée dans les deux cas. En effet, la source est localisée 2 cm au-dessus côté «conducteur» et 2 cm en-dessous côté «passager». Ce résultat va dans notre sens, car en focalisant l'antenne du côté «conducteur», le résultat est un lobe situé au-dessus de la position réelle de la source. L'erreur de localisation reste cependant faible par rapport à l'erreur observée sur la Figure 4.13 qui était de l'ordre de 5 cm. Cette explication reste néanmoins la plus plausible pour expliquer la présence de la source au-dessus du nez de la maquette.

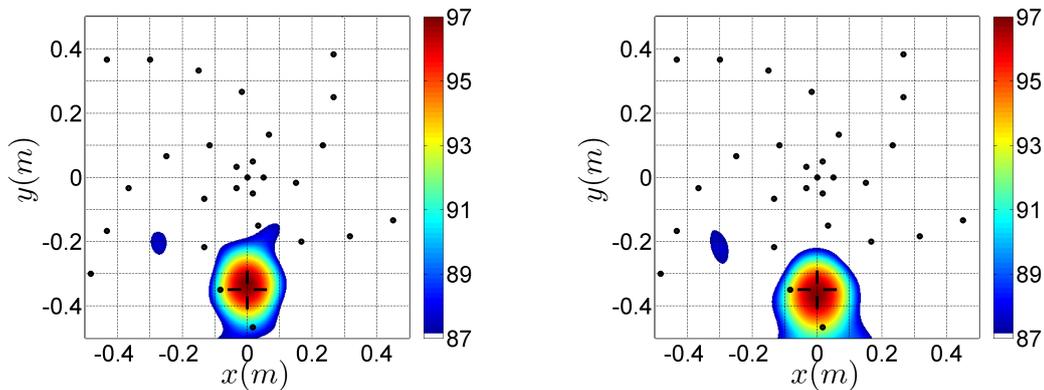


Figure 4.14: Cartographie de FV avec l'antenne verticale pour deux sources simulées positionnées au niveau des deux montants de baie latéraux (croix noire). Le calcul est effectué en focalisant sur le montant de baie côté «conducteur» (gauche) et côté «passager» (droite), sans écoulement. $f = 2500$ Hz. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

En conclusion, les mesures effectuées avec les deux antennes fournissent les mêmes résultats en terme de localisation de source sur différentes bandes de fréquence : le pied déporté à 1 kHz, le toit de la maquette à 2 kHz et les tourbillons latéraux (en plus du

piéd déporté) à 5 kHz. En revanche, l'antenne verticale semble présenter des erreurs de localisation de l'ordre de 5 cm, certainement dues au fait que les deux sources sont situées l'une derrière l'autre par rapport au plan de l'antenne. Avec l'antenne horizontale, les résultats sont plus intéressants et offrent une meilleure précision, l'antenne étant centrée sur le montant de baie et les deux sources étant situées dans un plan parallèle à celui de l'antenne. Pour toutes ces raisons, les résultats présentés dans la suite concernent uniquement l'antenne horizontale. Un éventail plus large de fréquences sera considéré, afin de caractériser plus précisément les différents éléments présents sur la maquette qui contribuent au rayonnement acoustique mesuré.

4.2.2.2 Influence de la vitesse de l'écoulement

Les cartographies de localisation de source ont été analysées pour les trois vitesses d'écoulement et pour un grand nombre de fréquences d'observation. L'analyse de ces résultats n'a permis de conclure à aucune différence majeure en terme de localisation due au nombre de Reynolds. En effet, les sources de bruit sont les mêmes à chaque fréquence d'observation, la seule différence étant liée au niveau du bruit mesuré qui augmente avec la vitesse. En revanche, il est possible de remarquer qu'à une fréquence fixée, l'émergence de la source située au niveau des montants de baie augmente avec la vitesse, ce qui facilite l'interprétation des cartographies (voir la Figure 4.15).

Il est également possible de noter une différence d'intensité des sources présentes au niveau des montants de baie latéraux, la source côté «conducteur» semblant émettre un rayonnement plus marqué que celle située côté «passager». Il faut savoir que les structures tourbillonnaires de montant de baie sur cette maquette sont particulièrement sensibles au dérapage, l'alignement de la maquette avec l'écoulement incident devant être réalisé avec beaucoup de précision [46]. Il est possible que malgré les précautions prises, la symétrie entre les deux tourbillons n'était pas parfaite.

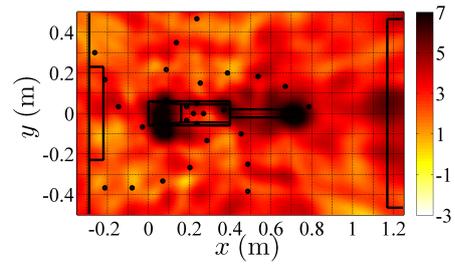
L'influence de la vitesse de l'écoulement sur les cartographies de FV est donc très faible. L'émergence des sources acoustiques est toutefois légèrement meilleure pour la vitesse la plus importante. Finalement, la configuration retenue pour la suite est l'antenne disposée horizontalement et la vitesse d'écoulement $U_\infty = 50$ m/s.

4.2.2.3 Localisation de sources sur l'ensemble de la gamme de fréquences

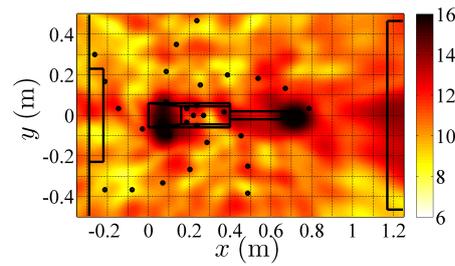
Les résultats de FV sur le MOPET en écoulement sont présentés ici pour plusieurs bandes de fréquence sur la Figure 4.16. Le plan de focalisation de la FV est un plan parallèle à l'antenne passant par le centre du tourbillon de montant de baie (voir Figure 4.10). De plus, afin de se dispenser de la dépendance en fréquence de la résolution par FV, les cartographies obtenues avec l'algorithme DAMAS sont présentées en parallèle pour chaque bande de fréquence étudiée.

Pour la fréquence d'observation la plus basse, la faible résolution rend l'analyse délicate. En revanche, après déconvolution (figure de droite), l'algorithme DAMAS permet de localiser une source clairement centrée sur le toit de la maquette. Ainsi, aux basses fréquences, le rayonnement acoustique provient de la partie aval du corps qui rayonne

a) $U_\infty = 30$ m/s



b) $U_\infty = 40$ m/s



c) $U_\infty = 50$ m/s

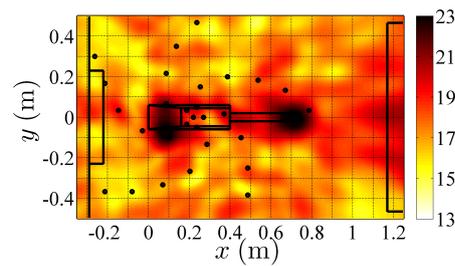


FIGURE 4.15: Cartographie de FV avec l'antenne horizontale pour les trois vitesses d'écoulement et à la même fréquence $f = 3.5$ kHz. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

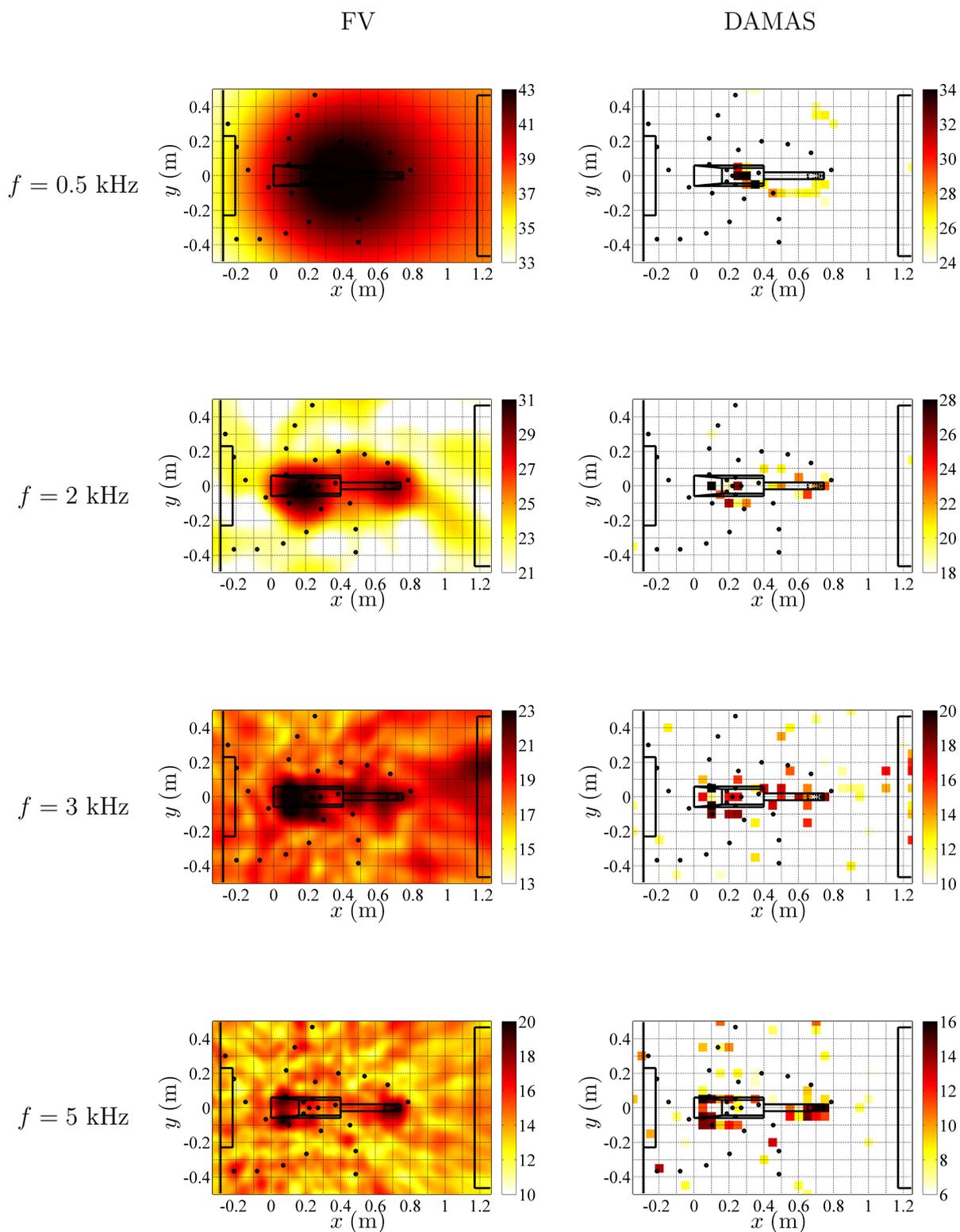


FIGURE 4.16: Cartographies de FV (gauche) et DAMAS (droite) sur le MOPET en écoulement pour plusieurs fréquences caractéristiques. $U_\infty = 50$ m/s. Niveau en dB, référence = 2×10^{-5} Pa.

comme une source compacte ; la source apparente est alors centrée sur le toit horizontal. Cependant l'interprétation d'une telle source est délicate. L'existence d'une structure tourbillonnaire de type trombe au sommet de la rampe de la maquette a déjà été observée par Hoarau [21] et présentée dans la section 2.3.2.1. Celle-ci pourrait, par interaction avec le toit du corps, induire un rayonnement acoustique. Pourtant, l'auteur a montré que cette structure disparaît lorsque la transition à la turbulence de la couche limite se développant sur la face avant de la maquette est effectuée. Ceci a été fait à l'aide d'une bande rugueuse fixée sur le nez de la maquette en amont (voir 2.3.2.1), ce qui écarte la présence d'une structure de type trombe. Cette structure pourrait tout de même avoir été présente, malgré les précautions prises.

À 2 kHz, les résultats de FV et DAMAS semblent être en accord, la source acoustique étant alors située à la jonction entre la rampe montante et le toit de la maquette d'après la FV. L'algorithme DAMAS semble montrer que le bruit provient de trois régions différentes, à savoir : la rampe montante (source la plus énergétique), le toit et le montant de baie latéral côté «conducteur» (ces deux dernières sources ayant le même niveau). À l'instar de la fréquence 500 Hz, les sources sur la rampe montantes et le toit sont difficiles à interpréter, l'écoulement n'étant pas décollé dans ces zones. Enfin, la dernière source observée est le tourbillon de montant de baie latéral, qui est également présent sur les cartographies aux fréquences supérieures.

À partir de 3 kHz, l'algorithme DAMAS fait clairement ressortir la zone dans laquelle se forment les tourbillons coniques latéraux. Cette dernière région est celle qui présente le plus grand intérêt dans cette étude. Le bruit rayonné par les montants de baie latéraux couvre la majeure partie de la gamme de fréquences, son influence étant visible de 3 à 8 kHz. En reprenant les spectres acoustiques de la Figure 4.11, il apparaît que cette bande de fréquence correspond à la zone plate du spectre mesuré par le microphone central de l'antenne. Une émergence non négligeable par rapport au bruit de fond a cependant été relevée entre 5 kHz et 6 kHz. On peut en conclure que cette émergence est à attribuer aux tourbillons coniques dans cette bande de fréquence.

Bien qu'à 5 kHz la cartographie obtenue par FV affiche la présence des deux tourbillons de montant de baie, il faut toutefois noter une légère dissymétrie entre ces deux sources. Il semble en effet que le plan de symétrie fictif entre les deux sources acoustiques soit légèrement décalé vers le côté «conducteur». Cette remarque est à mettre en commun avec celle de la partie précédente, où une différence d'intensité avait déjà été observée sur la Figure 4.15 entre les deux sources. L'explication est certainement la même, à savoir un léger dérapage de la maquette par rapport à l'écoulement amont.

Finalement, les zones d'émission acoustique relevées par bandes de fréquences sont les suivantes :

- autour de 0.5 kHz : le plan horizontal supérieur du MOPET (ou toit),
- autour de 2 kHz : la rampe montante à l'avant,
- de 3 à 8 kHz : les montants de baie latéraux,

Il faut enfin remarquer la présence d'une source de bruit supplémentaire présente sur l'ensemble de la gamme de fréquences située au niveau du pied déporté. Son rayonnement acoustique est toutefois le plus marqué pour les fréquences élevées (à partir de 5 kHz). Cette source acoustique est suffisamment éloignée du corps pour ne pas perturber les résultats d'antennerie sur le MOPET. Rappelons que le déport du pied avait justement pour objectif de séparer au maximum les sources acoustiques rayonnées par le corps d'une part et par le pied d'autre part (voir section 2.3.2.1).

Cette partie a permis de mettre en évidence l'existence de sources acoustiques au niveau des montants de baie latéraux de la maquette sur une large gamme de fréquence. L'émission acoustique sur le corps provient essentiellement des tourbillons coniques latéraux, présents sur la gamme de fréquence [3;8] kHz. D'autres positions de source ont pu être identifiées pour des fréquences plus basses, à 500 Hz et 2 kHz notamment. En revanche, ces résultats sont plutôt inattendus car l'écoulement ne subit théoriquement aucun décollement sur le toit (500 Hz) et sur la rampe montante (2 kHz). Enfin, l'influence du pied est également identifiable sur quasiment toutes les bandes de fréquences et la nécessité de son déport en aval a été mise en avant. La partie suivante vise à corréliser les signaux acoustiques mesurés par l'antenne avec les mesures de pression pariétale dans la zone tourbillonnaire générée sur la façade du MOPET.

4.2.3 Analyse conjointe des mesures de pression pariétale et acoustique en champ lointain

4.2.3.1 Cohérence

Comme dans l'étude consacrée à la marche montante, la cohérence entre les mesures de pression pariétale fluctuante et de pression acoustique en champ lointain est estimée. Les capteurs en paroi considérés sont les 8 situés sur la ligne L_2 (voir section 2.3.2.3). Le filtrage spatial est utilisé afin de focaliser les signaux microphoniques de l'antenne sur chaque capteur de pression pariétale. L'expérience menée sur la marche a montré que cette technique est efficace pour augmenter le niveau de cohérence.

Il a été observé que seuls les capteurs $L_{2,7}$ et $L_{2,8}$ présentent un niveau de cohérence convenable. Il s'agit de ceux situés en dehors de la structure tourbillonnaire et dont les niveaux de pression fluctuante Cp' sont les plus faibles. Dans le cas de la marche montante, les capteurs présentant la meilleure cohérence avec le champ acoustique étaient également ceux pour lesquels les fluctuations de pression aérodynamique. De plus, contrairement à ce qui a été observé pour la marche, les niveaux de cohérence sont ici inversement proportionnels à la vitesse de l'écoulement U_∞ . Les valeurs absolues des cohérences pour le capteur $L_{2,8}$ et pour la vitesse d'écoulement la plus faible ($U_\infty = 30$ m/s) sont ainsi présentées sur la Figure 4.17 pour les deux positions d'antenne. La zone grisée correspond à la gamme de fréquence pour laquelle les signaux n'ont pas été correctement corrigés lors de l'étalonnage (cf. partie 2.3.2.3).

En premier lieu, il faut noter la présence d'un pic à une fréquence d'environ 720 Hz, présent pour les deux configurations d'antenne. Toutefois le niveau et la bande de fréquence sont plus importants dans le cas de l'antenne horizontale. Le tracé d'une cartographie par

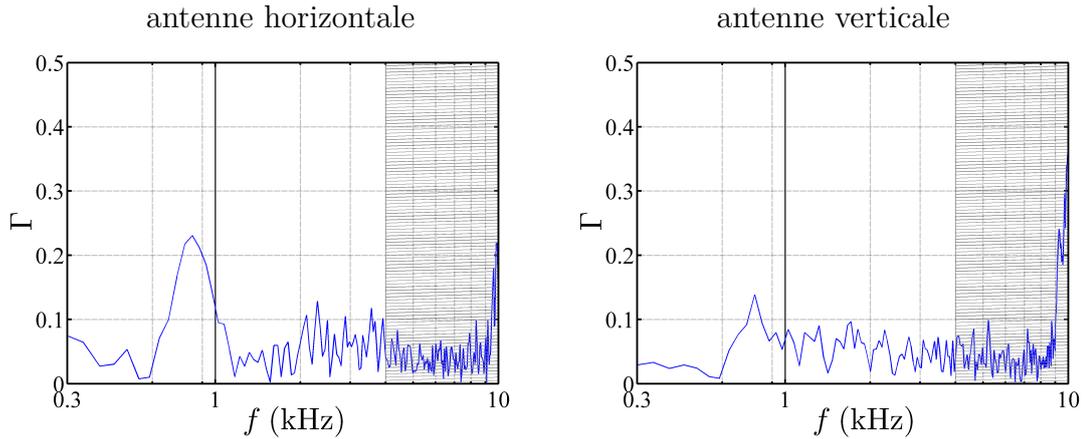


FIGURE 4.17: Valeur absolue de la cohérence sur le MOPET entre le capteur de pression pariétale $L_{2,8}$ et le résultat du filtrage spatial de l'antenne focalisé sur ce capteur. À gauche, en utilisant l'antenne horizontale et à droite l'antenne verticale. $U_\infty = 30$ m/s.

FV à cette fréquence particulière pourrait nous renseigner sur la localisation d'un phénomène acoustique. Il s'avère que le résultat est similaire à ce qui a été obtenu pour 500 Hz (voir Figure 4.16) à savoir une source de bruit localisée sur le toit de la maquette. La longueur d'onde associée à la fréquence 720 Hz est, en supposant que l'émission acoustique se fait en champ libre, de l'ordre de $340/720 = 47$ cm. La dimension caractéristique du tourbillon étant d'environ 4 cm, on peut supposer que la source est trop compacte par rapport à la longueur d'onde observée, rendant impossible sa détection par FV.

En observant la cohérence calculée entre des capteurs de pression pariétale localisés sur une ligne verticale le long d'une façade latérale du MOPET et le résultat du filtrage spatial de l'antenne sur chacun de ces capteurs, il est apparu que seuls les deux capteurs situés en dehors du tourbillon conique affichent un niveau convenable. La région tourbillonnaire étant le siège de fluctuations de pression importante, il est possible que le rayonnement acoustique soit trop peu intense pour pouvoir émerger dans cette zone. En dehors de la région tourbillonnaire, la cohérence obtenue est située dans une bande de fréquence centrée sur 720 Hz. La détection spatiale de la source par FV n'a pas permis de clairement identifier son origine, la raison étant que la longueur d'onde associée à 720 Hz est trop grande devant la dimension caractéristique de la source potentielle de bruit (i.e. le tourbillon conique). Afin de compléter l'étude des liens entre le champ proche et le champ lointain, le tracé et l'interprétation des intercorrélations sont effectués dans la suite.

4.2.3.2 Intercorrélation

L'allure de la fonction d'intercorrélation entre les deux signaux est à présent tracée. Rappelons qu'il s'agit d'une part du signal du capteur pariétal $L_{2,8}$ situé en dehors du tourbillon conique, et d'autre part du résultat du filtrage spatial de l'antenne focalisé sur ce capteur. De plus, le signal de pression pariétale est filtré avec un filtre passe-bas à 4 kHz, les difficultés rencontrés lors de l'étalonnage déjà expliquées dans la section 2.3.2.3 ne garantissant pas la fiabilité du signal pour les fréquences supérieures.

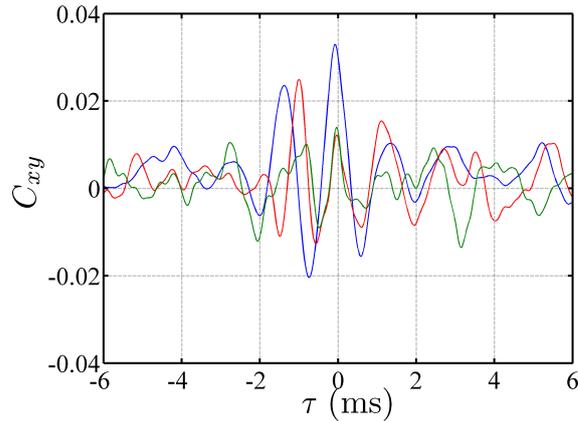


Figure 4.18: Intercorrélation entre le capteur de pression pariétale $L_{2,8}$ et le résultat du filtrage spatial de l’antenne focalisé sur ce capteur. La fonction d’intercorrélation est estimée pour 30 m/s (bleu), 40 m/s (rouge) et 50 m/s (vert).

À l’instar du tracé des cohérences, le niveau des fonctions d’intercorrélation diminue lorsque la vitesse de l’écoulement amont augmente. Seules les vitesses $U_\infty = 30$ et 40 m/s affichent une forme significative. À 30 m/s, le maximum se situe en $\tau = 0$, les fluctuations de pression pariétale générant donc un champ acoustique au même instant. Il convient de rappeler que le temps de propagation a été pris en compte dans le calcul, un temps de retard égal à 0 signifiant donc que l’émission acoustique est produite au même instant au niveau du capteur considéré. Cela permet de conclure qu’à cette vitesse, les fluctuations de pression impactant la paroi latérale sont en partie responsables du bruit émis en champ lointain.

En revanche, à 40 m/s, le temps de retard est d’environ -1 ms. Il convient de rappeler que le capteur de référence est celui en paroi : le calcul de l’intercorrélation entre la mesure en paroi $p_p(t)$ et le résultat du filtrage spatial des microphones acoustiques $p_a(t)$ est obtenu par $C_{p_p, p_a}(\tau) = [p_p(t)p_a(t + \tau)]$. Le signe négatif sur le temps de retard signifie donc que l’émission acoustique au niveau du capteur intervient 1 ms avant la génération de la fluctuation de pression au même endroit. Il est possible qu’une structure présente dans la nappe tourbillonnaire émette du bruit lors de son décollement au niveau de l’arête supérieure ou encore par cisaillement pendant son enroulement. La convection de celle-ci dans la nappe tourbillonnaire entraîne un temps de retard jusqu’au moment où elle signe en paroi. Cette idée est schématisée sur la Figure 4.19.

La dimension caractéristique du retard mesuré sur la Figure 4.18 est de 40 mm (1 ms à 40 m/s). Rappelons que le capteur $L_{2,8}$ utilisé ici est situé à 50 mm de l’arête supérieure de la maquette. L’hypothèse selon laquelle l’émission acoustique du tourbillon est produite après le décollement de la nappe sur l’arête supérieure mais bien avant son recollement est donc tout à fait recevable. En revanche, la différence de temps de retard entre les 2 vitesses d’écoulement 30 et 40 m/s est difficilement interprétable.

Un lien existe donc sur le MOPET entre les mesures de pression pariétale sur le capteur

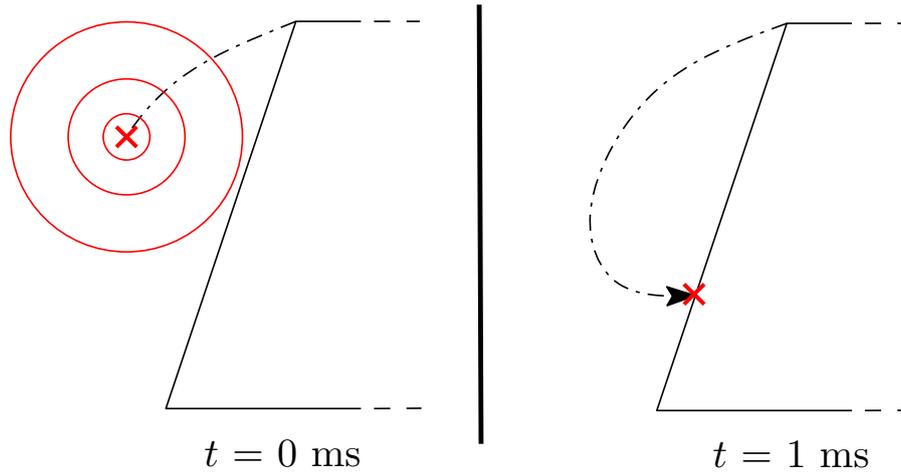


Figure 4.19: Schéma explicatif du temps de retard de -1 ms sur l'intercorrélacion. À gauche, la source acoustique est créée dans le cisaillement du tourbillon avec l'écoulement extérieur. Le filtrage spatial de l'antenne repère cette source. À droite, 1 ms plus tard, la structure aérodynamique signe en paroi.

$L_{2,8}$ et le champ acoustique rayonné. Le calcul de la fonction d'intercorrélacion a permis d'avancer une hypothèse quant-à la nature de l'émission acoustique sur cette maquette. À 30 m/s, le rayonnement acoustique est directement lié aux fluctuations de pression pariétale sur la paroi latérale du MOPET. En revanche à 40 m/s, le bruit rayonné semble produit par des structures se développant entre le décollement de la nappe sur l'arête supérieure et son recollement sur la paroi latérale. L'origine du bruit émis par la maquette semble donc être lié au cisaillement du tourbillon primaire avec l'écoulement extérieur.

Ce chapitre a permis de localiser les sources de bruit stationnaires par FV fréquentielle sur la marche montante et sur le MOPET. Un algorithme de déconvolution (DAMAS) a été utilisé en complément de la FV afin d'améliorer la résolution sur les cartographies, notamment aux fréquences basses. Plusieurs contributions sont à l'origine de l'émission acoustique sur chaque maquette, dépendant de la bande de fréquence observée. Dans le cas de la marche montante, les sources acoustiques se déplacent de l'amont vers l'aval au fur et à mesure que la fréquence augmente. On associe ainsi le rayonnement acoustique sur la marche montante successivement au tourbillon de pied en amont (de 1.5 à 3 kHz), au décollement sur l'arête (autour de 3.5 kHz) et à la bulle de recirculation en aval (de 4 à 6 kHz). Pour le MOPET, la majeure partie du bruit rayonné a été localisée au niveau des tourbillons de montant de baie latéraux dans la bande de fréquence [3; 8] kHz. Des résultats inattendus sont apparus pour les fréquences inférieures; des sources acoustiques ont ainsi été localisées sur le toit (500 Hz) et sur la rampe montante (2 kHz) de la maquette alors qu'il n'existe a priori aucune structure aéroacoustique dans ces deux régions. Enfin, des liens ont été trouvés entre le champ acoustique et le champ de pression pariétale pour la marche comme pour le MOPET. La focalisation des signaux microphoniques de l'antenne sur les capteurs en paroi (filtrage spatial) a permis d'augmenter le niveau de cohérence entre ces signaux. Les meilleurs résultats ont été obtenus avec des capteurs pariétaux situés en dehors des structures tourbillonnaires principales sur les deux configurations : pour la marche il s'agit du capteur situé au niveau du décollement du tourbillon

de pied ($x/h = -1$) et pour le MOPET des capteurs situés au-delà du recollement du tourbillon conique ($L_{2,7}$ et surtout $L_{2,8}$). L'estimation des temps de retard sur les intercorrélations entre ces signaux a ensuite permis d'avancer les conclusions suivantes : sur la marche, les fluctuations de pression au niveau du tourbillon de pied participent au rayonnement acoustique en champ lointain, alors que pour le MOPET, il semble que ce soit le cisaillement du tourbillon primaire avec l'écoulement extérieur qui soit à l'origine du bruit rayonné. Les régions de fort gradient de pression en paroi relevées au chapitre 2 ne sont donc pas celles qui participent au rayonnement acoustique sur ces deux configurations.

L'étude par FV fréquentielle sur les deux maquettes s'achève donc par ces conclusions. Cependant, cette méthode n'est peut-être pas la plus adaptée dans le cas des mesures effectuées ici. En effet, l'analyse par FV fréquentielle fournit une vision moyenne dans le temps des sources acoustiques. Or, le chapitre suivant va montrer que les sources acoustiques présentes sur la marche et le MOPET sont de nature intermittente, les sources acoustiques émettant donc à des instants aléatoires.

Étude de l'intermittence des sources aéroacoustiques

Les traitements réalisés au chapitre précédent sont tracés sur des moyennes temporelles. Par conséquent, ils nous renseignent uniquement sur les sources de bruit moyennes. Le but de ce chapitre est de s'intéresser maintenant à l'étude de l'évolution temporelle des sources considérées. À ce sujet, l'étude bibliographique réalisée en section 1.1.5 a montré l'intérêt grandissant des auteurs pour la détection de phénomènes intermittents dans les signaux acoustiques du bruit de jet notamment. En acoustique, un signal intermittent est caractérisé par un niveau énergétique important pendant une durée très brève, se répétant de manière aléatoire. Par exemple, Camussi *et al.* [8] ont montré que les fluctuations de pression pariétale sur une marche présentent ce type de caractéristique. D'un autre côté, Juvé *et al.* [29] ont observé que dans le cas d'un bruit de jet, 50% de l'énergie acoustique est contenue dans seulement 10 à 20% de la durée du signal. Ainsi, le travail s'oriente dans le présent chapitre vers l'étude du caractère intermittent des sources aéroacoustiques générées par la marche montante et le corps tridimensionnel. L'étude vise à évaluer les événements pertinents présents dans les signaux de pression pariétale et de champ acoustique lointain, en utilisant des outils spécifiquement dédiés à l'analyse de signaux intermittents : d'une part l'analyse en ondelettes, et d'autre part une technique basée sur la méthode de formation de voies temporelle, présentée plus haut en section 3.5. Ainsi les principaux objectifs du chapitre sont les suivants.

Dans un premier temps, la nature intermittente des mesures acoustiques sur la marche doit être évaluée et analysée statistiquement, dans le but d'effectuer une sélection temporelle d'évènements. La sélection de ces évènements est basée sur un critère de seuil dont le choix sera justifié. L'algorithme de FV temporelle sera ensuite appliqué afin de détecter la position spatiale de ces sources intermittentes. L'ensemble de ces informations permettra de donner une description spatio-temporelle des sources acoustiques mesurées par l'antenne acoustique sur les deux maquettes. Une deuxième partie sera consacrée à la reconstruction des mesures à partir d'une fonction d'ondelette appropriée, l'objectif étant de ne retenir des signaux que les portions caractéristiques d'une émission intermittente.

L'influence de cette opération sur l'analyse conjointe pression pariétale/champ lointain sera alors examinée.

5.1 La marche montante

5.1.1 Localisation des sources acoustiques intermittentes

5.1.1.1 Estimation du seuil de détection

Le seuil de détection correspond à la valeur énergétique du signal à partir de laquelle un évènement est considéré comme représentatif d'une émission intermittente [31]. La méthode d'estimation de ce seuil varie selon les auteurs [20, 31, 33]. Dans le cas du bruit de jet, ce seuil est généralement compris entre 1 et 2 fois l'écart-type du signal de pression acoustique. La méthode employée ici repose sur la définition suivante des intermittences : *un signal acoustique est qualifié d'intermittent lorsqu'il est composé d'une répétition aléatoire d'évènements fortement énergétiques sur des durées très brèves*. Dans un premier temps, il a donc fallu sélectionner des portions de signal supérieures à un seuil fixé. Celui-ci est généralement défini en fonction de l'écart-type du signal analysé. En considérant un signal de pression acoustique $p_a(t)$ et en notant σ_{p_a} son écart-type, la portion de signal $p_\beta(t)$ supérieure au seuil β est alors obtenue par :

$$p_\beta(t) = \begin{cases} p_a(t) & \text{si } \left| \frac{p_a(t)}{\sigma_{p_a}} \right| \geq \beta \\ 0 & \text{si } \left| \frac{p_a(t)}{\sigma_{p_a}} \right| < \beta \end{cases} \quad (5.1)$$

Un exemple est donné sur la Figure 5.1, sur laquelle sont représentés un échantillon des signaux $p_a(t)$ (trait fin) et $p_\beta(t)$ (trait épais) pour $\beta = 1.3$, le seuil étant représenté en traits discontinus. La vitesse d'écoulement considérée est $U_\infty = 50$ m/s.

Contrairement à l'étude numérique faite en section 3.5, la source acoustique sur la marche montante n'est pas ponctuelle. Le signal $p_a(t)$ utilisé plus haut est en fait issu du processus détaillé ci-dessous :

La localisation par FV effectuée dans la partie 4.1.2.2 a montré que la position moyenne de la source acoustique sur la marche s'étend sur le domaine $(x; y) = ([-0.1; 0.1]; [-0.3; 0.3])$ m. Afin de prendre en compte l'intégralité du champ acoustique rayonné sur cette configuration, une démarche en deux temps est proposée. La première étape consiste à utiliser le filtrage spatial de l'antenne par FV (méthode déjà présentée dans la section 3.1.1) et à l'appliquer sur un ensemble de points de focalisation répartis dans le plan $(x; y)$ considéré (voir Figure 5.2). Ces points de focalisation sont distants les uns des autres de 0.5 mm suivant les dimensions x et y . On dispose alors, pour chaque point de focalisation, d'un signal filtré spatialement sur ce dernier. Afin de se débarrasser de la dépendance spatiale apparente, la deuxième étape consiste à moyenner l'ensemble de ces signaux, chacun étant propre à un point de focalisation. Le signal $p_a(t)$ obtenu au terme de ce processus représente ainsi une estimation de la contribution acoustique globale sur

la région considérée.

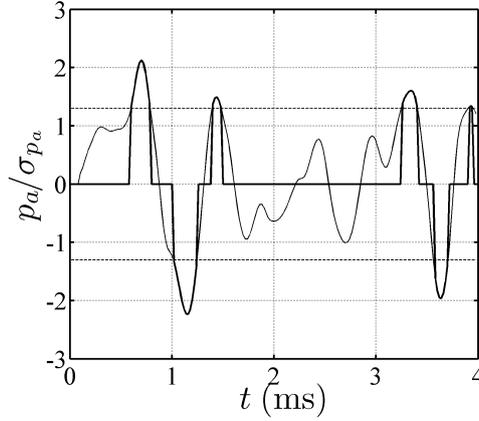


FIGURE 5.1: Échantillons des signaux $p_a(t)$ (trait fin) et $p_\beta(t)$ (trait épais) pour $\beta = 1.3$ (seuil représenté en traits pointillés). $U_\infty = 50$ m/s.

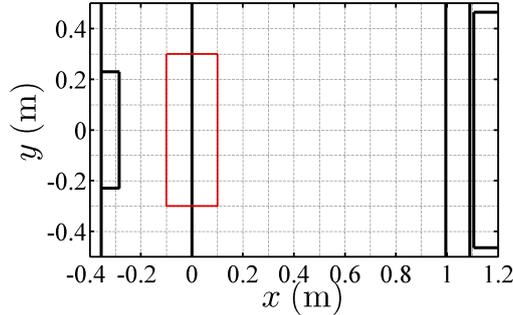


FIGURE 5.2: Domaine de calcul du signal acoustique focalisé sur la marche en rouge. Le signal acoustique est calculé sur la région délimitée en rouge puis intégré dans les directions spatiales x et y .

Les fonctions p_β sont calculées pour plusieurs valeurs de seuil β variant entre 0.5 et 2 (en comparaison à ce qui est trouvé dans la littérature [20, 31, 33]). La démarche consiste ensuite à estimer pour chaque seuil l'énergie et la durée totales des portions non nulles sur le signal $p_\beta(t)$. Afin de pouvoir être comparées, ces deux grandeurs sont respectivement normalisées par l'énergie et la durée du signal original $p_a(t)$. L'évolution de ces deux quantités est présentée sur la Figure 5.3. L'écart entre les deux courbes, représenté par la ligne verticale discontinue, est le plus important lorsque le seuil choisi est $\beta = 1.3$, correspondant donc au meilleur compromis entre l'énergie et la durée des intermittences acoustiques. Cette valeur est proche de ce qui est généralement utilisé dans la littérature du bruit de jet ($\beta = 1.5$ pour Kearney-Fischer *et al.* [31], 2 pour Hileman *et al.* [20]). C'est cette valeur qui représentera le seuil de détection des intermittences dans le cas des

mesures acoustiques sur la marche : pour ce seuil, 80% de l'énergie du signal est contenue dans seulement 20% de sa durée.

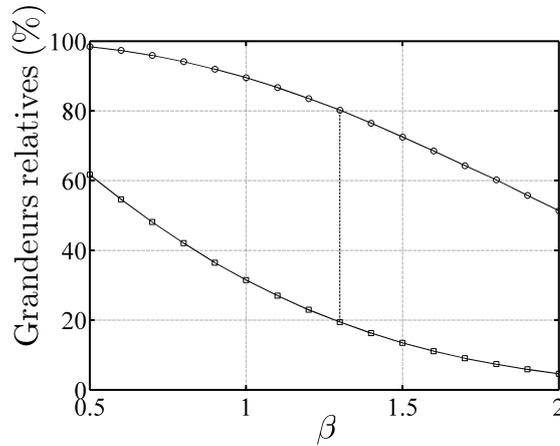


FIGURE 5.3: Évolutions de l'énergie relative (○) et de la durée relative (□) des intermittences acoustiques en fonction du seuil de détection des évènements sur la marche. Les traits discontinus représentent le seuil pour lequel l'écart entre les deux courbes est le plus grand. $U_\infty = 50$ m/s.

Pour la marche montante, le seuil de détection des intermittences dans le cas des mesures microphoniques en champ lointain a été estimé ici comme étant $\beta = 1.3$, pour lequel 80% de l'énergie du signal est contenue dans 20% de sa durée. Le signal considéré est issu d'une procédure consistant d'une part à focaliser les microphones de l'antenne sur une région spatiale contenant les sources acoustiques retenues dans le chapitre précédent (ici une zone centrée sur l'arête de la marche). Ces signaux focalisés sont alors moyennés sur le domaine d'étude, le signal obtenu en sortie pouvant alors être vu comme une estimation du rayonnement acoustique global sur la région considérée. La suite de ce travail est une analyse statistique des intermittences présentes dans les mesures en champ lointain.

5.1.1.2 Étude statistique des évènements intermittents

Plusieurs auteurs [31, 33, 40] ont montré que le bruit de jet est de nature intermittente, ce qui nous amène à nous interroger : est-ce aussi le cas pour le bruit aéroacoustique produit par l'interaction d'un écoulement et d'un corps non profilé? Kearney *et al.* ont justement caractérisé les évènements intermittents sur un bruit de jet en travaillant sur leurs durées et leurs écarts temporels moyens. C'est pourquoi l'analyse statistique des phénomènes intermittents est menée ici en s'intéressant aux durées d'évènements Δt_d et aux écarts temporels entre deux évènements consécutifs Δt_e , grandeurs déjà définies dans la partie 3.5.1. Rappelons simplement que la durée d'un évènement est définie ici comme étant la largeur à mi-hauteur de l'évènement [31] et l'écart entre deux évènements correspond à l'écart entre deux extrema locaux successifs sur le signal considéré. Kearney-Fischer *et al.* ont montré que dans le cas d'un bruit de jet subsonique, le rapport entre ces deux quantités moyennées reste constant en fonction du nombre de Mach ($M_a = 0.5 - 0.9$), du diamètre du jet ($D = 2.54 - 5.08$ cm) et de la température du jet (de 1 à 2.84 fois la

température ambiante). La valeur de ce rapport est alors $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.128 \pm 0.002$.

Dans le cas des mesures acoustiques effectuées sur la marche montante, les résultats obtenus sont les suivants : $\overline{\Delta t_d} = 0.264$ ms et $\overline{\Delta t_e} = 0.830$ ms. Le rapport entre ces deux grandeurs varie peu sur la gamme de nombres de Mach utilisée ici ($M_a = 0.09 - 0.15$) : $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.318 \pm 0.002$. Par ailleurs, il a été observé que ce rapport décroît lorsque le seuil choisi est plus grand. Avec un seuil $\beta = 1.5$ comme pour Kearney-Fischer *et al.*, le rapport entre ces durées vaut alors 0.243 ± 0.002 . Cette valeur se rapproche des résultats de la littérature mais correspond là au double de celle mesurée par les auteurs. La différence est certainement liée à la configuration étudiée, la dépendance à d'autres paramètres ayant été éliminée en début de paragraphe. Néanmoins, la constance de $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e}$ avec le nombre de Mach est toutefois vérifiée ici mais il convient de constater que la plage de Mach étudiée est très restreinte.

L'analyse statistique des écarts temporels entre évènements consécutifs Δt_e est ensuite effectuée en traçant leur densité de probabilité (ou PDF) estimée à partir de leur histogramme. Les fonctions sont tracées pour les 3 vitesses d'écoulement sur la Figure 5.4. La décroissance exponentielle de la PDF est mise en avant en choisissant un axe logarithmique pour les ordonnées, l'allure étant alors proche d'une droite. Ce résultat est, à l'instar de ce qui a été fait dans le chapitre 3, typique d'une loi Gamma pour des évènements décorrélés [31]. La décroissance exponentielle signifie que les évènements sélectionnés peuvent être considérés comme statistiquement indépendants. Les évènements intermittents n'apparaissent donc pas de manière déterministe ou régulière mais de manière aléatoire. Cette conclusion sur les signaux acoustiques mesurés est à rapprocher de la définition des intermittences acoustiques, qui sont des phénomènes énergétiques apparaissant de manière aléatoire. Le caractère intermittent des évènements acoustiques mesurés dans cette étude peut alors être mis en avant.

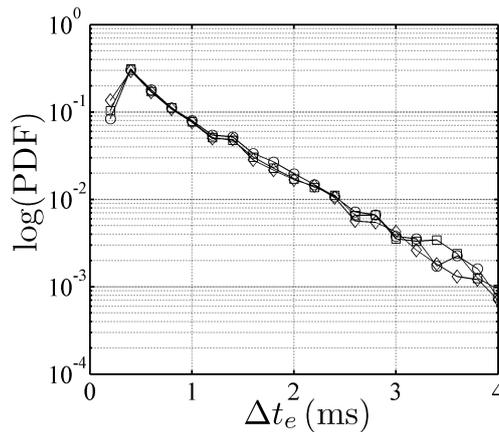


FIGURE 5.4: PDF des écarts temporels en échelle semi-logarithmique entre chaque évènement Δt_e pour 30 m/s (\circ) 40 m/s (\square) et 50 m/s (\diamond) sur la marche.

L'étude statistique menée ici présente beaucoup de similitudes avec la littérature propre à la détection d'intermittences : le rapport entre la durée moyenne des évènements et leur

écart temporel moyen est, à l'instar de la littérature sur le bruit de jet, constant avec le nombre de Mach $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.318 \pm 0.002$ pour $M_a = 0.09 - 0.15$. De plus, l'analyse des écarts temporels entre évènements consécutifs a permis de montrer l'indépendance statistique entre les évènements relevés. La détection temporelle des évènements précédemment effectuée nous conduit ensuite à nous intéresser à leur localisation spatiale, à travers l'algorithme de FV temporelle.

5.1.1.3 Détection spatio-temporelle des sources intermittentes par FV temporelle

Dans le chapitre précédent, l'étude par FV fréquentielle complétée par l'algorithme DAMAS a permis de déterminer la position spatiale moyenne des sources de bruit sur la marche. Ainsi, il a été montré que l'origine du champ acoustique rayonné par la marche est localisée dans une bande le long de l'arête, dont la longueur est globalement située entre -0.3 m et 0.3 m en y , et dont la position en x dépend de la bande fréquence observée : pour les fréquences inférieures à 3.5 kHz, la source de bruit se situe en amont de l'arête (entre -0.1 m et 0 m) et pour les fréquences supérieures elle est localisée en aval (entre 0 m et 0.1 m). D'un autre côté, l'étude numérique de détection par FV temporelle menée dans la section 3.5 a montré qu'il est nécessaire de fixer un domaine de détection des sources le plus restreint possible tout en étant physiquement acceptable : en pratique, cela signifie qu'il doit contenir la zone source révélée par la FV fréquentielle. D'après les résultats obtenus dans la partie 4.1.2.2, les limitations du domaine d'étude pour la FV temporelle sur la marche sont donc : $(x; y) = ([-0.1; 0.1]; [-0.3; 0.3])$ m.

Détection temporelle

Comme il l'a été montré dans la partie 3.5, les instants d'émission des sources acoustiques peuvent être retrouvés. Pour cela, il faut tracer la fonction z_{\max} (voir équation (3.23)) du maximum d'énergie acoustique relevé sur la région spatiale considérée à chaque pas de temps. Afin de ne conserver que les portions les plus énergétiques de cette fonction, le seuil $\beta = 1.3$ est également appliqué ici (voir équation (3.24)). D'après l'étude effectuée en 3.5, la présence d'un extremum local (minimum ou maximum) sur l'évolution de $z_{\max}/\sigma_z(t)$ témoigne de l'existence d'une source de bruit émettant au même instant. Partant de cette observation, il a fallu dans un premier temps repérer sur chaque portion de la fonction z_{\max}/σ_z supérieure au seuil fixé l'instant de l'extremum local. Un échantillon est présenté sur la Figure 5.5. Les extrema locaux sur chaque portion de la fonction supérieure au seuil $\beta = 1.3$ sont détectés avec les barres verticales rouges, le seuil est quant à lui repéré par les traits noirs discontinus.

Localisation spatiale

Les extrema locaux mesurés sur la fonction z_β vont à présent nous permettre de vérifier s'ils correspondent effectivement à la présence d'une source acoustique à cet instant. Afin de vérifier cette hypothèse, des cartographies par FV sont tracées autour de deux extrema locaux différents, localisés en t_1 et t_2 . Les signaux correspondants à chaque extremum t_1

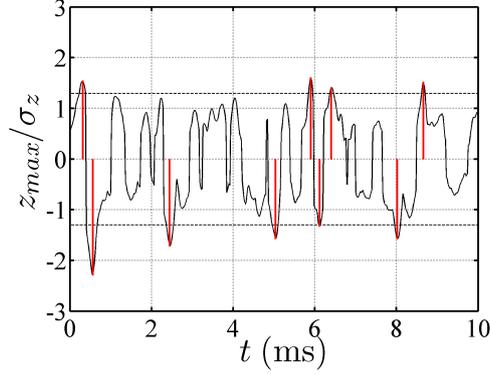


FIGURE 5.5: Échantillon de l'évolution de $z_{\max}(t)/\sigma_z$. Les instants des extrema supérieurs au seuil $\beta = 1.3$ (traits discontinus) sont indiqués en rouge. $U_\infty = 50$ m/s.

et t_2 sont tracés sur la Figure 5.6 et les cartographies respectives de chaque évènement sont affichées sur la Figure 5.7.

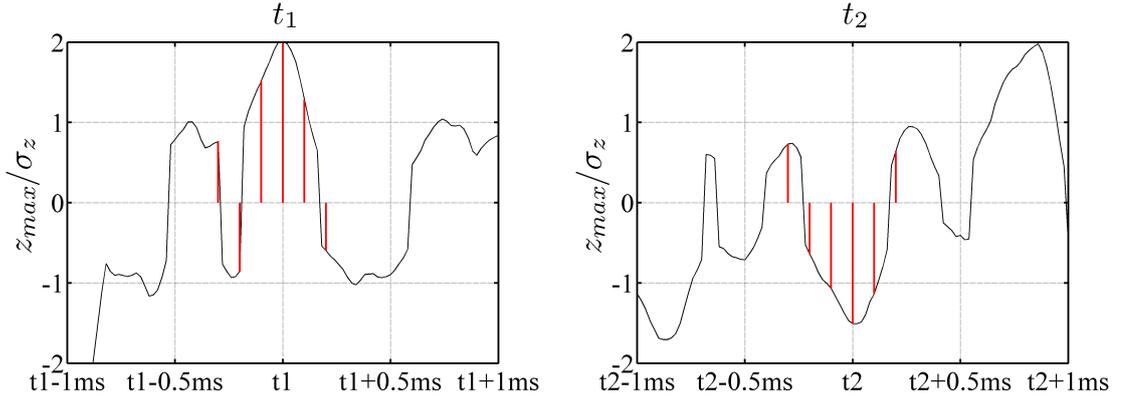


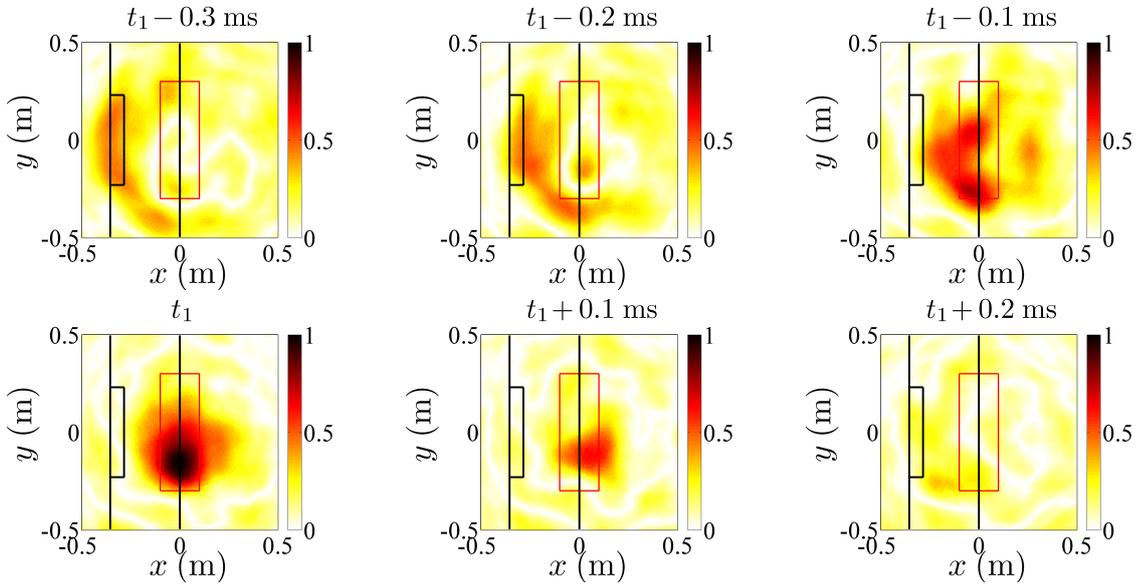
FIGURE 5.6: Exemples d'extrema locaux relevés pour deux instants t_1 (gauche) et t_2 (droite) sur la marche. Les traits rouges représentent les six instants pour lesquels les cartographies sont tracées (voir figure suivante). $U_\infty = 50$ m/s.

Dans le cas des mesures expérimentales, les cartographies instantanées présentent une mauvaise résolution due à un niveau de bruit important dans les mesures microphoniques inhérent à des mesures en soufflerie. Il est donc nécessaire de lisser la réponse de l'antenne $z(\mathbf{r}_F, t)$ afin d'obtenir des cartographies plus nettes et moins bruitées, comme celles présentées ici. Le lissage consiste à multiplier la fonction z par une fenêtre de Hamming de longueur $t_H = 0.16$ ms, soit 9 points discrets. On trace donc en réalité la fonction z' telle que :

$$z'(\mathbf{r}_F, t) = \frac{1}{N} \sum_{k=-(N-1)/2}^{(N-1)/2} z(\mathbf{r}_F, t + kT_e) \times H_{am}(kT_e), \quad (5.2)$$

où N représente le nombre de points discrets composant la fenêtre de Hamming (9 ici),

Évènement localisé en t_1



Évènement localisé en t_2

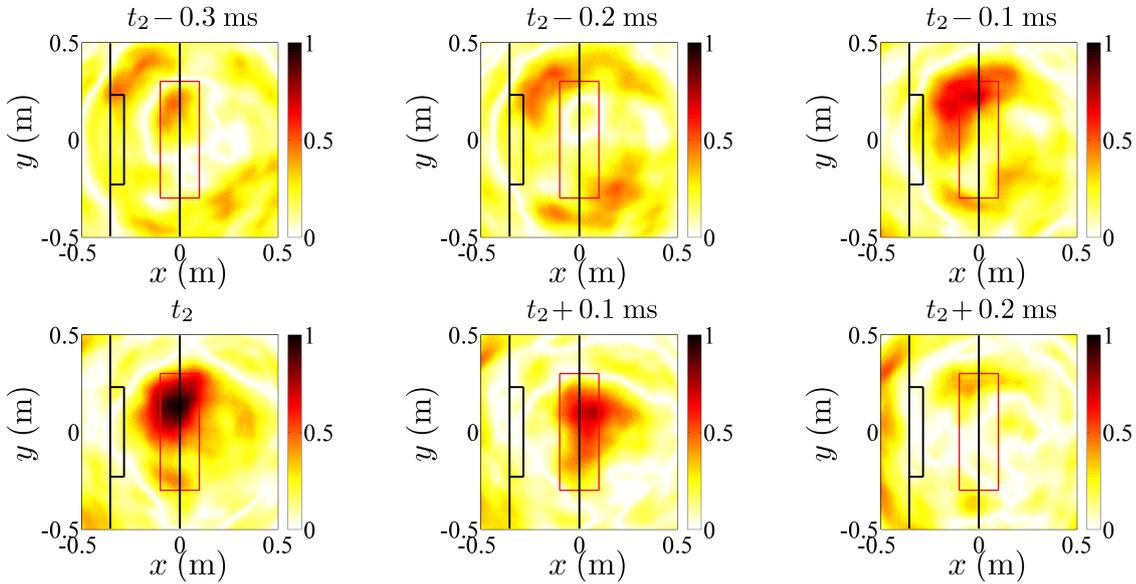


FIGURE 5.7: Cartographies de FV temporelle sur la marche calculée à différents instants autour des instants respectifs t_1 (en haut) et t_2 (en bas). La pression est tracée en valeur absolue et normalisée par sa valeur à l'instant d'émission (t_1 et t_2 respectivement). La zone de détection des sources intermittentes est délimitée en rouge. $U_\infty = 50$ m/s.

T_e est la période d'échantillonnage des signaux (0.02 ms) et H_{am} désigne la fenêtre de Hamming de largeur $t_H = (N - 1)T_e$ définie par :

$$H_{am}(t) = 0.54 - 0.46\cos\left(2\pi\frac{t}{t_H}\right). \quad (5.3)$$

Les six instants choisis pour le tracé de chaque cartographie sont représentés sur la Figure 5.6 par les six traits rouges. En outre, afin d'améliorer la lisibilité de la Figure 5.7, la pression est tracée en valeur absolue et normalisée par sa valeur maximale à l'instant d'émission (t_1 et t_2 respectivement). Le cadre rouge rappelle l'extension de la zone de détection des sources intermittentes qui sera utilisée ultérieurement. Comme attendu, les cartographies établies aux instants t_1 et t_2 contiennent des maxima spatio-temporels. En effet, par construction, la fonction z_{max} est maximale en valeur absolue lorsqu'un maximum est trouvé sur les cartographies. L'intérêt de la Figure 5.7 est de pouvoir observer le type de phénomènes associé à ces maxima. Pour les deux évènements on observe une reconvergence d'un front d'onde vers la zone d'émission. Ce phénomène a été observé et commenté en section 3.5.1 et correspond à un artefact de la méthode de FV temporelle liée au retournement temporel des ondes. La présence de tels fronts d'onde concorde parfaitement avec les observations des simulations de la section 5.7 (voir Figure 3.17) et indique que les maxima spatio-temporels observés en t_1 et t_2 sont bien dus à des émissions de sources intermittentes.

Enfin, les sources de bruit détectées aux instants t_1 et t_2 sont toutes les deux localisées sur l'arête de la marche, mais elles sont situées de part et d'autre de la veine du convergent, respectivement en $y = -0.2$ m et $y = 0.2$ m. En considérant les résultats présentés en section 4.1.2.2, la source de bruit semblait alors émettre sur toute la longueur de l'arête. Il s'avère que la vision moyenne ne correspondait pas à la réalité physique des phénomènes. En effet, l'émission acoustique sur la marche montante est produite de manière intermittente et à des positions spatiales différentes distribuées autour de l'arête de la marche. Ce résultat est à relier à l'analyse bibliographique de l'écoulement sur cette maquette faite en section 1.2.1. Il avait été expliqué que le tourbillon de pied présent en amont de l'arête apparaît et disparaît incessamment. Ce changement de comportement est certainement à l'origine de l'émission acoustique intermittente et instable observée.

La détection de sources spatio-temporelles sur la marche montante a été effectuée ici. Dans un premier temps, il s'agit de relever sur la fonction z_{max} les extrema locaux supérieurs au seuil $\beta = 1.3$. Les cartographies par FV sont alors tracées autour des instants correspondants à ces extrema. Les sources de bruit sur la marche montante sont alors apparues à diverses positions, toutes situées le long de l'arête. En se souvenant du caractère instationnaire du tourbillon de pied en amont de la marche, il est possible de conjecturer un lien entre les formations de tourbillons dans l'écoulement et l'émission acoustique intermittente relevée en champ lointain. Enfin, une relation est apparue entre les évènements intermittents présents sur la fonction z_{max} et l'existence d'une source acoustique au même instant sur les cartographies acoustiques par FV temporelle. L'étude de la distribution spatiale des sources sonores sur la marche fait l'objet de la partie suivante.

5.1.1.4 Distribution spatiale des sources intermittentes

Dans cette partie, les points d'émission des sources intermittentes sont relevés selon la méthode proposée en section 3.5.1. Ces positions sont représentées sur la Figure 5.8 pour une durée de signal de 1 seconde. Un total de 1200 sources de bruit ont alors été localisées.

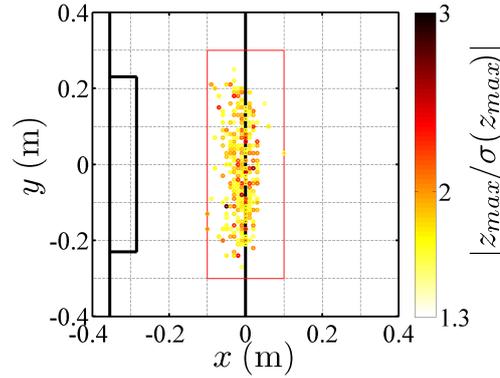


FIGURE 5.8: Détection spatiale d'extrema supérieurs au seuil $\beta = 1.3$ sur la marche. $U_\infty = 50$ m/s.

Dans un premier temps, le nombre d'évènements détectés peut nous renseigner sur une fréquence moyenne liée aux intermittences sur la marche. En travaillant sur un temps plus long, un total d'environ 9600 évènements a été relevée sur une durée de 8 s pour les trois vitesses d'écoulement, correspondant à une fréquence moyenne d'environ 1.2 kHz. Le nombre de Strouhal associé évolue entre 0.7 (pour 50 m/s) et 1.2 (pour 30 m/s).

La $fDSP$ du signal focalisé de l'antenne sur la région d'étude est représentée sur la Figure 5.9 pour la vitesse $U_\infty = 50$ m/s. Il apparaît que la fréquence moyenne des intermittences, tracée en rouge sur la figure, correspond à la zone la plus énergétique du spectre du signal microphonique focalisé sur la marche. De plus, les cartographies par FV fréquentielle de la partie 4.1.2.2 ont montré qu'aux fréquences médium (de 1 à 3.5 kHz), la région la plus énergétique est située en amont de la marche, dans la zone du tourbillon de pied. C'est également dans cette région que sont apparues les cohérences les plus fortes avec les mesures en champ proche. La zone énergétique visible sur le spectre semble donc fortement liée aux intermittences présentes dans la région du tourbillon de pied de la marche.

Une deuxième remarque concernant la Figure 5.8 est qu'une majorité de sources acoustiques semble se situer en amont de l'obstacle. Même s'il est très difficile à partir de mesures purement acoustiques de déterminer l'origine aérodynamique des sources de bruit, il est quand même possible de relier leurs origines à l'analyse topologique au voisinage de la marche [36, 43, 53]. L'étude bibliographique qui y était consacrée dans la section 1.2.1 avait montré l'existence de zones de recirculation en amont de la marche apparaissant et disparaissant au cours du temps. Cette instationnarité du fluide en amont de la marche est vraisemblablement à l'origine du bruit rayonné et mesuré par l'antenne de microphones. Afin de vérifier la remarque faite en début de paragraphe, la répartition spatiale de ces

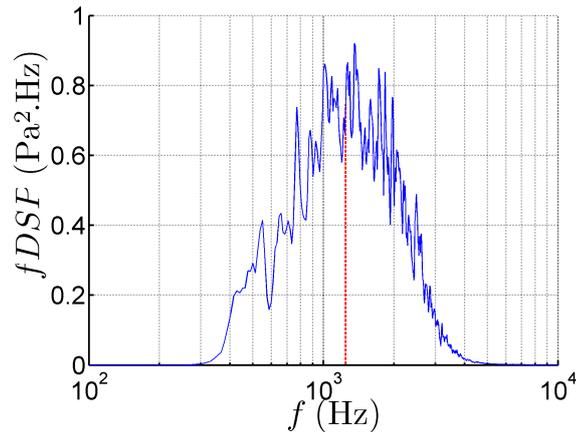


FIGURE 5.9: fDSP du signal issu de la FV temporelle focalisée sur la région source. La fréquence moyenne des intermittences ($f = 1230$ Hz) est représentée par les traits rouges. $U_\infty = 50$ m/s.

sources a été estimée sur trois régions : en amont, en aval et sur l'arête de la marche. Il s'est avéré que la répartition des positions est indépendante de la vitesse et se répartit comme suit :

amont : 62% - arête : 16% - aval : 22%.

Ce résultat signifie que la majorité des sources acoustiques intermittentes (environ 2/3) est située en amont de l'arête. L'étude stationnaire faite en 4.1.2.2 avait révélé que la disposition des sources acoustiques était liée à la fréquence d'observation, la transition s'effectuant vers $f = 3.5$ kHz. Afin de confirmer cette observation, le calcul de la position des sources intermittentes (voir Figure 5.8) est effectué à nouveau après avoir filtré les signaux microphoniques successivement avec un filtre passe-haut et passe-bas à 3.5 kHz. Le résultat est présenté sur la Figure 5.10 et est en accord avec ce qui a été observé en 4.1.2.2 : le filtrage passe-bas (à gauche) semble démontrer l'existence d'une majorité de sources situées en amont de la marche, alors que pour le filtre passe-haut (à droite) les sources sont plutôt localisées en aval. La répartition du nombre de sources pour chaque filtre est la suivante :

Pour $f < 3.5$ kHz :

amont : 67% - arête : 16% - aval : 17%.

Pour $f > 3.5$ kHz :

amont : 23% - arête : 11% - aval : 66%.

La tendance est donc similaire à ce qui a été observé dans le cas de la FV fréquentielle, à savoir qu'une majorité de sources (les deux tiers) sont situées en aval de l'arête pour les basses fréquences et en amont pour les hautes fréquences. En reprenant les résultats non filtrés, 62% des sources se situent en amont de l'arête. Cela signifie que le tourbillon

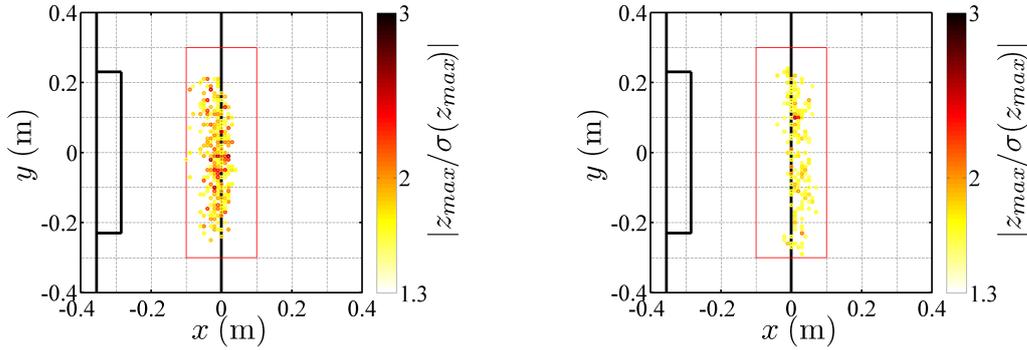


FIGURE 5.10: Détection spatiale d'extrema supérieurs au seuil $\beta = 1.3$ sur la marche en filtrant les signaux acoustiques de l'antenne avec un filtre passe-bas (gauche) et passe-haut (droite) à 3.5 kHz. $U_\infty = 50$ m/s.

de pied de la marche demeure statistiquement la principale source de bruit de l'écoulement sur marche montante. Les intermittences relevées sur les mesures microphoniques semblent donc jouer un rôle central dans la production acoustique. Rappelons en effet que 80% de l'énergie du signal est contenue dans seulement 20% de sa durée.

La localisation de sources par FV temporelle a permis de confirmer les résultats déjà obtenus avec la FV fréquentielle, à savoir que l'émission acoustique sur la marche montante provient principalement de la région en amont de la marche pour les fréquences basses (< 3.5 kHz) et en aval pour les fréquences plus élevées. Les signaux non-filtrés affichent quant à eux une prédominance du nombre d'événements intermittents en amont de l'arête (62 %), dans la région spatiale présentant les plus fortes cohérences avec le champ proche. Le tourbillon de pied situé en amont de la marche demeure ainsi la principale source de bruit sur cette configuration. De plus, les sources acoustiques intermittentes participent majoritairement à l'émission du bruit rayonné.

5.1.2 Reconstruction à partir d'une famille d'ondelettes

La nature intermittente des signaux de pression acoustique été mise en évidence dans la section précédente. L'objectif est maintenant de reconstruire un signal proche du signal acoustique original, en ne conservant que les événements intermittents identifiés dans la partie précédente. Le but est alors d'appliquer la même méthode aux fluctuations de pression pariétale afin de réaliser une analyse conjointe acoustique/pression pariétale uniquement basée sur les événements intermittents. Afin de reconstruire au mieux les signaux, les portions conservés sont reconstruites à partir d'une famille d'ondelettes adaptées. Les ondelettes sont en effet des familles de fonction classiquement utilisées dans les études portant sur le caractère intermittent du bruit aéroacoustique [31, 33, 40]. Le choix de la famille d'ondelettes la plus pertinente est décrite dans la suite de ce travail, ainsi que la méthode de reconstruction à partir de l'ondelette choisie.

5.1.2.1 Méthode de reconstruction

Afin de connaître la fonction ondelette la plus adaptée au cas de cette étude, l'idée est de calculer la forme moyenne des intermittences mesurées. Il s'agit d'effectuer une sélection d'évènements basée sur la détection des extrema du signal acoustique présentée plus haut (voir Figure 5.5). Les parties gauche et droite du signal autour de chaque extremum sont alors conservées. Ces évènements sont ensuite centrés et moyennés. Les évènements positifs et négatifs sont moyennés séparément, la sommation en valeur absolue pouvant entraîner des résultats biaisés. Le résultat de ce processus, effectué sur 1000 évènements, est présenté sur la Figure 5.11 intermittents et pour les trois vitesses d'écoulement.

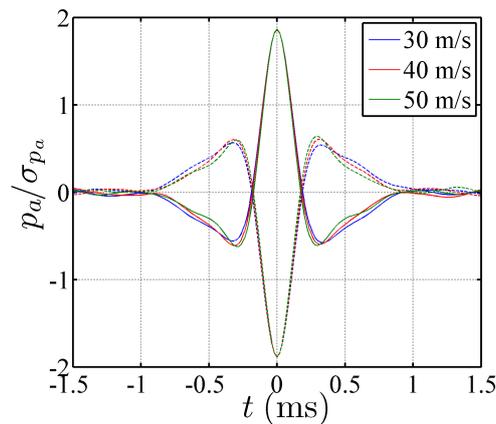


FIGURE 5.11: Moyenne d'évènements intermittents acoustiques supérieurs au seuil de $\beta = 1.3$ sur la marche pour les trois vitesses d'écoulement. Les évènements positifs (trait plein) et négatifs (trait discontinu) sont séparés.

En premier lieu, il faut noter la symétrie quasi-parfaite entre les moyennes d'évènements positifs et négatifs. Le niveau moyen du pic à $t = 0$ est de 1.87 en valeur absolue. Le résultat pour les trois vitesses est similaire, la largeur à mi-hauteur diminuant très légèrement lorsque la vitesse augmente. Les dimensions caractéristiques basées sur la largeur à mi-hauteur (s) et la vitesse de l'écoulement (m/s) varient entre 7 et 10 mm. Par exemple, à 50 m/s la largeur à mi-hauteur est de 0.2 ms, la dimension caractéristique étant alors de $50 \times 0.2 = 10$ mm. Même si ces dimensions ne correspondent pas exactement à celle du tourbillon de pied (qui est théoriquement proche de la hauteur de la marche soit 30 mm), l'ordre de grandeur est toutefois le même. Il est donc possible que ces intermittences acoustiques soient liées à des évènements aérodynamiques dans la zone du tourbillon de pied (en amont).

La construction de cet évènement moyen permet de sélectionner une ondelette dont la silhouette est proche de celle observée en Figure 5.11. L'ondelette de type chapeau mexicain, représentée sur la Figure 2.13, présente une forte similitude avec la silhouette obtenue. La reconstruction du signal à partir de cette famille d'ondelettes nécessite alors plusieurs étapes décrites ci-dessous :

- détecter un extremum dans le signal acoustique focalisé sur la région d'intérêt (méthode déjà décrite, voir Figure 5.5).
- estimer l'ondelette de type chapeau-mexicain dont l'échelle ξ (voir section 2.2.3) est la plus proche en se basant sur la largeur à mi-hauteur et sur la hauteur du pic de l'évènement.
- répéter l'opération pour l'ensemble des extrema.
- sommer toutes les fonctions d'ondelette afin d'obtenir le signal total reconstruit à partir de la famille d'ondelettes utilisée.

Un échantillon du calcul est présenté sur la Figure 5.12. On y retrouve le signal original (trait fin) et reconstruit (trait épais) avec la famille d'ondelettes de type chapeau mexicain. Dans cet exemple, seuls trois évènements sont représentés. Pour chacun de ces évènements, la fonction d'ondelette respective est représentée en couleur. La courbe en trait noir épais (signal reconstruit) représente ainsi la somme des trois fonctions d'ondelette en couleur. À noter qu'une correction de l'effet des lobes secondaires sur le signal sommé final a été effectuée, afin d'ajuster le niveau de chaque évènement par rapport au niveau original.

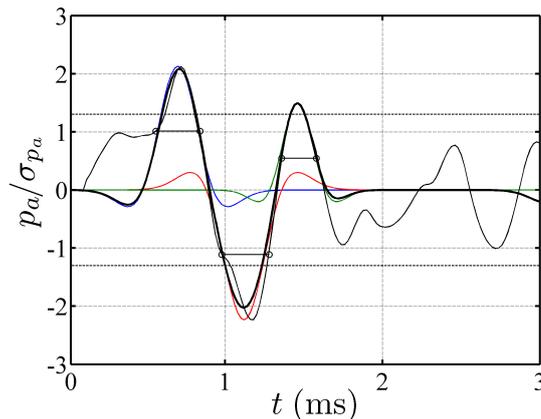


FIGURE 5.12: Signal original (trait fin) et reconstruit avec l'ondelette de type chapeau mexicain (trait épais) sur un échantillon temporel de pression acoustique sur la marche. Le seuil figure en traits discontinus, les largeurs à mi-hauteur des trois évènements en o-o et les trois fonctions ondelettes associées à chaque pic sont représentées en couleur. $U_\infty = 50$ m/s.

Afin de vérifier la validité de la reconstruction, les $fDSP$ du signal original (trait plein) et reconstruit (trait discontinu) sont présentées sur la Figure 5.13 pour comparaison. Les allures des $fDSP$ sont similaires, surtout pour les fréquences inférieures à 3 kHz. Au-delà, le niveau du spectre reconstruit devient plus faible. Cette baisse de niveau provient de la sélection d'évènements effectuée, les fluctuations haute-fréquence ayant été pour la plupart supprimées lors de la reconstruction par ondelette. L'erreur entre les deux DSP, calculée sur l'ensemble de la bande de fréquences, est estimée à 9%. En désignant par $S_{oo}(f)$ et $S_{rr}(f)$ les DSP respectives du signal original et reconstruit, cette erreur est définie par :

$$\text{erreur}_{S_{rr}} = 100 \times \sqrt{\frac{\sum_f (S_{rr}(f) - S_{oo}(f))^2}{\sum_f S_{oo}(f)^2}} \quad (5.4)$$

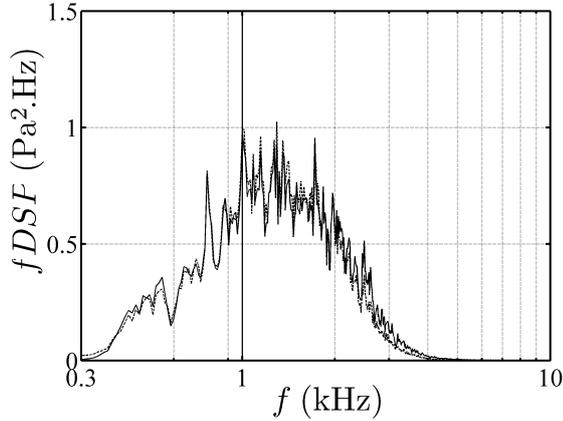


FIGURE 5.13: $fDSP$ du signal acoustique original (trait plein) et reconstruit à partir des ondelettes de type chapeau mexicain (trait discontinu) sur la marche. $U_\infty = 50$ m/s.

La méthode de reconstruction par ondelette est un outil qui permet de reconstruire un signal en ne conservant que les évènements intermittents sélectionnés (donc supérieurs au seuil β). Cette méthode a été appliquée ici au cas d'un signal acoustique qui est le résultat du filtrage spatial de l'antenne sur la région à l'origine du rayonnement acoustique sur la marche montante. Dans un premier temps, la forme moyenne des évènements a montré une forte ressemblance avec l'ondelette de type chapeau mexicain. Ce signal a ensuite été reconstruit à partir de cette famille d'ondelette afin de ne garder que les contributions intermittentes du signal. L'erreur entre le signal original et reconstruit à partir de la famille d'ondelettes est de l'ordre de 9%, confirmant que l'énergie rayonnée par la marche provient principalement des évènements intermittents sélectionnés. Dans la suite de ce travail, la cohérence entre les mesures en champ proche et en champ lointain sont à nouveau effectuées, avec l'utilisation supplémentaire de l'outil de reconstruction présenté.

5.1.2.2 Analyse conjointe pression acoustique/pression pariétale

La reconstruction du signal acoustique en champ lointain a été effectuée précédemment et s'est montrée convaincante. À présent, cette même méthode est appliquée aux signaux de pression fluctuante mesurés en paroi. Il s'avère que le seuil de détection estimé avec la méthode vue sur la Figure 5.3 est également de $\beta = 1.3$ pour la pression pariétale.

Les PDF des écarts temporels entre chaque évènement ont ensuite été calculées et sont affichées sur la Figure 5.14. Celles-ci présentent une allure linéaire en échelle semi-logarithmique, comme c'était déjà le cas pour les mesures acoustiques en champ lointain (cf. Figure 5.4). Les évènements de pression relevés en paroi sont donc également statistiquement indépendants, permettant de mettre en avant le caractère aléatoire de leur succession. En revanche, la valeur moyenne des écarts entre évènements intermittents est,

en moyennant sur les trois vitesses, $\overline{\Delta t_e} = 4.986$ ms. De même la largeur moyenne de ces évènements est $\overline{\Delta t_d} = 1.177$ ms. Les dimensions caractéristiques des intermittences sur la pression pariétale sont ainsi 5 à 6 fois plus importantes que dans le cas des mesures acoustiques en champ lointain (voir partie 5.1.1.2). De plus, le rapport entre ces deux grandeurs $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e}$ n'est plus constant, comme c'était le cas pour les mesures en champ lointain ; il passe de 0.245 à 0.222 lorsque le nombre de Mach varie de 0.09 à 0.15.

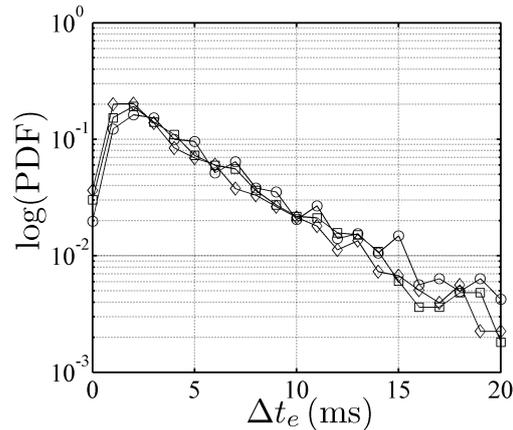


FIGURE 5.14: PDF des écarts temporels entre chaque évènement Δt_e pour le capteur de pression pariétale situé en $x/h = -1$. $U_\infty = 30$ m/s (\circ) 40 m/s (\square) et 50 m/s (\diamond) sur la marche.

La sélection d'évènements supérieurs à $\beta = 1.3$ a ensuite été effectuée. Le calcul de la silhouette moyenne des évènements est présenté sur la Figure 5.15. Une caractéristique importante des fonctions d'ondelette est qu'elles possèdent une moyenne nulle. Or la forme moyenne d'évènements positifs (respectivement négatifs) obtenue ici est strictement positive (respectivement strictement négative). Aucune fonction d'ondelette ne peut donc convenir pour la reconstruction du signal de pression pariétale. La largeur à mi-hauteur varie à nouveau très peu, bien que cette fois-ci la dimension caractéristique basée sur la largeur à mi-hauteur (s) et la vitesse de l'écoulement (m/s) varie entre 35 et 45 mm. Cette dimension se rapproche de celle du tourbillon de pied (environ 30 mm), laissant penser que les évènements intermittents mesurés par le capteur situé en $x/h = -1$ caractérisent bien la structure de l'écoulement.

Ainsi, la reconstruction en ondelette ne peut s'effectuer ici que pour la pression acoustique. Le signal acoustique focalisé sur le capteur en paroi sur la marche ($x/h = -1$) et reconstruit par ondelettes est cependant comparé à la mesure de pression pariétale brute. La valeur absolue de la cohérence entre ces deux signaux est représentée sur la Figure 5.16. Il apparaît que cette cohérence est quasiment identique à celle tracée dans la partie 4.1.3.1. La reconstruction par ondelette du signal acoustique n'a donc pas permis d'augmenter la cohérence entre le champ proche et le champ lointain.

La forme moyenne des évènements intermittents relevés dans le signal de pression pariétale sur la marche n'est pas caractéristique d'une fonction d'ondelette du fait de sa

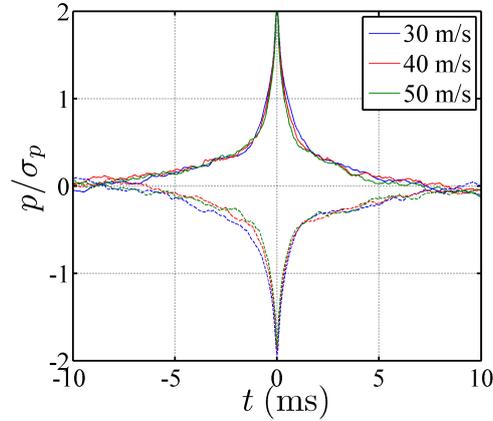


FIGURE 5.15: Moyenne d'évènements supérieurs au seuil de $\beta = 1.3$ sur la marche pour le capteur de pression pariétale situé en $x/h = -1$ pour les trois vitesses d'écoulement. Les évènements positifs (trait plein) et négatifs (trait discontinu) sont tracés séparément.

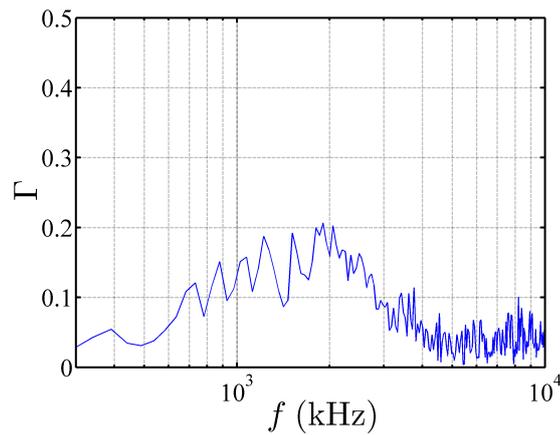


Figure 5.16: Valeur absolue de la cohérence entre le capteur de pression pariétale situé en amont de l'arête en $x/h = -1$ et le résultat du filtrage spatial de l'antenne focalisé sur ce capteur reconstruit avec la famille d'ondelettes de type chapeau mexicain. $U_\infty = 50$ m/s.

moyenne non-nulle, la reconstruction de ce signal ne pouvant alors pas être effectuée avec ce type de fonction. Seul le signal de pression acoustique mesuré par l'antenne de microphone a ainsi pu être reconstruit avec la famille d'ondelettes de type chapeau mexicain pour ne retenir que les sources intermittentes identifiées au préalable. Cependant il a été constaté que les écarts temporels entre les intermittences détectées pour la pression pariétale et le champ lointain sont régis par des distributions très différentes, les événements se succédant à des échelles de temps plus lentes pour la pression pariétale. Ainsi l'utilisation de la technique de reconstruction n'a pas permis d'obtenir un niveau de cohérence plus important, probablement compte-tenu du fait des différences de cadence entre les événements les plus significatifs en pression pariétale et en champ lointain. L'utilisation de cette technique de reconstruction n'a pas permis d'augmenter le niveau de cohérence entre la pression pariétale et la pression acoustique en champ lointain.

5.2 Le corps 3D (MOPET)

La méthode de détection de sources intermittentes est à présent appliquée au second cas de cette étude, le MOPET. Comme pour la FV fréquentielle, cette étude est réduite à l'analyse avec l'antenne horizontale. Il a été montré dans la section 4.2.2.1 que cette configuration d'antenne présente plusieurs intérêts (localisation plus précise, visualisation des deux tourbillons latéraux et meilleure cohérence avec le champ proche notamment). Néanmoins, les résultats obtenus avec l'antenne verticale, n'apparaissant pas ici par souci de brièveté, sont cohérents avec ceux présentés ici.

5.2.1 Localisation des sources acoustiques intermittentes

5.2.1.1 Estimation du seuil de détection

Comme précédemment, la première partie de l'étude consiste à déterminer le seuil à partir duquel un phénomène acoustique est considéré comme intermittent. Le signal $p_a(t)$ utilisé est issu de la même démarche qu'en 5.1.1.1, le domaine d'étude étant cette fois-ci $(x; y) = ([0; 0.4]; [-0.15; 0.15])$ m. Ce dernier, estimé à partir des résultats obtenus lors du traitement par FV fréquentielle de la partie 4.2.2.3, est représenté sur la Figure 5.17. Il englobe la contribution acoustique des deux tourbillons de montant de baie latéraux. L'étude est réalisée pour la vitesse $U_\infty = 50$ m/s.

L'énergie et la durée relative des intermittences sur le MOPET sont alors représentées sur la Figure 5.18 pour différents seuils. Il faut remarquer la similarité étonnante avec la Figure 5.3 obtenue dans le cas de la marche. De plus, les résultats diffèrent très peu en changeant la vitesse de l'écoulement amont. Le seuil pour lequel l'écart entre les deux courbes est le plus grand est à nouveau $\beta = 1.3$. Ce seuil correspond au meilleur compromis entre l'énergie des événements intermittents et leur durée.

Le seuil de détection des intermittences dans le cas des mesures microphoniques en champ lointain sur le MOPET est identique à celui obtenu pour la marche, soit $\beta = 1.3$, pour lequel 80% de l'énergie du signal est contenue dans 20% de sa durée. Ce seuil correspond au meilleur compromis obtenu entre l'énergie des événements intermittents et

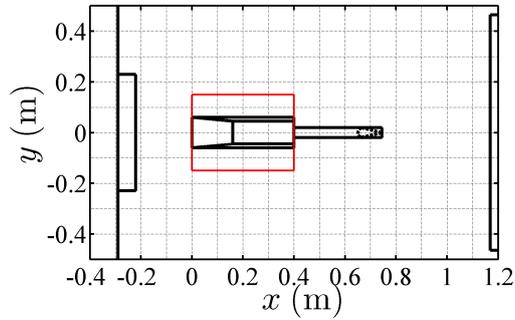


FIGURE 5.17: Domaine de calcul sur le MOPET en rouge avec l'antenne horizontale.

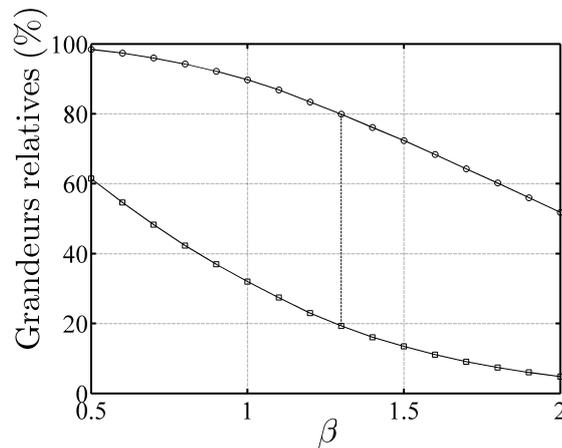


FIGURE 5.18: Évolutions de l'énergie relative (○) et de la durée relative (□) des intermit- tences acoustiques en fonction du seuil de détection des évènements sur le MOPET. Les traits discontinus représentent le seuil pour lequel l'écart entre les deux courbes est le plus grand. $U_\infty = 50$ m/s.

leurs durées. La suite de ce travail repose sur une analyse statistique de ces phénomènes intermittents.

5.2.1.2 Étude statistique des évènements intermittents

Rappelons que cette étude repose sur le calcul des durées d'évènements Δt_d et des écarts temporels entre deux évènements consécutifs Δt_e . Dans le cas du MOPET, les résultats obtenus sont $\overline{\Delta t_d} = 0.366$ ms et $\overline{\Delta t_e} = 1.164$ ms. Leur rapport est ainsi de l'ordre de $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.314 \pm 0.002$, la variation de cette valeur avec le nombre de Mach étant à nouveau très faible. Ce résultat est quasiment identique à celui obtenu pour la marche. Cela signifie que malgré les différences aérodynamiques existant entre les deux types d'écoulement rencontrés, les intermittences acoustiques relevées présentent des caractéristiques similaires.

Les fonctions de densité de probabilité des écarts temporels Δt_e sont ensuite tracées pour le MOPET et pour les trois vitesses d'écoulement sur la Figure 5.19 afin de vérifier la loi suivie. La décroissance linéaire en représentation semi-logarithmique est la même que pour la marche, typique d'évènements statistiquement indépendants (loi Gamma pour les évènements indépendants). Cette remarque confirme le caractère aléatoire des évènements acoustiques étudiés sur cette maquette.

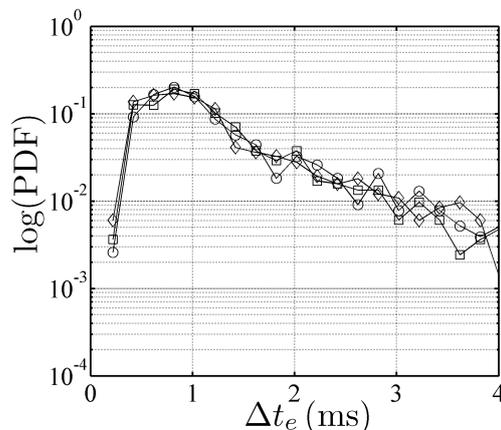


FIGURE 5.19: PDF des écarts temporels entre chaque évènement Δt_e pour 30 m/s (○) 40 m/s (□) et 50 m/s (◇) sur le MOPET avec l'antenne horizontale.

Enfin, le caractère aléatoire des structures acoustiques sur le MOPET a été mis en avant à travers la visualisation des fonctions de densité de probabilité des écarts temporels Δt_e . De plus, l'étude du rapport entre la durée de vie des intermittences et leur fréquence d'apparition a permis de démontrer une similarité entre la marche montante ($\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.318$) et le MOPET ($\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e} = 0.314$). La détection spatiale de ces intermittences dans le cas du MOPET est ensuite étudiée par la suite.

5.2.1.3 Détection spatio-temporelle des sources intermittentes par FV temporelle

D'après l'étude menée dans la partie 4.2.2.3, les principales sources de bruit moyennes mesurées sur le MOPET ont été localisées au niveau des montants de baie latéraux de la maquette. Afin de s'assurer que l'étude qui suit ne s'intéresse qu'à ces sources bien précises, le domaine de calcul doit contenir ces deux régions tout en étant le plus petit possible. Il a donc été décidé de travailler sur la région $(x; y) = ([0; 0.4]; [-0.15; 0.15])$ m, déjà présentée sur la Figure 5.17.

La méthode de détection spatio-temporelle ayant déjà été présentée lors de l'étude sur la marche, les résultats sont présentés immédiatement. Deux instants t_1 et t_2 , correspondant à des extrema temporels sur la fonction z_{\max}/σ_z , sont utilisés ici à titre d'exemple. Les portions de ce signal encadrant ces instants sont représentées sur la Figure 5.20, et les cartographies correspondantes sont tracées sur la Figure 5.21.

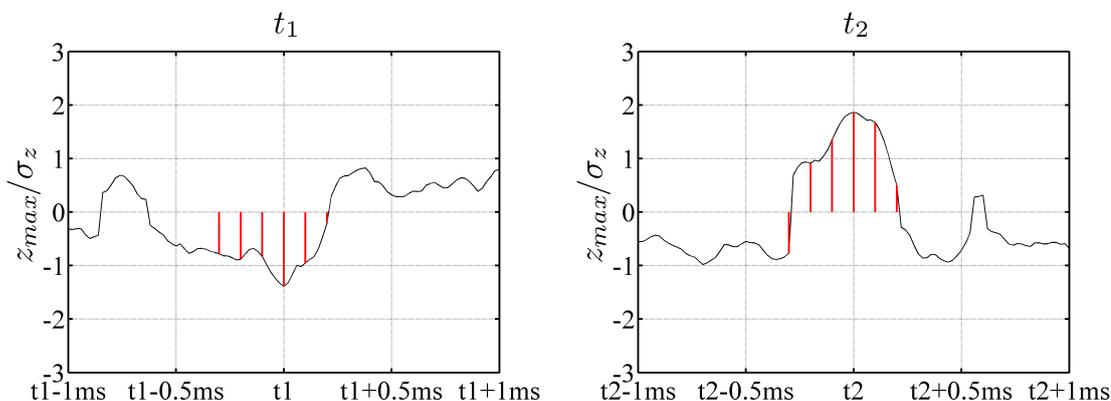
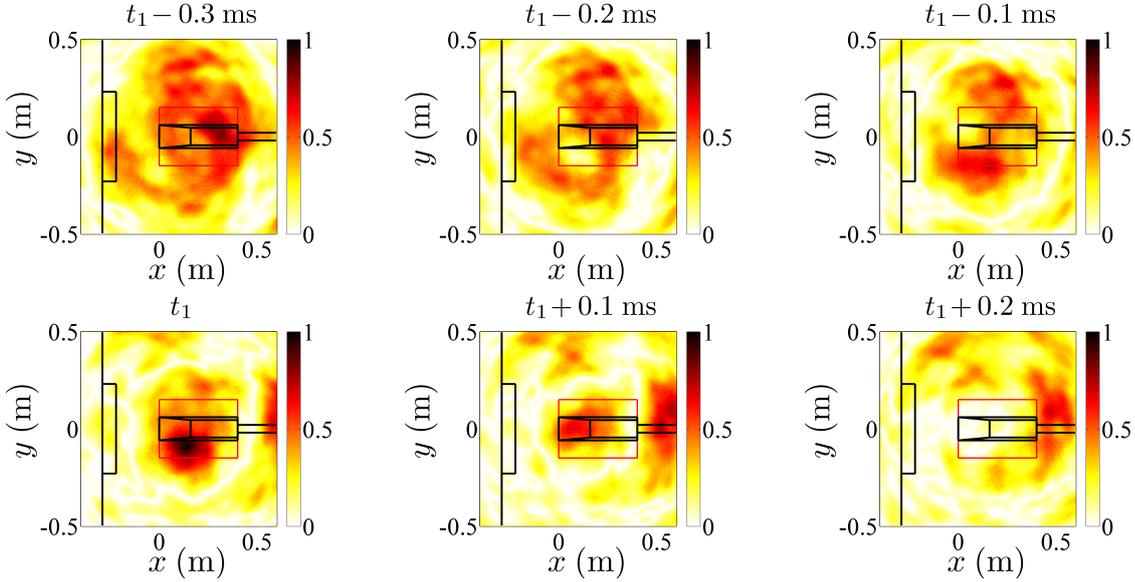


FIGURE 5.20: Exemples d'extrema locaux du signal $z_{\max}(t)/\sigma_z$ relevés pour deux instants t_1 (gauche) et t_2 (droite) sur le MOPET. Les traits rouges représentent les 6 instants pour lesquels les cartographies sont tracées (voir figure suivante). $U_\infty = 50$ m/s.

En observant les cartographies tracées autour des instants t_1 et t_2 , il apparaît que le niveau acoustique le plus intense est comme attendu retrouvé à ces deux instants d'émission exacts. De plus, la localisation par FV de la source pour chacun des deux instants montre qu'ils caractérisent respectivement le tourbillon conique côté «conducteur» et côté «passager». Cette observation prouve que certains événements énergétiques relevés sur la fonction z_{\max}/σ_z (Figure 5.20) ont été produits par des phénomènes aéroacoustiques dans la région des tourbillons latéraux. Les résultats obtenus par FV fréquentielle dans la section 4.2.2.3 avaient déjà montré que ces zones tourbillonnaires participent grandement (de 3 à 8 kHz) au bruit rayonné sur la maquette. D'autre part, la convergence de fronts d'onde, plus visible sur les cartographies autour de l'instant t_2 , permet de confirmer l'existence réelle des sources acoustiques relevées sur les cartographies (voir Annexe B).

Il s'avère que deux autres régions spatiales sont également apparues sur les cartographies tracées à d'autres instants : il s'agit du front montant à l'avant de la maquette et du toit situé plus en aval. Ces deux régions sont observables sur la Figure 5.23, les

Événement localisé en t_1



Événement localisé en t_2

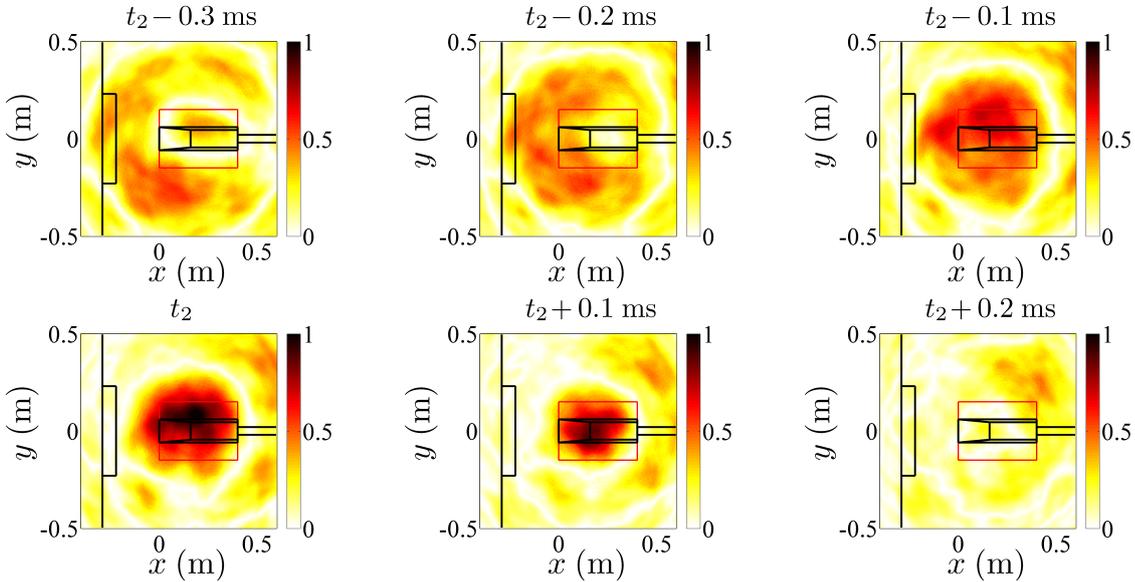


FIGURE 5.21: Cartographies de FV temporelle sur le MOPET calculées à différents instants autour des instants respectifs t_1 (en haut) et t_2 (en bas) respectivement liés aux tourbillons côté «conducteur» et côté «passager». La pression est tracée en valeur absolue et normalisée par sa valeur maximale à l'instant d'émission (t_1 et t_2 respectivement). La zone de détection des sources intermittentes est délimitée en rouge. $U_\infty = 50$ m/s.

échantillons temporels correspondant à chaque évènement centrés sur les instants notés t_3 et t_4 étant représentés sur la Figure 5.22.

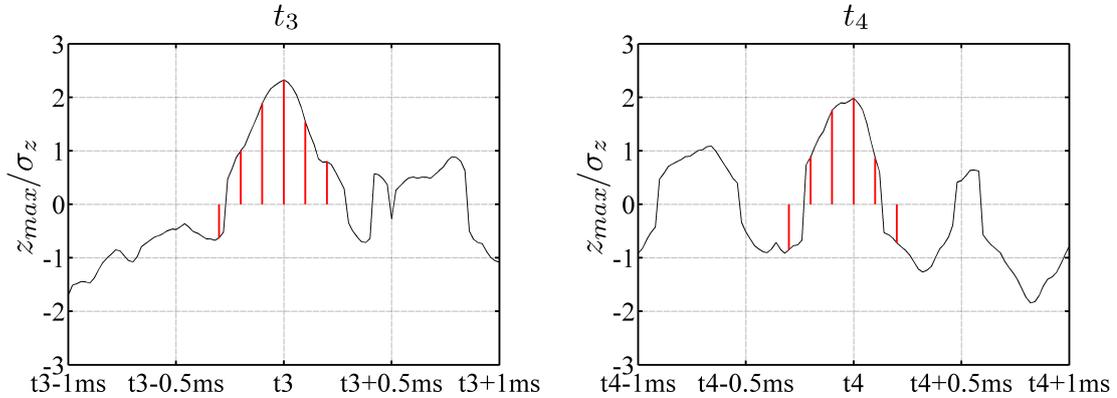


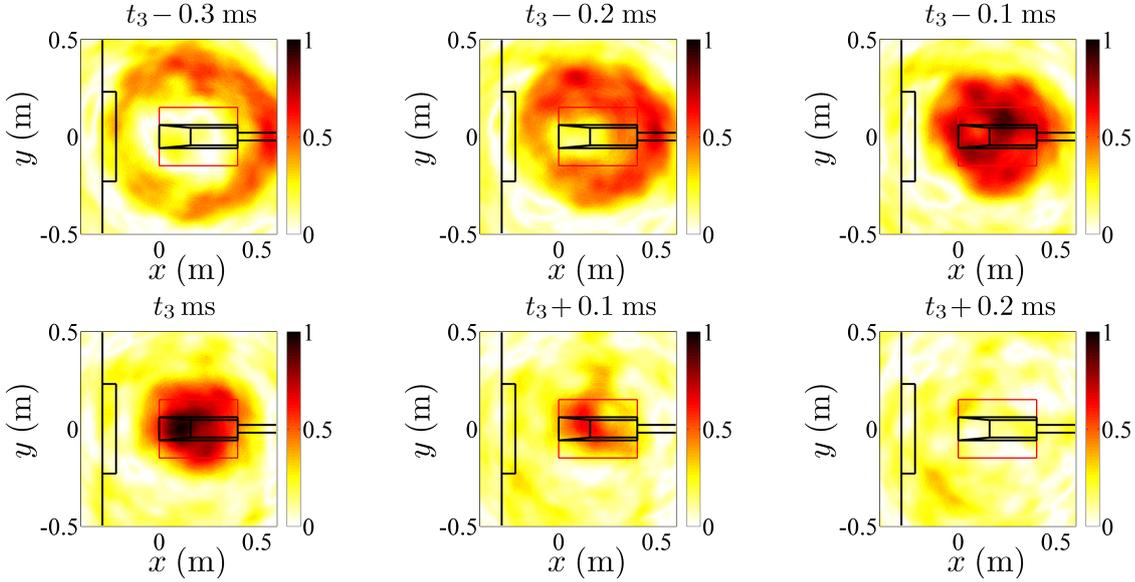
FIGURE 5.22: Exemples d'extrema locaux du signal $z_{\max}(t)/\sigma_z$ relevés pour deux instants t_3 (gauche) et t_4 (droite) sur le MOPET. Les traits rouges représentent les 6 instants pour lesquels les cartographies sont tracées (voir figure suivante). $U_\infty = 50$ m/s.

La première position de source (front montant en amont, t_3) ne peut être reliée à aucun phénomène présent dans la structure de l'écoulement. En effet, l'écoulement à cette position est scindé en deux, la nappe d'air cherchant à s'échapper vers les arêtes latérales afin de former les tourbillons coniques de part et d'autre de la maquette. L'hypothèse selon laquelle la séparation du fluide en deux puisse générer un champ acoustique important semble peu probable. Une autre hypothèse est celle identifiant cette source médiane comme étant l'empreinte de deux tourbillons latéraux se développant au même instant. La résolution de l'antenne ne permettant pas de distinguer les deux sources, le résultat est un lobe situé à mi-distance des deux sources.

La deuxième position de source (toit de la maquette, t_4) semble liée à un décollement sur le toit de la maquette. Ce phénomène a pourtant été supprimé en principe, la turbulence ayant été forcée en amont de la maquette. La deuxième explication possible rejoint celle du paragraphe précédent : la source observée peut être une moyenne des deux tourbillons latéraux. Dans tous les cas, la géométrie particulière de la maquette n'est pas la mieux adaptée pour une estimation précise des sources de bruit intermittentes du fait de toutes les régions potentiellement bruyantes s'y trouvant (toit et pied déporté notamment).

La correspondance entre les instants énergétiques relevés sur la fonction z_{\max}/σ_z et les localisations spatiales de sources intermittentes a de nouveau été observée dans le cas du MOPET. Plusieurs régions semblent être à l'origine du rayonnement acoustique sur ce corps, à commencer par les montants de baie latéraux. En effet, ces zones où règnent des structures tourbillonnaires de forte intensité ont déjà été assimilées à une émission acoustique importante dans l'étude stationnaire de la partie 4.2.2.3. En revanche, de nombreuses sources acoustiques semblent également provenir de la rampe montante et du toit de la maquette. Or, ces régions ne sont théoriquement pas propices à générer un

Événement localisé en t_3



Événement localisé en t_4

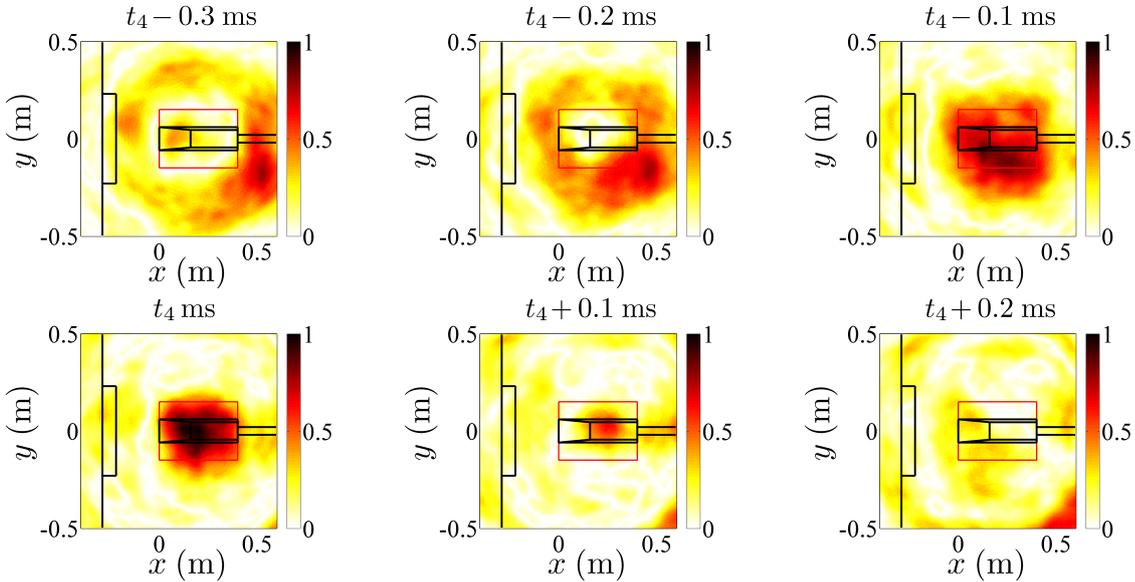


FIGURE 5.23: Cartographies de FV temporelle sur le MOPET calculées à différents instants autour des instants respectifs t_3 (en haut) et t_4 (en bas). La pression est tracée en valeur absolue et normalisée par sa valeur maximale à l'instant d'émission (t_3 et t_4 respectivement). La zone de détection des sources intermittentes est délimitée en rouge. $U_\infty = 50$ m/s.

champ acoustique. On peut supposer que les sources détectées sur ces régions sont en réalité une position moyenne des tourbillons coniques latéraux estimée par l'algorithme. Pour s'en assurer, une étude approfondie de la position des sources acoustiques sur le MOPET est ainsi réalisée dans la suite.

5.2.1.4 Distribution spatiale des sources intermittentes

Un calcul de la position des évènements à tous les instants a ensuite été effectué sur une durée plus longue, afin d'observer les principales régions spatiales liées aux sources acoustiques intermittentes. Environ 860 évènements ont pu être détectés. Le résultat est tracé sur la Figure 5.24. Sur celle-ci chaque point correspond à la présence d'un évènement intermittent dont le niveau est supérieur au seuil de $\beta = 1.3$. Les deux zones tourbillonnaires à l'origine du bruit émis sont difficiles à distinguer. Un total de 6870 évènements a été obtenu sur une durée plus longue (8 s) pour les trois vitesses d'écoulement.

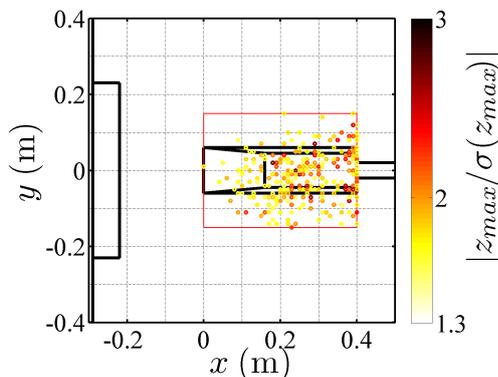


FIGURE 5.24: Détection spatiale d'extrema supérieurs au seuil $\beta = 1.3$ sur le MOPET. $U_\infty = 50$ m/s.

En reprenant les résultats obtenus en 4.2.2, on se souvient que les sources acoustiques provenant des tourbillons coniques latéraux n'apparaissent qu'à partir de 3 kHz. Pour cette raison, la répartition des sources acoustiques intermittentes sur le MOPET est calculée une seconde fois en filtrant au préalable les signaux microphoniques de l'antenne avec un filtre passe-haut à 3 kHz. Le résultat est présenté sur la Figure 5.25. Cette fois-ci, les sources acoustiques semblent plus proches des zones tourbillonnaires latérales, comme sur les cartographies de FV fréquentielle vues en 4.2.2. Les tourbillons de montant de baie participent donc au rayonnement acoustique intermittent relevé en champ lointain. Les sources latérales en lien avec le tourbillon de montant de baie identifiées au chapitre 4 pour $f > 3$ kHz (Figure 4.16) sont donc une représentation moyenne de l'ensemble des sources intermittentes identifiées le long des montants de baie en Figure 5.25.

La répartition des positions de sources acoustiques intermittentes sur le MOPET a ensuite été estimée de part et d'autre du plan médian de la maquette, le filtre passe-haut à 3 kHz étant utilisé. Les résultats pour les trois vitesses d'écoulement sont les suivants :

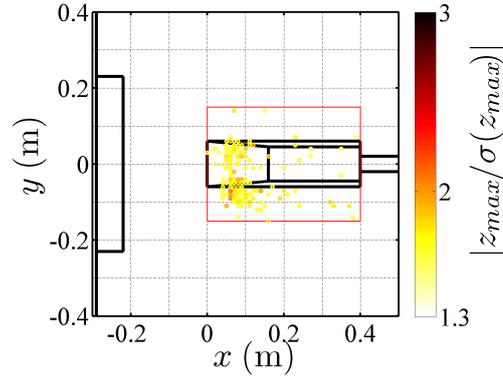


FIGURE 5.25: Détection spatiale d'extrema supérieurs au seuil $\beta = 1.3$ sur le MOPET en filtrant les signaux acoustiques de l'antenne avec un filtre passe-haut à 3 kHz. $U_\infty = 50$ m/s.

côté conducteur : 57% - côté passager : 43%.

Le côté conducteur est celui qui regroupe la majorité des sources acoustiques intermittentes. En effet, les cartographies de FV fréquentielle de la section 4.2.2 semblaient montrer une légère dissymétrie des sources plus intenses vers ce côté de la maquette. Ce décalage peut être lié à un léger dérapage de la maquette par rapport à l'écoulement incident. En effet, rappelons que la structure tourbillonnaire sur le MOPET est très sensible à des inclinaisons même très faibles de l'écoulement par rapport à la maquette. Les mesures de vitesse et de pression pariétale n'ayant été effectuées que côté conducteur, nous ne disposons d'aucun moyen pour vérifier la symétrie entre les deux tourbillons coniques.

La localisation de sources par FV fréquentielle avait montré que les principales sources de bruit sur le MOPET provenaient des tourbillons de montant de baie latéraux. Les résultats présentés ici ont permis de confirmer cette tendance en utilisant la FV temporelle. Le caractère intermittent des sources aéroacoustiques générées par les tourbillons de montant de baie à été mis en avant. De plus, l'utilisation d'un filtre passe-haut à 3 kHz sur les mesures microphoniques en champ lointain a eu pour effet de rassembler les sources intermittentes localisées par FV temporelle dans les régions tourbillonnaires latérales sur la maquette. La répartition de ces sources sur la maquette est légèrement dissymétrique avec une préférence pour le côté conducteur (certainement lié à un dérapage de la maquette) comme dans le cas de l'étude par FV fréquentielle. La nature intermittente des mesures acoustiques nous conduit alors à reconstruire ces signaux à partir d'une famille d'ondelettes dans le but de ne conserver que les événements intermittents.

5.2.2 Reconstruction à partir d'une famille d'ondelettes

Comme pour la marche montante, les signaux acoustiques relevés sur le MOPET sont reconstruits à partir d'une famille d'ondelettes. L'étude est effectuée avec le capteur pariétal $L_{2,8}$ situé le plus loin de la structure du tourbillon conique pour lequel la cohérence était la plus forte avec le champ acoustique dans l'étude de la partie 4.2.3..1. Le signal

de pression acoustique quant à lui est le résultat du filtrage spatial de l'antenne sur ce capteur en paroi. Rappelons également que la cohérence la plus forte est apparue avec la vitesse d'écoulement la plus faible, $U_\infty = 30$ m/s. Cette vitesse sera ainsi la vitesse de référence utilisée dans cette partie.

5.2.2.1 Méthode de reconstruction

La moyenne d'évènements intermittents est à présent effectuée avec les mesures acoustiques sur le MOPET en suivant la procédure expliquée en 5.1.2.1. Le résultat est présenté sur la Figure 5.26 pour les trois vitesses d'écoulement. Les moyennes d'évènements positifs et négatifs sont également symétriques comme pour la marche. Le niveau moyen du pic en $t = 0$ est de 1.87 en valeur absolue. De plus, aucune influence de la vitesse n'est observable sur cette figure. En comparaison avec la silhouette calculée pour la marche (Figure 5.11), la forme moyenne comporte des lobes secondaires supplémentaires. Ainsi, même si la concordance de cette forme moyenne des intermittences avec l'ondelette de type chapeau mexicain est moins bonne dans le cas présent qu'avec la marche, la reconstruction est menée avec cette ondelette, en suivant la procédure expliquée dans la partie 5.1.2.1. Le résultat de la reconstruction du signal est évalué à partir de la DSP du signal reconstruit en Figure 5.27. L'erreur en terme d'énergie, calculée selon l'équation 5.4 est de 10%. La reconstruction est bonne aux fréquences les plus basses, mais on note néanmoins qu'elle ne permet pas de reconstruire les phénomènes pour les fréquences supérieures à 2 kHz, c'est-à-dire celles qui relèvent du rayonnement au niveau du montant de baie. Ceci est probablement dû à la forme de l'ondelette choisie, celle-ci n'étant pas parfaitement caractéristique de la forme moyenne des évènements

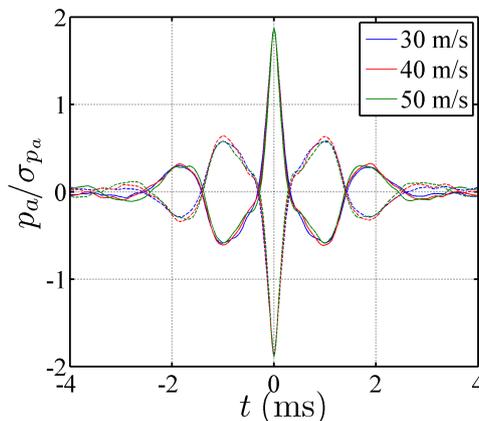


FIGURE 5.26: Moyenne d'évènements supérieurs au seuil de $\beta = 1.3$ sur le MOPET pour les trois vitesses d'écoulement. Les évènements positifs (trait plein) et négatifs (trait discontinu) sont tracés séparément.

La reconstruction du signal acoustique de l'antenne a de nouveau été correctement effectuée. L'erreur entre les DSP originale et reconstruite est estimée à 10% et provient justement de la reconstruction par la famille d'ondelettes qui supprime les fluctuations haute fréquence sur le signal. L'utilisation de ce signal reconstruit va permettre d'estimer une nouvelle fois la cohérence avec le champ proche.

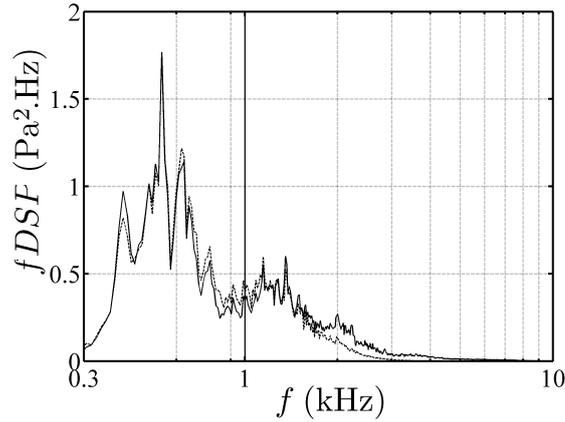


FIGURE 5.27: $fDSP$ du signal original (trait plein) et reconstruit à partir des ondelettes de type chapeau mexicain (trait discontinu) sur le MOPET. $U_\infty = 30$ m/s.

5.2.2.2 Analyse conjointe pression acoustique/pression pariétale

À nouveau, l'objectif est ici de reconstruire les signaux de pression acoustique et pariétale avec la méthode décrite précédemment, dans le but de travailler avec des signaux contenant exclusivement les évènements intermittentes. La reconstruction du signal acoustique s'est montrée satisfaisante aux fréquences inférieures à 2 kHz, la question étant à présent de savoir ce qu'il en sera du signal de pression pariétale du capteur $L_{2,8}$. Rappelons que dans le cas de la marche, la reconstruction par ondelette n'a pas pu être opérée, la figure moyenne des évènements intermittents de pression pariétale n'étant alors pas caractéristique d'une ondelette.

Le seuil de détection, estimé avec la méthode vue sur la Figure 5.18, est à nouveau de $\beta = 1.3$ pour la pression pariétale. Le tracé des PDF des écarts temporels entre chaque évènement est effectué sur la Figure 5.28. Les valeurs moyennes des écarts temporels varient de $\overline{\Delta t_e} = 2.27$ ms pour 30 m/s à 0.57 ms pour 50 m/s. En comparaison avec les écarts temporels mesurés sur les signaux acoustiques ($\overline{\Delta t_e} = 1.164$ ms), on s'aperçoit que l'ordre de grandeur est similaire. La fréquence d'apparition des évènements intermittents en champ proche est donc semblable à celle en lointain. En revanche, contrairement au cas de la marche, les allures des trois courbes ne sont plus superposées. Elles possèdent toutefois toujours une décroissance linéaire, permettant d'affirmer que les évènements intermittents détectés apparaissent de manière aléatoire (loi Gamma). Les différences de pente entre les courbes à chaque vitesse témoignent de l'existence d'un phénomène convectif dans le cas du MOPET, ce qui n'était pas le cas pour les mesures sur la marche.

Le rapport $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e}$ a également été estimé ici et évolue quant à lui entre 0.285 et 0.224 depuis la vitesse la plus faible jusqu'à la plus élevée. Des valeurs quasi-identiques avaient été obtenues dans le cas des mesures de pression pariétale sur la marche. Il variait alors entre 0.245 et 0.222. Les ordres de grandeur des phénomènes intermittents semblent donc identique au niveau de la pression pariétale pour les deux maquettes.

La silhouette moyenne des évènements de pression pariétale est représentée sur la Fi-

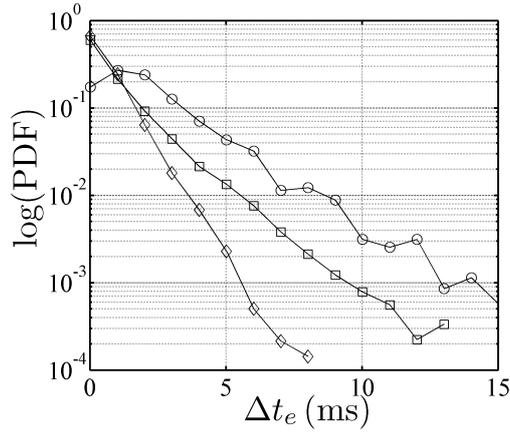


FIGURE 5.28: PDF des écarts temporels entre chaque évènement Δt_e pour le capteur de pression pariétale $L_{2,8}$ sur le MOPET. $U_\infty = 30$ m/s (\circ) 40 m/s (\square) et 50 m/s (\diamond).

Figure 5.29. À nouveau, la forme obtenue ne permet pas de reconstruire ce signal avec les ondelettes. En revanche, les résultats sont différents en fonction de la vitesse de l'écoulement. Les dimensions caractéristiques déterminées à partir de la largeur à mi-hauteur (s) et de la vitesse de l'écoulement (m/s) sont de 20 mm à 30 m/s et de 8 mm pour les deux autres vitesses. Il semblerait donc que les évènements intermittents relevés en paroi soient liés au tourbillon conique, dont la dimension géométrique est de l'ordre de 40 mm.

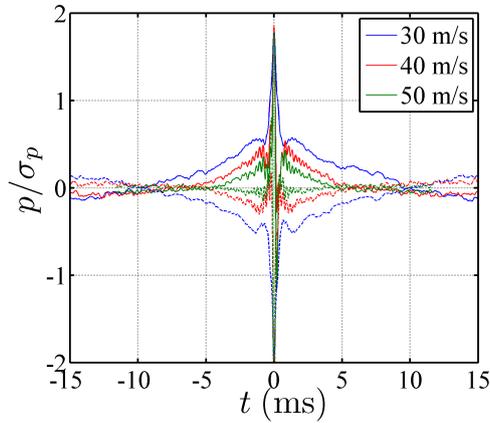


FIGURE 5.29: Moyenne d'évènements supérieurs au seuil de $\beta = 1.3$ sur le MOPET pour le capteur de pression pariétale $L_{2,8}$ pour les trois vitesses d'écoulement. Les évènements positifs (trait plein) et négatifs (trait discontinu) sont tracés séparément.

Finalement, la cohérence entre le champ proche et le champ lointain a été estimée en reconstruisant uniquement le signal acoustique de l'antenne. Le résultat est présenté sur la Figure 5.30. En comparant cette figure à celle obtenue en section 4.2.3.1, il apparaît que le niveau de cohérence est identique que l'on reconstruise ou non la réponse de l'antenne acoustique avec les ondelettes. Une étude plus approfondie des évènements intermittents

en paroi, avec la méthode des ondelettes ou une autre, pourrait peut-être permettre d'obtenir de meilleurs résultats.

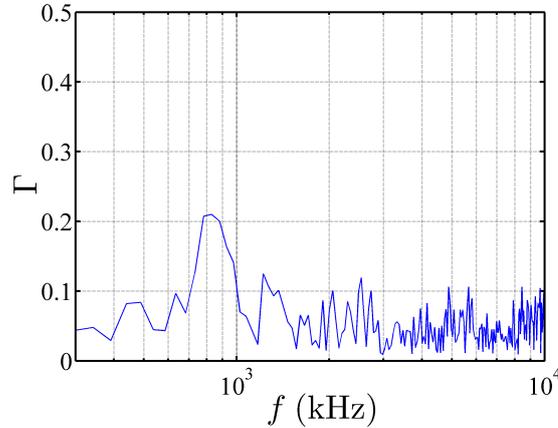


Figure 5.30: Valeur absolue de la cohérence entre le capteur de pression pariétale $L_{2,8}$ sur le MOPET et le filtrage spatial de l'antenne focalisé sur ce capteur. $U_\infty = 30$ m/s.

La comparaison des écarts temporels moyens des intermittences $\overline{\Delta t_e}$ entre les mesures pariétales sur le MOPET et le champ acoustique rayonné a montré que ces deux quantités sont du même ordre de grandeur. De plus, une similarité est apparue entre les rapports $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e}$ dans les mesures de pression fluctuante sur la marche et le MOPET. Les deux maquettes étudiées possèdent donc des caractéristiques intermittentes similaires. De plus, l'étude des écarts temporels entre évènements intermittents sur le MOPET a fait ressortir un phénomène convectif, non présent dans le cas de la marche.

En conclusion, ce chapitre a permis de démontrer l'efficacité du traitement par FV temporelle : les signaux acoustiques focalisés sur la région d'intérêt (arête pour la marche et tourbillons latéraux pour le MOPET) ont d'abord été caractérisés et le caractère aléatoire des évènements relevés a été mis en évidence. Une détection d'évènements énergétiques (supérieurs à un seuil β) a été effectuée et a permis de caractériser l'écart temporel moyen entre ces évènements $\overline{\Delta t_e}$ et leur durée moyenne $\overline{\Delta t_d}$. Des similitudes avec la littérature du bruit de jet ont été observées, notamment la constance du rapport $\overline{\Delta t_d}/\overline{\Delta t_e}$ en fonction du nombre de Mach malgré la gamme réduite étudiée ici. Ensuite, la présence de sources intermittentes sur chaque maquette a été démontrée via des cartographies de FV temporelle. Pour la marche, celles-ci ont été localisées à différentes positions et toujours le long de l'arête. Ces sources acoustiques ont été attribuées au comportement instationnaire du tourbillon de pied situé en amont. Pour le MOPET, les zones tourbillonnaires ont pu être identifiées comme génératrices de rayonnement acoustique intermittent, notamment lorsque les signaux sont filtrés avec un passe-haut à 3 kHz. L'instationnarité des tourbillons de montant de baie semble alors être la source acoustique intermittente principale.

Il a ensuite été montré que la procédure de détection des sources intermittentes développée au chapitre 3 est en mesure d'identifier, pour des signaux expérimentaux, les lieux et instants d'émission de ces sources. Les nombreux exemples fournis ont montré que les

événements identifiés sont associés à une convergence de fronts d'onde caractéristique, en accord avec les simulations du chapitre 3. Ceci confirme la capacité de la méthode développée à détecter les sources aéroacoustiques intermittentes qui participent au bruit aéroacoustique. Celles-ci sont distribuées dans l'espace sur une zone d'émission qui est celle identifiée par la formation de voie fréquentielle.

Enfin, une méthode de reconstruction par ondelettes des signaux acoustiques a été présentée, permettant de construire un signal proche du signal original et ne contenant que les événements acoustiques intermittents. L'estimation de la famille d'ondelette la plus adaptée (ici le chapeau mexicain) est effectuée en traçant la figure moyenne des événements intermittents relevés dans le signal acoustique. Cette méthode est efficace dans le cas des signaux acoustiques (10% d'erreur entre les DSP des signaux original et reconstruit). De plus, ces formes moyennes ont permis de montrer que la dimension caractéristique liée aux intermittences acoustiques est du même ordre de grandeur que les structures tourbillonnaires rencontrées, et ce pour les deux maquettes. En revanche, la méthode est irréalisable dans le cas des signaux de pression pariétale, la forme moyenne des événements n'étant alors assimilable à aucune ondelette connue à ce jour. Une différence est toutefois apparue entre les deux maquettes. Dans le cas de la marche, les ordres de grandeur des écarts moyens $\overline{\Delta t_e}$ pour les mesures en champ proche et en champ lointain sont très différents. Pour le MOPET en revanche, cette fréquence moyenne d'apparition des phénomènes intermittents est semblable entre les deux types de mesure, laissant à penser qu'il existe bien, sur cette maquette, un lien entre les événements intermittents relevés en paroi et ceux mesurés en champ lointain.

Conclusion générale et perspectives

Cette étude a donc concerné l'identification de sources aéroacoustiques sur des corps non profilés et plus particulièrement dans le cadre du transport automobile. Deux configurations expérimentales ont été envisagées : une marche montante, qui est une configuration académique très simple et qui a l'avantage d'être relativement bien documentée, et le MOPET, qui est un corps tridimensionnel générant des tourbillons coniques de type montant de baie très proches des configurations réalistes.

L'étude bibliographique a permis de dresser les principales caractéristiques aérodynamiques des écoulements rencontrés sur chaque maquette. Il a ainsi été montré que la marche montante génère principalement deux structures : la première est située en amont de l'arête contre le pied de la marche, sa dimension longitudinale étant de l'ordre de grandeur de la hauteur de la marche. Il s'agit du tourbillon de pied qui est une structure instationnaire et pouvant posséder un caractère bidimensionnel sous certaines contraintes ($l/h > 10$ notamment). La deuxième structure est une bulle de recirculation située en aval de l'arête. Sa dimension longitudinale est bien plus importante que celle du tourbillon de pied, le recollement moyen se situant alors à des distances depuis l'arête comprises entre trois et quatre fois la hauteur de la marche. Cette bulle de recirculation est également caractérisée par de fortes instationnarités en raison de la présence d'une couche de cisaillement à sa frontière. Bien que le rayonnement acoustique sur cette maquette ait été très peu étudié dans la littérature, il ressort que le bruit rayonné par l'écoulement sur marche montante provient de la région proche de l'arête.

L'écoulement au voisinage du MOPET est également caractérisé par la présence de nombreuses structures instationnaires. Au voisinage du montant de baie, un tourbillon conique primaire se développe. Il est constitué d'une nappe tourbillonnaire dont le décollement s'effectue au niveau de l'arête supérieure de la maquette et le recollement moyen le long d'une ligne inclinée de 17° avec la base de la maquette. Les résultats montrent que les vitesses les plus importantes sont relevées suivant la composante verticale du tourbillon. Les fluctuations de pression les plus intenses sont quant à elle détectées au niveau du recollement moyen du tourbillon primaire et au décollement du tourbillon secondaire.

La localisation de source acoustique par FV a alors permis de mettre en évidence les positions des sources acoustiques sur chaque maquette. Pour cela, une antenne plane composée de 31 microphones a été construite et optimisée pour la présente étude. Sa géométrie en spirales logarithmiques à plusieurs branches s'est montrée idéale pour étudier des bruits de nature large bande, comme c'est le cas ici. La FV a dans un premier temps été utilisée dans sa version classique (fréquentielle) en faisant l'hypothèse de stationnarité des sources. Cela a permis de faire ressortir les régions pour lesquelles l'émission acoustique est en moyenne la plus importante. La résolution des cartographies par FV stationnaire étant dépendante de la fréquence d'observation, un algorithme de déconvolution de la réponse de l'antenne (DAMAS) a été mis en place, permettant de localiser la source de bruit dominante avec la même résolution quelque soit la fréquence observée. Il faut noter que la correction des effets de l'écoulement a été effectuée à partir de la méthode d'Amiet. De plus, il a été possible de retirer les contributions acoustiques stationnaires des éléments perturbateurs de la soufflerie (convergent, collecteur, etc.).

Pour l'écoulement de type marche montante, les régions immédiatement en amont et en aval de l'arête se sont révélées comme les principales sources du bruit rayonnées en champ lointain. La région située en aval de la marche, dans laquelle se développe une bulle de recirculation, est alors apparue comme génératrice de bruit pour des fréquences comprises entre 4 et 6 kHz. L'émission acoustique du tourbillon de pied, en amont, a quant à elle pu être observée sur la bande de fréquences [1.5 ; 3] kHz. De plus, c'est également cette région qui a affiché les corrélations les plus nettes avec le champ lointain. En effet, la cohérence calculée entre un capteur pariétal situé en amont de la marche et un microphone situé au-dessus de l'arête a montré qu'il existe une relation linéaire entre ces deux signaux. L'utilisation de l'antenne comme un filtre spatial a en outre permis d'augmenter le niveau de cette cohérence, la contribution de l'ensemble des microphones de l'antenne étant alors prise en compte. L'analyse des résultats a permis d'attribuer l'existence des sources acoustiques sur la marche aux structures instationnaires présentes dans le tourbillon de pied pour des fréquences inférieures à 3 kHz.

Sur le MOPET, les principales sources de bruit sont apparues au niveau des tourbillons de montant de baie, sur une large gamme de fréquence ([3 ; 8] kHz). En revanche, seuls les capteurs de pression latéraux situés en-dehors de la structure tourbillonnaire présentent une cohérence avec le champ lointain. Le rayonnement acoustique du MOPET est attribué à l'instationnarité des tourbillons de montant de baie. Finalement, les régions de fort gradient de pression en paroi relevées au chapitre 2 (recollement moyen de la bulle de recirculation pour la marche et recollement moyen du tourbillon primaire pour le MOPET) ne sont donc pas celles qui participent au rayonnement acoustique sur ces deux configurations. Même si le niveau de cohérence entre la pression pariétale et le champ lointain reste faible (20% au maximum), l'étude témoigne de l'existence de structures dans l'écoulement qui signent en paroi et qui sont à l'origine du bruit aéroacoustique, tant pour le MOPET que pour la marche montante.

Récemment, plusieurs auteurs se sont intéressés au caractère intermittent des sources aéroacoustiques (principalement pour des écoulements libres tel que le bruit de jet). Ce type d'étude n'ayant, à notre connaissance, jamais été réalisé pour des bruits de corps

en écoulement, le travail s'est orienté vers le possible caractère intermittent des sources étudiées. Il s'est avéré que le champ acoustique rayonné par ces deux maquettes est effectivement constitué d'une succession d'évènements énergétiques de courte durée apparaissant de manière aléatoire. Il a été montré que 80% de l'énergie du signal est contenue dans ces évènements alors qu'ils ne représentent seulement que 20% de la durée totale du signal. Des similitudes avec les résultats obtenus pour le bruit de jet ont été observées, notamment la constance du rapport $\frac{\overline{\Delta t_d}}{\overline{\Delta t_e}}$ en fonction du nombre de Mach ($\overline{\Delta t_d}$ étant la durée moyenne des évènements intermittents et $\overline{\Delta t_e}$ l'écart moyen entre eux). Notre étude s'est ainsi portée vers la détection spatio-temporelle d'intermittences acoustiques.

Des techniques spécifiques ont été développées dans le but d'identifier à la fois dans le temps et l'espace les sources de bruit intermittentes. Des simulations ont montré qu'un algorithme de formation de voie temporelle, associé à un algorithme de détection, est en mesure de localiser avec succès un ensemble de sources intermittentes émises à des instants aléatoires. Par cette technique, les sources recherchées sont détectées à partir de cartographies instantanées du champ de pression acoustique réalisées dans un plan parallèle à l'antenne. L'application de la technique aux signaux expérimentaux a notamment montré que les instants d'émission acoustique visibles sur les cartographies temporelles sont identiques aux instants énergétiques relevés sur la réponse de l'antenne $z_\beta(t)$. Il existe donc une relation entre les évènements intermittents présents dans les signaux et la présence d'une source de bruit au même instant. Pour aller plus loin dans la caractérisation de ces sources, de nombreux exemples de cartographies temporelles ont montré que la présence d'une source est précédée d'une convergence de fronts d'onde, phénomène également retrouvé lors des validations sur des signaux simulés. Il s'agit d'un phénomène propre à la méthode de FV temporelle qui est à relier à la technique du retournement temporel, et témoigne de l'existence physique d'une source acoustique. Ainsi, la capacité de la méthode développée à détecter les sources acoustiques intermittentes qui participent au bruit aéroacoustique a été démontrée. Les ensembles de sources révélées pour chaque configuration sont distribuées dans l'espace sur des zones d'émission qui sont en très bon accord avec les zones moyennes d'émission révélées par la technique classique de formation de voies fréquentielle.

Pour finir, une méthode de reconstruction des signaux acoustiques a été présentée, permettant de reconstruire un signal proche du signal original et ne contenant que les signatures acoustiques intermittentes. Cette démarche est effectuée à partir d'une famille d'ondelettes (ici de type chapeau mexicain). On montre alors que la $fDSP$ du signal reconstruit diffère légèrement (environ 10%) de celle du signal original, cette différence entre les deux spectres étant essentiellement située en hautes fréquences, qui ont été naturellement filtrées par le processus. Ce résultat permet d'affirmer que les signaux acoustiques mesurés sur chaque maquette peuvent être assimilés à une succession de fonctions de type chapeau mexicain. De plus, une différence importante est apparue entre les deux maquettes : contrairement à la marche, les écarts temporels entre évènements intermittents $\overline{\Delta t_e}$ sur le MOPET sont similaires entre les mesures en champ proche et en champ lointain. Les évènements intermittents présents en paroi de la maquette, produits par les fortes instationnarités de l'écoulement dans cette zone, apparaissent donc à une cadence similaire à celle des évènements intermittents mesurés dans le champ lointain. Une étude appro-

fondie permettrait de vérifier que ces deux types de mesures sont bien liées sur le MOPET.

Une des conclusions importantes à ce travail est certainement d'avoir montré le caractère intermittent des sources aéroacoustiques étudiées en utilisant une technique d'imagerie. Les résultats ont montré que des émissions aéroacoustiques sont localisées à des instants aléatoires et émises sur des zones restreintes au regard de la zone source moyenne. Un prolongement très important à ce travail pourrait être de s'intéresser aux liens existant entre la dynamique de l'écoulement complet (sans se limiter à la paroi) et le champ acoustique rayonné. Une approche serait donc d'effectuer des mesures dans différentes régions de l'écoulement (i.e mesures de vitesse résolues dans le temps par TR-PIV par exemple) et de les relier aux évènements identifiés localement par FV temporelle. Au niveau de la FV, l'algorithme pourrait être amélioré en le développant dans une version tridimensionnelle, permettant de localiser des sources acoustiques dans tout l'espace et non plus dans un plan comme c'était le cas ici. Ainsi, ces résultats ouvrent la voie à des études qui devraient permettre de mieux comprendre le rayonnement aéroacoustique d'objets placés dans un écoulement, et des sources aéroacoustiques au sens général. Nous devrions être en mesure, à terme, de pouvoir identifier les événements locaux de l'écoulement qui génèrent les événements aéroacoustiques intermittents que nous sommes désormais en mesure d'identifier.

Annexes

Annexe A : Correspondance entre les mesures de vitesse et de pression pariétale

Le but de cette partie est d'établir le lien existant entre les deux axes α et ϵ vus dans la section 2.3.2.3. La Figure 5.31 rappelle les positions de ces axes.

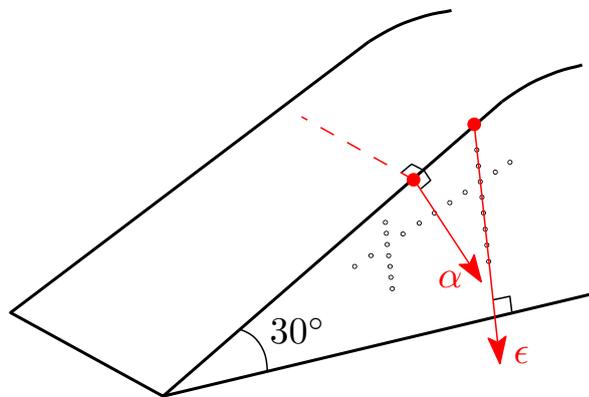


Figure 5.31: Définition des axes α et ϵ . L'axe α est aligné sur les lignes de pression verticales et l'axe ϵ est aligné sur les plans PIV.

Des résultats non présentés ici par soucis de brièveté concernent la visualisation des champs de vitesse dans plusieurs coupes du tourbillon. Celles-ci nous permettent de conjecturer que le recollement moyen du tourbillon suit une droite qui prend son origine au sommet amont du MOPET, appelé aussi nez. Ainsi, il existe un point commun entre les axes α et ϵ qui est le point de recollement moyen du tourbillon, noté respectivement α_0 et ϵ_0 sur chaque axe. Ce point de recollement moyen peut être estimé de manière précise avec les champs de vitesse. En effet, le point de recollement contre la paroi du MOPET correspond à l'endroit où les lignes de courant du tourbillon sur la paroi changent de sens. On est ainsi capable de déterminer la valeur de α_0 .

La marche à suivre pour déterminer le lien existant entre α et ϵ se fait en trois étapes. La première consiste à trouver l'angle que forme la ligne de recollement avec la base inférieure de la maquette. Dans un deuxième temps, on déterminera la valeur ϵ_0 de la position du recollement sur l'axe des prises de pression. Enfin, nous serons en mesure de relier les valeurs de ϵ à celles de α .

Étape 1 : Angle de recollement moyen θ_r

La Figure 5.32 représente une vue de côté de la maquette, avec en traits pointillés la ligne de recollement moyen. Connaissant la position d_1 de l'axe α (axe du plan PIV) ainsi que la position du recollement moyen α_0 (déterminée avec le champ de vitesse), il s'agit de déterminer l'angle θ_r de la ligne de recollement.

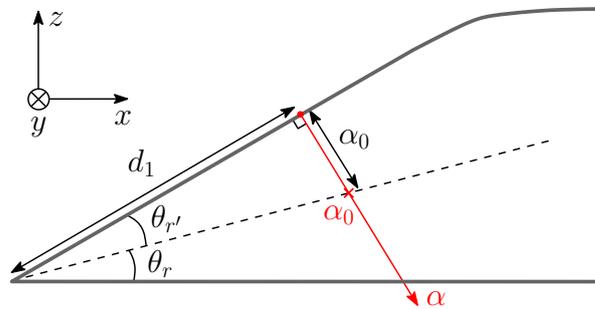


Figure 5.32: Calcul de θ_r .

La manière la plus directe consiste à déterminer la valeur de l'angle complémentaire de θ_r sur la maquette, noté $\theta_{r'}$. Il est ensuite aisé de retrouver la valeur de θ_r . Pour rappel, l'angle au sommet du MOPET mesure 30° . Voici les relations établies :

$$\begin{cases} \tan(\theta_{r'}) = \frac{\alpha_0}{d_1} \\ \theta_r = 30^\circ - \theta_{r'}. \end{cases} \quad (5.5)$$

En combinant le jeu d'équations précédent, on peut finalement montrer que :

$$\theta_r = 30^\circ - \arctan\left(\frac{\alpha_0}{d_1}\right). \quad (5.6)$$

La connaissance de l'angle du recollement moyen θ_r va nous permettre de connaître la valeur du recollement sur l'axe des prises de pression ϵ .

Étape 2 : Position de ϵ_0

Il s'agit à présent de déterminer la valeur de ϵ_0 , position du recollement moyen sur l'axe des prises de pression ϵ (cf. Figure 5.33). Cet axe se situe à une distance d_2 du nez de la maquette, et l'angle du recollement θ_r a été déterminé dans l'étape 1. Les relations suivantes peuvent être établies :

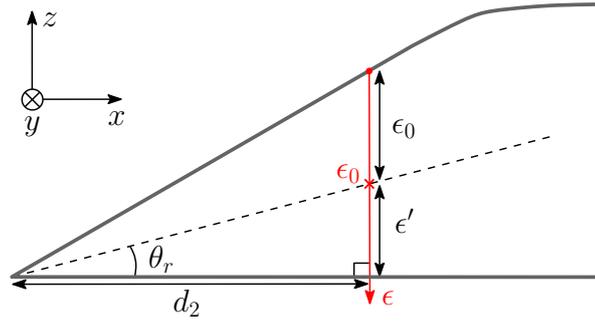


Figure 5.33: Calcul de ϵ_0 .

$$\begin{cases} \tan(\theta_r) = \frac{\epsilon'}{d_2} \\ \tan(30^\circ) = \frac{\epsilon_0 + \epsilon'}{d_2}. \end{cases} \quad (5.7)$$

En les combinant, il est possible de trouver la valeur de ϵ_0 :

$$\epsilon_0 = d_2(\tan(30^\circ) - \tan(\theta_r)). \quad (5.8)$$

En remplaçant θ_r par sa valeur de l'Equation (5.6), on obtient :

$$\epsilon_0 = d_2 \left(\tan(30^\circ) - \tan \left(30^\circ - \arctan \left(\frac{\alpha_0}{d_1} \right) \right) \right). \quad (5.9)$$

On vient de montrer qu'il est possible d'estimer ϵ_0 à partir de α_0 . Pour finir, il faut réussir à généraliser le lien existant entre les axes ϵ et α .

Étape 3 : Relation entre α et ϵ

Afin de pouvoir estimer la position de n'importe quel point de α sur ϵ , il est nécessaire de faire une hypothèse sur le développement global de la structure tourbillonnaire le long de la paroi. On suppose qu'un phénomène qui passe par un point α_i de l'axe α se répercutera au point ϵ_i de l'axe ϵ , de telle manière que la droite qui relie les points α_i et ϵ_i passe par le nez de la maquette ; la droite bleue de la Figure 5.34 illustre cette idée. Cette hypothèse a déjà été vérifiée pour le recollement moyen. De plus, elle est d'autant plus vraie que les points α_i et ϵ_i sont proches. Il faudra donc s'assurer que pour une ligne de capteurs donnée, le plan PIV utilisé soit celui le plus proche de la ligne en question. Les relations suivantes peuvent alors être établies :

$$\begin{cases} \tan(\theta_i) = \frac{\epsilon'' - \epsilon_i}{d_2} & \text{avec} & \epsilon'' = d_2 \tan(30^\circ) \\ \tan(30^\circ - \theta_i) = \frac{\alpha_i}{d_1}. \end{cases} \quad (5.10)$$

En les combinant, on obtient les deux équations équivalentes :

Annexe B : Liens entre la FV temporelle et le retournement temporel (extrait d'un papier en cours de rédaction)

Propagation in a quiescent medium

In this section, the equivalence between the time-domain Delay-and-Sum Beamforming (DSB) technique and numerical Time Reversal (RT) is discussed. Let us consider the propagation equation in a medium at rest :

$$\mathcal{G}[p(\mathbf{r}, t)] = q(t)\delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s), \quad (5.13)$$

where the operator $\mathcal{G}(\cdot)$ describes the propagation equation, the source term is a point source at position \mathbf{r}_s whose time-evolution function is $q(t)$. Under free field conditions, the solution of this inhomogeneous equation is :

$$p(\mathbf{r}, t) = q(t) * G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, t), \quad (5.14)$$

where the symbol $*$ denotes time convolution, and $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, t)$ is the Green function of the propagation equation in an unbounded medium (\mathbf{r} being the observer position, and \mathbf{r}_s the source position) :

$$G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, t) = \frac{\delta\left(t - \frac{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}{c_0}\right)}{4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}, \quad (5.15)$$

where c_0 is the speed of sound in a quiescent medium.

Source localization using numerical TR is based on the simulation of waves back-propagation from a microphone array [51]. Let the N microphones of the array be located at positions \mathbf{r}_i , with $i = 1..N$. The pressure signals, $s_i(t)$, measured by the N microphones are then time-reversed ($t \rightarrow -t$), and used as weighting factors for an array of N monopoles located at positions \mathbf{r}_i . Doing so is actually a slight approximation to the TR. The

resulting pressure field received at position \mathbf{r} , that we will note $z_{TR}(\mathbf{r}, t)$ can be written as :

$$z_{TR}(\mathbf{r}, t) = \sum_{i=1}^N s_i(-t) * G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i, t). \quad (5.16)$$

Let us now consider the classical time-domain DSB technique. Using the microphone signals, $s_i(t)$, the array is focused on a point at position \mathbf{r}_f where the source is supposed to be located, and the array output signal, $z_{DSB}(\mathbf{r}_f, t)$ is[28] :

$$z_{DSB}(\mathbf{r}_f, t) = \sum_{i=1}^N w_{f,i} s_i(t + \Delta t_{f,i}), \quad (5.17)$$

where the operation “ $+\Delta t_{f,i}$ ” compensates for the propagation time $\Delta t_{f,i} = |\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_i|/c$ between the inferred source location (\mathbf{r}_f) and the microphone location (\mathbf{r}_i). Most often, the weighting function $w_{f,i}$ is chosen in a way to compensate the wave amplitude decrease from the source to the microphone, eg., $w_{f,i} = \frac{4\pi}{N} |\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_i|$. Consequently, if the array is focused on the correct source location, ie., $\mathbf{r}_f = \mathbf{r}_s$, it can be shown by using Eq. (5.15) that the output signal retrieves the time function driving the source, that is, $z_{DSB}(\mathbf{r}_f, t) = q(t)$. In this way, if the array is steered to the correct source location, it can be used like a spatial filter, so that the sound wave signal coming from a specific direction is retrieved. The different option proposed here is to choose the weighting function so that it accounts for wave geometrical divergence during the propagation between the supposed sound source location \mathbf{r}_f , and the microphone i :

$$w_{f,i} = \frac{1}{4\pi |\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_i|}. \quad (5.18)$$

In this case, by using again Eq. (5.15), the beamformed signal in Eq. (5.17) can be written as the sum of the convolution of each microphone signal with the time-reversed Green function :

$$z_{DSB}(\mathbf{r}_f, t) = \sum_{i=1}^N s_i(t) * \frac{\delta(t + \Delta t_{f,i})}{4\pi |\mathbf{r}_f - \mathbf{r}_i|} = \sum_{i=1}^N s_i(t) * G(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}_i, -t). \quad (5.19)$$

From the last equality we can then conclude about the similarity between the above beamformed signal and the TR pressure in Eq. (5.16) :

$$z_{DSB}(\mathbf{r}, t) = z_{TR}(\mathbf{r}, -t), \quad \forall \mathbf{r}. \quad (5.20)$$

Hence, the time-domain DSB is equivalent to an analytical implementation of the TR principle. The difference in the time variable sign between the two approaches is due to the fact that for numerical TR, the measured signal is time-reversed and is back-propagated numerically to the source position ; while for the DSB technique, the measured signal is not time-reversed but the delay compensation “ $+\Delta t_{f,i}$ ” in Eq. (5.17) operates the TR, in an analytical way. The case of a medium at rest makes this possible since the Green function is then known exactly.

Let us conclude this section by a remark about the corresponding frequency domain approaches. The frequency formulation of the TR technique (called phase conjugation, consists in calculating the Fourier transform (\mathcal{FT}) of Eq. (5.16) :

$$Z_{TR}(\mathbf{r}, f) = \mathcal{FT}[z_{TR}(\mathbf{r}, t)] = \sum_{i=1}^N S_i^*(f)G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_i, f), \quad (5.21)$$

the exponent $*$ denoting the complex conjugate. This approach is equivalent to the frequency domain DSB technique (sometimes called narrow-band beamforming), which is an imaging technique widely spread out in aeroacoustics applications [48], consisting in calculating $|Z_{DSB}(\mathbf{r}_f, f)| = |\mathcal{FT}[z_{DSB}(\mathbf{r}, t)]|$. Indeed Eq. (5.20) involves :

$$|Z_{TR}(\mathbf{r}, f)| = |Z_{DSB}(\mathbf{r}, f)|. \quad (5.22)$$

It follows that the imaging of a sound source, for a given frequency, should be identical by using the numerical TR technique and by using the narrow-band beamforming, provided that an exact analytical expression of the frequency-domain Green function is available to achieve the beamforming (which is the case for a medium at rest). It follows that TR and DSB approaches should exhibit similar performances in terms of source resolution in the frequency domain when there is no flow.

Propagation in flows

In the case of a moving medium, the reciprocity of the Green function is broken by the presence of a flow. During TR, the mean flow direction has then to be reversed in order to account of the effects of flow on back-propagation [51]. If $G(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, t, \mathbf{U})$ is the Green function of the propagation equation in an unbounded medium with a mean flow vector \mathbf{U} , then, similarly to Eq. (5.19), the time-reversed pressure field can be calculated through the time-domain DSB formulation :

$$z_{DSB}(\mathbf{r}_f, t) = \sum_{i=1}^N s_i(t) * G(\mathbf{r}_f, \mathbf{r}_i, -t, -\mathbf{U}). \quad (5.23)$$

Of course, this is only possible for situations where the Green function is available as in the case of a medium with a uniform flow [48]. For a shear flow, the situation is different. This case is typical of open wind-tunnel measurements, where a planar microphone array is located outside the flow. The sound waves radiated by an aeroacoustic source are then convected by the uniform flow, and refracted by the shear layer. Since in this case an exact expression of the Green function does not exist, the use of numerical TR is necessary for an accurate back-propagation [51]. However, some so-called shear-flow corrections have been developed over the last decades [3, 34, 51] to improve the efficiency of beamforming in the context of wind-tunnel measurements. In such models, mostly derived from the pioneering work of Amiet, [3] the flow is modeled by a uniform flow region described by the vector \mathbf{U} , separated from a quiescent flow region by an infinitely thin shear layer. It is then possible to compute an approximate effective propagation time Δt_s between the supposed source location and the microphone position [3, 34], together with a correction

factor κ_s describing the deviation of the amplitude of the wave, relative to what it would be without a flow [51, 3]. An approximate Green function can then be written :

$$\tilde{G}(\mathbf{r}, \mathbf{r}_s, t, \mathbf{U}) = \frac{\delta(t - \Delta\tilde{t}_s)}{\kappa_s 4\pi |\mathbf{r} - \mathbf{r}_s|}, \quad (5.24)$$

and the time-domain DSB technique can be applied by using Eq. (5.23) to compute an approximation of the time-reversed pressure field.

Bibliographie

- [1] F. ALAM, S. WATKINS et G. ZIMMER : Mean and time-varying flow measurements on the surface of a family of idealised road vehicles. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 27, p. 639-654, 2003.
- [2] I. ALI, S. BECKER, J. UTZMANN et C.-D. MUNZ : Aeroacoustic study of a forward facing step using linearized euler equations. *Physica D*, 237, p. 2184-2189, 2008.
- [3] R. AMIET : Refraction of sound by a shear layer. *Journal of Sound and Vibration*, 58 (4), p. 467-482, 1978.
- [4] C. BAHR, N.S. ZAWODNY, T. YARDIBI, F. LIU, D. WETZEL, B. BERTOLUCCI et L. CATTAFESTA : Shear layer time-delay correction using a non-intrusive acoustic point source. *International Journal of Aeroacoustics*, 10 (5-6), p. 597-530, 2011.
- [5] J. BILLINGSLEY et R. KINNS : The acoustic telescope. *Journal of Sound and Vibration*, 48, p. 485-510(4), 1976.
- [6] T.F. BROOKS et W.M. HUMPHREYS : A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (damas) determined from phased microphone arrays. *Journal of Sound and Vibration*, 294, p. 856-879, 2006.
- [7] R. CAMUSSI, J. GRILLIAT, G. CAPUTI-GENNARO et M.C. JACOB : Experimental study of a tip leakage flow : wavelet analysis of pressure fluctuations. *Journal of Fluid Mechanics*, 660, p. 87-113, 2010.
- [8] R. CAMUSSI, G. GUJ et A. RAGNI : Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities. *Journal of Sound and Vibration*, 294, p. 177-204, 2006.
- [9] A.V.G. CAVALIERI, P. JORDAN, Y. GERVAIS, M. WEI et J.B. FREUND : Intermittent sound generation and its control in a free-shear flow. *Physics of Fluids*, 22, 115113, p. 1-14, 2010.
- [10] J. CHRISTENSEN et J. HALD : Beamforming. *Brüel&Kjaer Technical Review*, 2004.
- [11] N. CURLE : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 231, p. 505-514, 1955.

- [12] S. DEBERT : *Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2008.
- [13] R.P. DOUGHERTY : Spiral-shaped array for broadband imaging. *U.S. Patent No. 5,838,284*, 1998.
- [14] T. M. FARABEE et M. J. CASARELLA : Effects of surface irregularity on turbulent boundary layer wall pressure fluctuations. *ASME, journal of vibration and acoustics*, 106, p. 343-350, 1984.
- [15] M. FARGE : Wavelet transforms and their applications to turbulence. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 24, p. 395-457, 1992.
- [16] J.E. FLOWERS WILLIAMS et L.H. HALL : Aerodynamic sound generation by turbulent flow in the vicinity of a scattering half plane. *Journal of Fluid Mechanics*, 40 (4), p. 657-670, 1970.
- [17] M. FINK, C. PRADA, F. WU et D. CASSEREAU : Self focusing in inhomogeneous media with time reversal acoustic mirrors. *IEEE ultrasonics symposium*, Montréal, Québec, 1989.
- [18] G. GUJ, M. CARLEY et R. CAMUSSI : Acoustic identification of coherent structures in a turbulent jet. *Journal of Sound and Vibration*, 259 (5), p. 1037-1065, 2003.
- [19] C. HAHN, S. BECKER, I. ALI, M. ESCOBAR et M. KALTENBACHER : Investigation of flow induced sound radiated by a forward facing step. *New Res. in Num. and Exp. Fluid Mech.*, 96, p. 438-445, 2007.
- [20] J. HILEMAN, B. THUROW, E. CARABALLO et M. SAMIMY : Large-scale structure evolution and sound emission in high-speed jets : Real-time visualization with simultaneous acoustic measurements. *Journal of Fluid Mechanics*, 544, p. 277-307, 2005.
- [21] C. HOARAU : *Mesures multipoints pression - vitesse pour l'analyse de l'aérodynamique d'écoulements décollés instationnaires - Application aux véhicules terrestres*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2006.
- [22] C. HOARAU, J. BORÉE, J. LAUMONIER et Y. GERVAIS : Unsteady wall pressure field of a model a-pillar conical vortex. *Heat and Fluid Flow*, 29, p. 417-426, 2008.
- [23] M.S. HOWE : Influence of separation on sound generated by vortex-ste interaction. *Journal of Fluids and Structures*, pages 11, p. 857-872, 1997.
- [24] H. HUANG, D. DABIRI et M. GHARIB : On errors of digital particle image velocimetry. *Measurement Science and Technology*, 8, p. 1427-1440, 1997.
- [25] W.H. HUCHO : Aerodynamics of road vehicles : from fluid mechanics to vehicle engineering. *SAE, ISBN : 0-7680-0029-7*, 1998.
- [26] W. M. HUMPHREYS, T. F. BROOKS, W. W. HUNTER et K. R. MEADOWS : Design and use of microphone directional arrays for aeroacoustic measurements. *36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, Nevada, États-Unis, 1998.
- [27] M. JI et M. WANG : Sound generation by turbulent boundary-layer flow over small steps. *Journal of Fluid Mechanics*, 654, p. 161-193, 2010.
- [28] D. H. JOHNSON et D. E. DUDGEON : *Array signal processing - Concepts and techniques*. PTR Prentice-Hall, Inc. Alan V. Oppenheim, Series Editor, 1993.

- [29] D. JUVÉ, Sunyach M. et G. Comte-Bellot G. : Intermittency of the noise emission in subsonic cold jets. *Journal of Sound and Vibration*, 71 (3), p. 319-332, 1980.
- [30] R. D. KEANE et R.J. ADRIAN : Optimization of particle image velocimeters. part 1 : Double pulsed systems. *Measurement Science and Technology*, 1, p. 1202-1215, 1990.
- [31] M. KEARNEY-FISCHER, A. SINHA et M. SAMIMY : Intermittent nature of subsonic jet noise. *AIAA Journal*, 51 (5), p. 1142-1155, 2013.
- [32] A. KLEBER : Simulation of air flow around an opel astra vehicle with fluent. *Journal articles by FLUENT software users*, JA132, 2001.
- [33] M. KOENIG, A.V.G. CAVALIERI, P. JORDAN, J. DELVILLE et Y. GERVAIS : Farfield filtering of subsonic jet noise : Mach and temperature effects. *17th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Portland, Oregon, 2011.
- [34] L. KOOP : Beamforming methods in microphone array measurements. theory, practice and limitations. *Von Karman Institute*, 2007.
- [35] J.-F. LARGEAU : *Analyse expérimentale de la dynamique et du rayonnement acoustique d'un écoulement de marche montante*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2004.
- [36] A. LAROUSSE, R.J. MARTINUZZI et C.D. TROPEA : Flow around surface-mounted, three-dimensional obstacles. *Proceedings of the 8th symposium on turbulent shear flows*, Technical university of Munich, 1991.
- [37] J. LAUMONIER : Mesure de pression par sonde à microphone ou capteur déporté. Rapport interne, 2010.
- [38] D.J. LECLERCQ et C. TALOTTE : Forward-backward facing step pair : aerodynamic flow, wall pressure and acoustic characterisation. *AIAA-CEAS Conference*, Maastricht, The Netherland, 2001.
- [39] B. LEVY : Experimental characterization of the velocity and wall pressure fields of an a-pillar vortex. *AIAA*, 2008.
- [40] J. LEWALLE, K.R. LOW et M.N. GLAUSER : Properties of the far-field pressure signatures of individual jet noise sources. *Aeroacoustics*, 11, p. 651-674, 2012.
- [41] M.J. LIGHTHILL : On sound generated aerodynamically : I. general theory. *Proc. Roy. Soc. London Ser. A*, 211, p. 564-581, 1952.
- [42] Y. LIU, A.R. QUAYLE, A.P. DOWLING et P. SIJTSMA : Beamforming correction for dipole measurement using two-dimensional microphone arrays. *Journal of the Acoustical Society of America*, 124 (1), p. 182-191, 2008.
- [43] R.J. MARTINUZZI et C.D. TROPEA : The flow around surface-mounted obstacles placed in a fully developed channel flow. *Journal of Fluid Engineering*, 115, p. 85-92, 1993.
- [44] M. MOHSEN : Experimental investigation of the wall pressure fluctuations in subsonic separated flows. *Rapport Boeing*, 1967.
- [45] Y.J. MOON, J.H. SEO, Y.M. BAE, M. ROGER et S. BECKER : A hybrid prediction method for low-subsonic turbulent flow noise. *Computers and Fluids*, 39, p. 1125-1135, 2010.

- [46] L. F. G. MORAES, F. PAILLÉ, C. SICOT et J. BORÉE : Couplages pression-vitesse pour l'étude de l'interaction entre un tourbillon conique et une paroi. *AAAF 44ème Colloque d'Aérodynamique Appliquée sur la Maîtrise des incertitudes en aérodynamique expérimentale et numérique*, pages Nantes, France, 2009.
- [47] W. MOSS et S. BAKER : Re-circulating flows associated with two-dimensional steps. *Aeronautical Quarterly*, 32, p. 693-704, 1979.
- [48] T.J. MUELLER : *Aeroacoustic measurements*. Springer, 2002.
- [49] A.V. OPPENHEIM, R.W. SCHAFFER et J.R. BUCK : Discrete-time signal processing. *Upper Saddle River, NJ, USA : Prentice-Hall, Inc.*, 1999.
- [50] T. PADOIS : *Localisation de source acoustique en soufflerie anéchoïque par deux techniques d'antennerie : formation de voie et retournement temporel numérique*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2011.
- [51] T. PADOIS, C. PRAX et V. VALEAU : Numerical validation of shear flow corrections for beamforming acoustic source localisation in open wind-tunnels. *Applied Acoustics*, 74, p. 591-601, 2013.
- [52] M.-A. PALLAS : Localisation des sources de bruit des transports guidés. *Instrumentation Mesure Métrologie (I2M)*, 2, p. 9-36, 2002.
- [53] G.J. POITRAS : *Étude de l'écoulement autour de modèles de bâtiments*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2002.
- [54] A.K. PRASAD, R.J. ADRIAN, C.C. LANDRETH et P.W. OFFUTT : Low cost, high resolution dpiv for measurement of turbulent fluid flow. *Experiments in Fluids*, 13, p. 105-116, 1992.
- [55] T. PRIEDE : Origins of automotive vehicle noise. *Journal of Sound and Vibration*, 15 (1), p. 61-73, 1971.
- [56] M. RAFFEL, C. WILLERT et J. KOMPENHANS : *Particle Image Velocimetry - A practical guide*. Springer-Verlag, 2000.
- [57] I. RAKOTOARISOA, J. FISCHER, V. VALEAU, D. MARX, C. PRAX et L.-E. BRIZZI : Time-domain delay-and-sum beamforming for approximate time-reversal detection of intermittent acoustic events in flows. *Journal of the Acoustical Society of America*, en cours.
- [58] M. SABANCA : Noise generated by turbulent flow over forward facing steps. *Computers & Fluids*, 38, p. 1467-1479, 2009.
- [59] M.H. SHOJAEFARD, K. GOUDARZI et H. FOTOUHI : Numerical study of airflow around vehicle a-pillar region and windnoise generation prediction. *American Journal of Applied Sciences*, 6(2), p. 276-284, 2009.
- [60] P. SIJTSMA : Clean based on spatial source coherence. *International Journal of Aeroacoustics*, 6 (4), p. 357-374, 2007.
- [61] H.G. STARK : *Wavelets and Signal Processing*. Springer, 2005.
- [62] C. TORRENCE et G. COMP : A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79 (1), p. 61-78, 1998.
- [63] J.R. UNDERBRINK : Circularly symmetric, zero redundancy, planar array having broad frequency range applications. *U.S. Patent No. 6,205,224*, 2001.

- [64] H.L. VAN TREES : *Optimum Array Processing*. John Wiley and Sons Ltd, 2002.
- [65] M. WATANABE : *The effect of body shapes on wind noise*. Warrendale, SAE Technical Paper 780266, 1978.
- [66] S.T. WERELEY et C.D. MEINHART : Second-order accurate particle image velocimetry. *Experiments in Fluids*, 31, p. 258-268, 2001.

