THÈSE

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

École doctorale : Mathématiques, informatique, matériaux, mécanique, énergétique, Poitiers
Secteur de recherche : Acoustique, Aéroacoustique

Présentée par :
Louise Chiocchetti

Antennerie microphonique tridimensionnelle en soufflerie pour l'analyse du bruit aéroacoustique généré par des obstacles en écoulement

Directeur(s) de Thèse :
Vincent Valeau, David Marx

Soutenue le 29 mai 2024 devant le jury

Jury :

Président	**Anas Sakout**	Professeur, LaSIE, Université de La Rochelle
Rapporteur	**Benjamin Cotté**	Enseignant-chercheur HDR, IMSIA, ENSTA Paris
Rapporteur	**Jean-Hugh Thomas**	Professeur, LAUM, Le Mans Université
Membre	**Quentin Leclère**	Professeur, LVA, INSA Lyon
Membre	**Florent Margnat**	Maître de conférences, Pprime, Université de Poitiers
Membre	**Hélène Parisot-Dupuis**	Enseignante-chercheuse, ISAE SUPAERO, Toulouse

Pour citer cette thèse :
Louise Chiocchetti. *Antennerie microphonique tridimensionnelle en soufflerie pour l'analyse du bruit aéroacoustique généré par des obstacles en écoulement* [En ligne]. Thèse Acoustique, Aéroacoustique. Poitiers : Université de Poitiers, 2024. Disponible sur Internet <http://theses.univ-poitiers.fr>

THESE

Pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE POITIERS

(Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées)
(Diplôme National - Arrêté du 25 mai 2016)

École Doctorale 651 :
MIMME – Mathématiques – Informatique – Matériaux – Mécanique - Energétique

Secteur de Recherche :
Acoustique, Aéroacoustique

Présentée par :

Louise CHIOCCHETTI

****

Antennerie microphonique tridimensionnelle en soufflerie pour l'analyse du bruit aéroacoustique généré par des obstacles en écoulement

****

Directeur de Thèse : Vincent VALEAU
Co-directeur de Thèse : David MARX

****

Soutenue le 29/05/2024
devant la Commission d'Examen

****

JURY

Benjamin COTTE	Enseignant-chercheur, HDR, ENSTA Paris	Rapporteur
Jean-Hugh THOMAS	Professeur, Le Mans Université	Rapporteur
Quentin LECLERE	Professeur, INSA Lyon	Examinateur
Hélène PARISOT-DUPUIS	Enseignante-chercheuse, ISAE SUPAERO, Toulouse	Examinatrice
Anas SAKOUT	Professeur, Université de La Rochelle	Examinateur
Florent MARGNAT	Maître de conférences HDR, Université de Poitiers	Examinateur
David MARX	Chargé de recherche CNRS	Examinateur
Vincent VALEAU	Professeur, Université de Poitiers	Examinateur

Résumé

Cette étude porte sur le bruit aérodynamique généré par des obstacles au sein d'un écoulement. L'identification de ces sources aéroacoustiques se fait généralement dans un plan, au moyen d'une antenne plane. Dans cette thèse, afin d'analyser ces sources dans un volume, une antenne tridimensionnelle est utilisée, composée de 1024 microphones formant un tunnel autour de la veine d'essai d'une soufflerie anéchoïque. Les sources aéroacoustiques issues d'objets acoustiquement compacts sont dipolaires, et pour certaines, leur orientation varie dans l'espace (par exemple pour des obstacles courbés ou des associations d'obstacles). Une méthode inverse est ainsi mise en œuvre dans cette thèse, qui ne nécessite aucune hypothèse préalable sur l'orientation des sources, et permet de retrouver l'orientation de dipôles et leur niveau dans l'espace. Cette méthode est adaptée au domaine tridimensionnel, mais est plus efficace lorsque la zone de focalisation est restreinte aux contours des obstacles étudiés. Plus particulièrement, dans cette étude, sont étudiés expérimentalement des agencements de cylindres de sections diverses, ainsi qu'un anneau. Les sources de bruit sont alors disposées le long des cylindres, et ont une directivité dipolaire orthogonale à l'écoulement. Cette orientation des dipôles, ainsi que la longueur de cohérence des sources aéroacoustiques dans la direction de l'axe des cylindres, sont estimés grâce à la méthode inverse, et comparées à la littérature. Enfin, des outils d'identification développés sont utilisés pour étudier la direction du dipôle acoustique généré par des cylindres de sections carrée et rectangulaire, en fonction de l'angle d'incidence de l'écoulement. Cette étude vient confirmer des prédictions numériques sur la directivité du rayonnement de ces cylindres, basées sur les solutions de Curle.

Mots-clés :
Aéroacoustique, antenne tridimensionnelle, problème inverse, identification de sources, directivité, cylindre

Abstract

This study focuses on the aerodynamic noise generated by obstacles within a flow. The identification of these aeroacoustic sources is generally carried out in a plane using a planar array. In this thesis, to analyze these sources in a volume, a three-dimensional array is used, composed of 1024 microphones forming a tunnel around the test section of an anechoic wind tunnel. The aeroacoustic sources from acoustically compact objects are dipolar, and for some, their orientation varies in spaces (e.g., for curved obstacles or combinations of obstacles). An inverse method is thus implemented in this thesis, which does not require any prior assumptions about the orientation of the sources, and allows to determine the orientation of dipoles and their level in space. This method is adapted to the three-dimensional domain, but it is more effective when the focus area is restricted to the contours of the studied obstacles. Specifically, in this study, arrangements of cylinders with various cross-sections, as well as a ring, are experimentally investigated. The noise sources are then placed along the cylinders and have a dipolar directivity orthogonal to the flow. The orientation of the dipoles, as well as the coherence length of the aeroacoustic sources along the axis of the cylinder, are estimated using the inverse method and compared to the literature. Finally, identification tools are used to study the direction of the acoustic dipole generated by cylinders with square and rectangular cross-sections, depending on the angle of incidence of the flow. This study confirms numerical predictions on the directivity of the radiation of these cylinders, based on Curle's solutions.

Key words :
Aeroacoustics, three-dimensional array, inverse problems, source localization, directivity, cylinders

Remerciements

Je souhaite débuter ce mémoire en remerciant toutes les personnes qui ont rendu cette thèse possible et qui ont veillé à ce qu'elle se déroule dans les meilleures conditions.

Je remercie tout d'abord Benjamin et Jean-Hugh pour l'évaluation de mon travail de thèse, ainsi que l'ensemble des membres du jury pour les discussions enrichissantes qui ont suivi la soutenance.

Je tiens ensuite à m'adresser aux membres du bâtiment B17, où j'ai passé la majeure partie de mon temps de travail. Je tiens à souligner que l'équipe du B17 contribue à faire de cet endroit un lieu des plus agréables, malgré le potentiel chaleureux assez médiocre du bâtiment lui-même, ce qui rend la performance encore plus remarquable. Je m'y suis sentie comme à la maison, puisse en témoigner l'état de mon bureau et du couloir au bout de quelques années (ne vous inquiétez pas, tout a été rangé !).

Je souhaite exprimer ma gratitude envers mes directeurs de thèse, Vincent et David. Merci de m'avoir fait confiance, de m'avoir conseillé et suivi pendant ces trois années, avec une aussi grande bienveillance. Merci à vous deux de m'avoir ouvert la voie, celle de la formation (de voies) aussi bien que celle des superbes falaises de Beauvoir ! Merci aussi à Florent, pour les discussions fructueuses que l'on a pu avoir, et les contributions que tu as apportées à ces travaux.

Je voudrais ensuite adresser un mot à Laurent Philippon, qui m'a aidé patiemment à réaliser quantité d'expériences, et à Pascal Biais, qui a conçu matériellement tout ce dont j'avais besoin pour celles-ci. Un grand merci aussi à Jean-christophe Vergez et à Bouba El Harchi pour leur précieuse aide !

Enfin, je ne peux passer à côté de mes camarades doctorants, car il s'agit des personnes avec qui j'ai passé la majorité de mon temps ces trois années. Merci à vous d'avoir rendu mes journées au laboratoire si agréables. Ablo(-cadabra), tu es la personne la plus toxique de l'étage mais aussi la plus généreuse en bissap. Mais désormais c'est fini, plus de chantilly pour toi. (Aqua-)Marios, tu nous a épaté.e.s par ta fidélité au clu', mais pas par ta capacité à ne pas faire systématiquement tomber ton café par terre. Martin, merci d'avoir imposé le skate comme sport incontournable des couloirs du b17. Arnaud, tu as été une superbe fenêtre avec qui parler dans mon sombre bureau, et Pierre, le meilleur partenaire de crochet. Robin, ta présence même après ta soutenance pour continuer à philosopher a été précieuse, et Arman, nous attendons avec

impatience ton combat contre Socratis. Merci à Yinshi de m'avoir cédé son super bureau, et à Yoann pour ses précieux conseils. Filippe, continue à exposer au grand jour tes idées toujours plus déjantées les unes que les autres ! Je tiens à adresser aussi un mot aux stagiaires, qui ont ponctué joyeusement ces trois années : je pense à Vincenzo, Simon ou encore Mathilde...

Je voudrais également exprimer ma gratitude envers toutes les personnes qui m'ont accompagné en dehors du cadre du laboratoire. Je souhaite tout particulièrement remercier Poitiers, une ville magnifique peuplée de personnes tout aussi merveilleuses ! Je pense évidemment en premier lieu à Marie et Alex, qui ont fait de mon séjour à Poitiers une expérience inoubliable, même si iels ont fui pour aller dans une ville que je ne citerai pas... Je suis aussi obligée de remercier Sach', injouable au times bomb mais pas injouable dans la vie, qui m'a permis de me former à ableton. Thérésa, merci de nous avoir partagé tes talents de pâtissière ! Je remercie aussi mes colocs' du petit polygone, qui ont rendu ma vie plus douce à l'approche de la fin de thèse (Léa et ses patisseries végétales délicieuses, Corentin, Germain, Paul, Debora, Sam, Pamplemousse, Alex, Sam et Clover).

Je remercie également très chaleureusement mes camarades de l'Année sans qui ces années (de master et de thèse) n'auraient pas eu la même saveur. Qu'iels soient Approximative, Salamèche, Tatonneur, Sopaling, Guacamole incident, Génoise, PR, Cortographie et j'en passe, vous m'apportez le grabuge dont j'ai besoin, et êtes une source d'inspiration indéfectible !

Merci à mes amis de longue date pour leur présence et leur soutien ces dernières années : Maude, Marie, Robin, Morgane, Valentine, les escal'opes, les boiteux.ses...

Lucas, merci d'avoir veillé à ma santé, tant mentale que physique, avec la rigueur qui te caractérise, et d'avoir repoussé trois fois notre grand voyage (mais maintenant qu'on a une tente, il ne devrait plus tarder !).

Pour finir, un grand merci à ma famille : à mes parents de m'avoir permis de m'épanouir dans des domaines divers et variés, à ma soeur de me transmettre sa motivation au quotidien, et à mon frère, de m'aider à prendre du recul, et de m'amener à l'hôpital lorsque je me casse la clavicule à trois reprises par exemple.

Bonne lecture aux personnes qui s'aventureraient à lire ce manuscrit !

Table des matières

Introduction générale **1**

I Revue bibliographique **5**

1 Sources de bruit en aéroacoustique 6

1.1 Modèle de propagation en champ libre 6

1.2 Interactions cylindre - écoulement 14

1.3 Interactions profil d'aile - écoulement 20

2 Méthodes d'imageries acoustique : revue de littérature 22

2.1 Méthodes directes 24

2.2 Méthodes de déconvolution 28

2.3 Méthodes inverses 30

3 Spécificités de l'imagerie acoustique tridimensionnelle 32

3.1 Type d'antenne adaptée au 3D 32

3.2 Traitements adaptés au 3D 33

4 Formulation du problème inverse 36

4.1 Pseudo-inverse de Moore-Penrose 37

4.2 Régularisation de Tikhonov [72] 38

4.3 Choix du paramètre de régularisation 39

4.4 Parcimonie de la solution 39

5 Positionnement du sujet de thèse 42

II Moyens expérimentaux et mise en oeuvre **43**

1 Moyens expérimentaux 44

1.1 Soufflerie BETI 44

1.2 Géométrie de l'antenne 45

1.3 Capteurs MEMS 46

1.4 Calibration géométrique de l'antenne 48

1.5 Configurations étudiées 49

2 Mise en oeuvre de la méthode inverse 53

2.1 Définition de la matrice de transfert 54

2.2 Facteurs de correction dipolaires 56

2.3 Choix du paramètre de régularisation 57

2.4 Reconstruction 3D des sources 58

2.5 Matrice interspectrale des sources 59

2.6 Représentation du niveau 61
3 Conclusion du chapitre 63

III Evaluation des méthodes inverses sur des structures simples 65
1 Localisation de sources simulées 66
1.1 Dans un plan 66
1.2 Dans un volume 69
2 Expériences en soufflerie 70
2.1 Sources localisées 70
2.2 Sources distribuées : cas du cylindre 76
3 Conclusion du chapitre 81

IV Extension aux structures complexes 83
1 Avantages d'une antenne 3D 84
2 Agencement de cylindres 87
2.1 Cylindre incliné 87
2.2 Cylindres croisés 88
3 Anneau 90
4 Estimation de longueurs de cohérences 93
4.1 Méthodologie 93
4.2 Simulations : distribution de dipôles plus ou moins corrélés en envergure . 95
4.3 Expériences en soufflerie 102
5 Conclusion du chapitre 105

V Application : cylindres de section rectangulaire en incidence 107
1 Revue bibliographique : cylindres en incidence 108
2 Dispositif expérimental 112
3 Méthodes de traitement 114
4 Modèle numérique 116
4.1 Section carrée (AR=1) 117
4.2 Section rectangulaire (AR=2) 117
5 Résultats expérimentaux 120
5.1 Section carrée (AR=1) 120
5.2 Section rectangulaire (AR=2) 125
6 Conclusion du chapitre 128

Conclusion générale et perspectives 129

Références 132

Annexes 142

A Rayonnement de la source profilée 143

B Forme du rayonnement d'un cylindre de section circulaire 145

C Simulations de sources distribuées corrélées **149**

D Sources partiellement corrélées simulées sur un anneau **151**

E Impact de la géométrie d'antenne sur l'orientation dipolaire reconstruite **153**

Nomenclature

Acronymes

AR Aspect Ratio (Rapport d'aspect)

CBF Conventionnal Beamforming

CS Compressed Sensing

DAMAS Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources

DSP Densité spectrale de puissance

ESM Equivalent Source Method

FFT-NNLS Fourier-based Nonnegative Least-Squares

GIB Generalized Inverse Beamforming

HELS Helmholtz Equation Least Squares

LASSO Least Absolute Shrinkage and Selection Operator

LCMV Linearly-Constrained Minimum Variance

NAH Nearfield Acoustic Holography

NNLS Nonnegative Least-Squares

PSF Point Spread Function

SHB Spherical Harmonic Beamforming

SONAH Statistically Optimized Nearfield Acoustic Holography

TGIB Tikhonov Generalized Inverse Beamforming

Constantes

c_0 Célérité du son dans l'air

P_{ref} Pression acoustique de référence ($P_{\text{ref}} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)

Indices

$\cdot_i$ mode

$\cdot_j$	itération
$\cdot_m$	microphone
$\cdot_n$	point de la grille

Variables

$\hat{\boldsymbol{p}}$	Transformée de Fourier de $\boldsymbol{p}$
$\boldsymbol{C}$	Matrice interspectrale des microphones
$\boldsymbol{p}$	signaux temporels aux micros
c_q	Facteur de correction géométrique
Re	Nombre de Reynolds
St	Nombre de Strouhal
$\boldsymbol{C_{src}}$	Matrice interspectrale des sources
$\boldsymbol{H}$	Matrice de transfert
ℓ_c	Longueur de cohérence
Γ	Cohérence
λ	paramètre de régularisation
λ_0	Longueur d'onde
ω	Pulsation propre
C_D	Coefficient de traînée
C_L	Coefficient de portance
F_e	Fréquence d'échantillonnage
F_x	Fluctuations des force de traînée
F_y	Fluctuations des force de portance
k_0	nombre d'ondes acoustique
M_∞	Nombre de Mach
M_{mod}	Nombre de modes significatifs de la CSM
N	Nombre de sources équivalentes sur la grille
N_{grid}	Nombre de points de la grille
U_∞	Vitesse de l'écoulement
x, y, z	Coordonnées cartésiennes
M	Nombre de microphones
t	Temps

Introduction générale

« *Faire du son, c'est essentiel car c'est être vivant. Il faut, cependant, être subtil et ne pas être plus vivant que les autres.* » [132]

Contexte

L'exposition au bruit anthropique contribue grandement à la détérioration de la qualité de vie sur Terre. Il s'agit du deuxième facteur de morbidité en Europe, juste après la pollution atmosphérique - parmi les facteurs de risques environnementaux - selon l'OMS [2]. Il est difficile de se figurer qu'il n'existe, en effet, plus aucun endroit sur Terre échappant à l'anthropophonie. Et pour cause, ce bruit - en l'occurence plus précisément nommé la technophonie - a connu une croissance exponentielle depuis l'ère industrielle (XXe siècle).

« *Quand nous marchons à travers neige pour comprendre le paysage ou chercher l'Oiseau, nous levons très souvent la tête vers le ciel, non pas pour identifier un insecte de passage. Mais pour suivre des yeux la trace d'un avion qui survole l'Europe [...]* » [132]

Cette remarque de Jérôme Sueur dans son livre « Histoire naturelle du Silence » [132], en est une illustration explicite. Le coût social de l'anthropophonie est estimé à 147,1 milliards d'euros par an en France [85], dont une grande majorité (66%) est lié aux bruits des transports. Les impacts sanitaires de la surexposition au bruit des transports en France sont plus spécifiquement détaillés en Fig. 1, et ils sont plus vastes que l'on ne le pense. Au delà des problèmes d'audition (hyperacousie, surdité, acouphènes...), les effets physiologiques à moyen et long termes sont très variés : troubles du sommeil, perturbation du système cardio-vasculaire, troubles de l'apprentissage, dépression, altération du comportement social... 1 million de DALYS (Disability Adjusted Life Years - nombre d'années de vie en bonne santé) sont perdus chaque année en Europe à cause des nuisances sonores [1]. Plus qu'un enjeu de santé publique, l'antropophonie détériore aussi la communication entre espèces au delà des humains, et par conséquent perturbe les écosystèmes (communication difficile, fonctionnement des métabolismes altérés...) [75].

Dans le cadre de cette thèse, notre objectif est de développer des outils pour comprendre physiquement les phénomènes impliqués dans la production de bruit aéroacoustique, une étape essentielle pour tenter de limiter celui-ci. Ce que l'on qualifie de bruit aéroacoustique dans ce mémoire correspond au bruit d'origine aérodynamique résultant de l'interaction entre un écoulement et un obstacle. Ce phénomène engendre divers types de bruits, tels que des sifflements ou des bruits large bande.

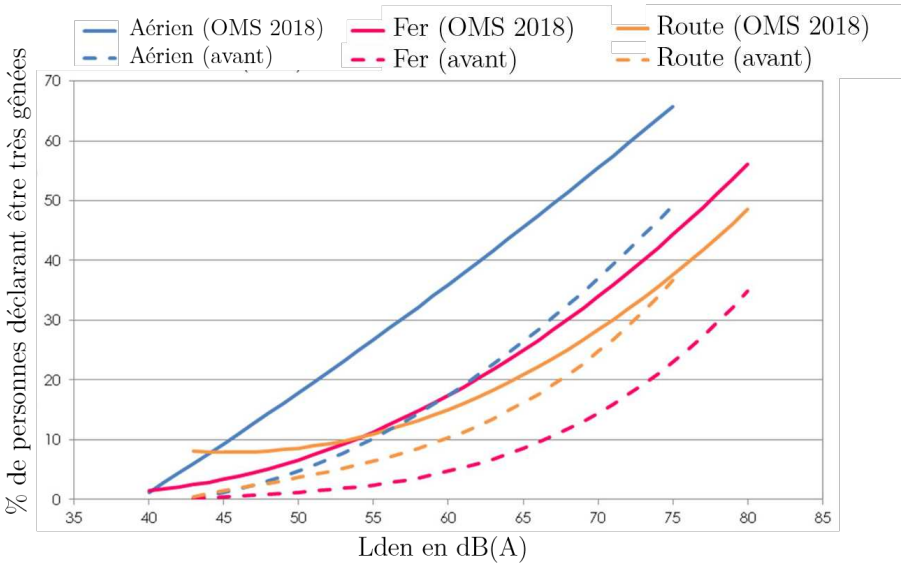


FIGURE 1 – Relations dose-effet pour la gêne selon les sources de bruit liées au secteur du transport. Figure reproduite de [3], tracée à partir des données de l'OMS [2]

De nombreux exemples de ces nuisances sonores sont observés dans divers secteurs de la vie quotidienne. Le premier est le secteur des transports. Le bruit aéroacoustique peut alors venir des ailes d'avion à l'atterrissage, des pantographes des trains, ou bien des rétroviseurs de voitures par exemple [130]. Au-delà des transports, plus récemment, dans le cadre d'études réalisées à l'institut PPRIME, on s'intéresse au bruit émis par les éléments de façade de bâtiments lorsque ceux-ci sont exposés au vent. Les tendances architecturales modernes amènent de plus en plus ce type de problématiques (éléments périodiques, tridimensionnels comme des pare-soleils ou éléments esthétiques), et ce bruit est parfois insupportable pour les habitants et pour l'environnement extérieur. A ce sujet, Holmes (2022) [61] présente exhaustivement les types de structures sujettes aux vents et les mécanismes en jeu dans la résistance à ce vent : bâtiments, tours, mâts, cheminées, ponts, lignes électriques, etc. Les cylindres étant un des éléments de ces structures, les études expérimentales de cette thèse seront principalement des agencements de cylindres, susceptibles d'émettre des sifflements.

Les mesures de bruit aéroacoustique peuvent être réalisées in situ (en milieu extérieur), mais cette approche présente des défis importants causés par de nombreux paramètres incontrôlables, tels que la météorologie, la turbulence du vent, la multiplication des sources de bruits, le nombre d'antennes déployables en filiaire, etc. Par conséquent, pour mener des analyses physiques, il est souvent plus pratique de travailler dans un environnement contrôlé, tel qu'une soufflerie anéchoïque (en étudiant isolément les parties bruyantes à analyser).

Les estimations de sources de bruit en aéroacoustique sont classiquement réalisées à l'aide d'antennes microphoniques planes. Ces antennes, combinées à des algorithmes d'imagerie acoustique, permettent de générer des cartographies de bruit, offrant ainsi une visualisation de la localisation et du niveau de ces sources sonores dans un plan.

Afin d'ouvrir des perspectives d'imageries dans un volume, le développement d'antennes plus

larges en trois dimensions devient nécessaire, impliquant un grand nombre de microphones. La mise en oeuvre et l'utilisation de ces antennes tridimensionnelles devient alors complexe. Cependant, le développement récent de la technologie MEMS (Micro-Electro-Mechanical Systems) permet désormais l'usage simultané de plusieurs centaines de microphones.

Le projet ANR "MAMIES" (Mega Array of Microphones for the identification of Environnemental aeroacoustic Sources) en collaboration avec l'institut Jean Le Rond d'Alembert (Paris), débuté en novembre 2018, s'attèle à l'identification et l'analyse de sources de bruit aéroacoustiques environnementales [142]. Dans le cadre de cet projet, une antenne tridimensionnelle composée de plus de 1000 MEMS a été conçue par l'Institut Jean le Rond d'Alembert (Sorbonne Université). Cette antenne, appelée système MégaMicros [144], a par la suite été installée dans la soufflerie anéchoïque BETI (Bruit Environnement Transports Ingenierie) de l'institut PPRIME à Poitiers. Sa forme de tunnel permet à cette antenne d'englober la zone d'intérêt de l'écoulement. De ces nouveaux moyens de mesure acoustique, découle le besoin de développer des méthodes de traitement du signal pour la reconstruction de sources de bruit aéroacoustique au sein de l'écoulement.

Lorsque l'on s'intéresse au bruit d'origine aéroacoustique dans des cas d'applications réelles, les structures des obstacles en écoulement peuvent présenter une géométrie fortement tridimensionnelle, et les outils actuels ne sont pas adaptés à cela. De plus, une structure tridimensionnelle implique une directivité complexe, avec des modèles de rayonnements variables dans l'espace. Ainsi, des outils spécifiques sont à développer afin d'identifier ces sources.

Sujet de la thèse

Dans cette thèse, l'écriture sous forme matricielle d'un problème inverse nous permet d'effectuer une estimation volumétrique de sources aéroacoustiques, en prenant en compte leurs aspects tridimensionnels (localisation, rayonnement, niveau). Cette approche est mise en oeuvre à l'aide de mesures effectuées par l'antenne MégaMicros dans la soufflerie anéchoïque BETI, pour différents cas expérimentaux, tels que des profils d'ailes ou des cylindres de sections variées. Enfin, des expériences originales, présentant des défis en termes d'identification des sources, sont mises en valeur par les méthodes inverses proposées dans cette thèse.

Contributions des présents travaux

Les travaux présentés dans ce manuscrit contribuent à répondre aux problématiques énoncées dans cette intoduction de la manière suivante :

1. Deux méthodes inverses permettant d'estimer l'orientation de sources aéroacoustiques dipolaires de directivités variables dans l'espace sont développée en 3D : l'une réalisant une estimation volumétrique des sources de bruit, l'autre restreignant les sources de bruit potentielles à la surface des objets immergés dans l'écoulement.
2. Les atouts d'une antenne 3D telle que l'antenne MégaMicros, sont mis en valeur par les applications proposées dans cette thèse.
3. La longueur de cohérence de sources distribuées en espaces émises par certaines structures (cylindres de sections diverses, et profil d'aile en incidence) est estimée à partir de mesures

acoustiques en champ lointain obtenues grâce à l'antenne MégaMicros, et ces cohérences sont comparés à des données de la littérature concernant la cohérence du champ de vitesse dans un écoulement.

4. Une étude physique complète mettant en application des outils développés dans cette thèse est proposée. Cette étude expérimentale concerne la variation de l'orientation du rayonnement dipolaire d'un cylindre de section rectangulaire en incidence par rapport à l'écoulement.

Organisation du manuscrit

Ce manuscrit est organisé en 5 chapitres :

Tout d'abord (Chap. I), une revue des sources en aéroacoustique et des méthodes d'imagerie acoustiques existantes sera proposée, afin de positionner cette thèse au sein de la littérature. La formulation du problème inverse sera aussi posée.

Ensuite (Chap. II), le dispositif expérimental mis en oeuvre sera exposé avant de présenter de façon plus détaillée la méthode inverse exploitée dans cette thèse et ses divergences avec la littérature.

Par la suite (Chap. III), les résultats obtenus par l'utilisation de l'antenne MégaMicros combinée à la méthode inverse dans des cas de configurations « simples » seront discutés.

Le quatrième chapitre (Chap. IV) étendra les résultats obtenus pour des sources dont l'orientation varie dans l'espace. Les atouts de l'antenne Mégamicros tridimensionnelle seront alors exposés.

Dans le cinquième et dernier chapitre (Chap. V), le cas particulier du bruit de cylindre de section rectangulaire en incidence par rapport à l'écoulement sera étudié plus particulièrement : des expériences en soufflerie seront comparés à un modèle de prédiction du rayonnement acoustique.

Chapitre I

Revue bibliographique

Sommaire

1 Sources de bruit en aéroacoustique 6
1.1 Modèle de propagation en champ libre 6
1.1.1 Fonction de Green en champ libre 7
1.1.2 Estimation des fonctions de transferts en présence d'un écoulement cisaillé 11
1.2 Interactions cylindre - écoulement 14
1.2.1 Sifflement éolien (*aeolian tone*) 14
1.2.2 Régimes d'écoulements 16
1.2.3 Traitement du bruit et aspects pratiques 18
1.3 Interactions profil d'aile - écoulement 20
2 Méthodes d'imageries acoustique : revue de littérature 22
2.1 Méthodes directes 24
2.2 Méthodes de déconvolution 28
2.3 Méthodes inverses 30
3 Spécificités de l'imagerie acoustique tridimensionnelle 32
3.1 Type d'antenne adaptée au 3D 32
3.2 Traitements adaptés au 3D 33
4 Formulation du problème inverse 36
4.1 Pseudo-inverse de Moore-Penrose 37
4.2 Régularisation de Tikhonov [72] 38
4.3 Choix du paramètre de régularisation 39
4.4 Parcimonie de la solution 39
5 Positionnement du sujet de thèse 42

Dans ce chapitre, une revue de littérature est présentée. Dans un premier temps il est nécessaire de définir les sources de bruits étudiées dans cette thèse et leur rayonnement acoustique respectif. Ensuite, une classification des méthodes d'imagerie de sources acoustiques sera proposée, en mettant l'accent sur les particularités liées à l'aspect tridimensionnel. Enfin, la formulation du problème inverse sera détaillée et la méthode inverse utilisée dans cette thèse sera située dans ce contexte.

Définitions des nombres sans dimensions utilisés dans cette étude :

- M_∞ : **Nombre de Mach** ; c'est le rapport entre la vitesse de l'écoulement en amont du cylindre et la célérité des ondes acoustiques dans l'air : $M_\infty = U_\infty/c_0$. Ici, les vitesses d'écoulement en amont sont comprises entre $[10 < U_\infty < 50]$ m/s (contraintes liées à la soufflerie), donc le nombre de Mach se situe entre $0,02 < M_\infty < 0,14$.
- Re : **Nombre de Reynolds** ; rapport des forces inertielles sur les forces visqueuses dans l'air : $Re = \dfrac{U_\infty d}{\nu}$ avec $\nu = \mu/\rho$ la viscosité cinématique de l'air (μ[Ns/m^2] viscosité dynamique et ρ [kg/m^3] densité de l'air). Dans cette thèse, $2,000 < Re < 50,000$.
- St : **Nombre de Strouhal** ; qui représente la fréquence sans dimension du détachement tourbillonnaire autour de l'obstacle, et se note $St = \dfrac{U_c}{U_\infty}\dfrac{d}{X} = \dfrac{fd}{U_\infty}$ avec U_c vitesse à laquelle les tourbillons sont convectés ($U_c/U_\infty = 0.5$ quelque soit l'obstacle), et X la distance entre deux tourbillons, qui dépend de Re et de la forme du cylindre [66].

1 Sources de bruit en aéroacoustique

1.1 Modèle de propagation en champ libre

En acoustique, une source de bruit se définit comme une cause mécanique qui crée un front d'onde. L'identification des sources de bruits n'est pas chose aisée, au vue de leur diversité, que ce soit au niveau du rayonnement, du type de spectre, de la directivité, etc. Fahy (2000) [46] a catégorisé les sources de bruits selon leur mécanisme de création. Il s'agit soit d'un déplacement d'une masse (e.g. haut-parleur, injection de fluide...), soit d'une force fluctuante sur un fluide (e.g. cylindre dans un écoulement), soit une contrainte de cisaillement fluctuante. Les sources qui seront analysées dans cette étude se situent dans la deuxième catégorie.

De manière générale, à partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, la propagation d'une onde acoustique dans un milieu au repos, sans termes sources (donc sans considérer la cause de l'onde acoustique étudiée), se traduit par l'équation d'ondes homogène suivante :

$$\left(\triangle - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p(\boldsymbol{r}, t) = 0, \tag{I.1}$$

où $\triangle$ est l'opérateur laplacien, c_0 la célérité du son dans l'air, $\boldsymbol{r}$ le vecteur position, et $p(\boldsymbol{r}, t)$ la pression acoustique en $\boldsymbol{r}$. Cette même équation peut être obtenue pour la variation de densité ρ ou la vitesse particulaire au lieu de la pression acoustique. Lorsque la cause générant la source sonore est prise en considération, cette équation devient une équation d'ondes inhomogène, et prend la forme suivante :

$$\left(\triangle - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) p(\boldsymbol{r}, t) = s(\boldsymbol{r}, t), \tag{I.2}$$

où $s(r, t)$ est l'évolution temporelle d'une source. Dans cette thèse, les sources de bruit étudiées sont des sources aéroacoustiques c'est à dire générées par un écoulement. Dans ce cadre, l'analogie de Lighthill (1952) permet de reformuler l'équation d'ondes, en ajoutant un terme source dans

la partie droite de l'équation, correspondant aux sources de bruit [82] :

$$\frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 p}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \tag{I.3}$$

où T_{ij} est le tenseur de Lighthill, et correspond à un terme de forçage se décomposant en trois parties pouvant chacune contribuer au bruit rayonné :

$$T_{ij} = \underbrace{\rho u_i u_j}_{\text{turbulence}} + \overbrace{(p - c_0^2 \rho)\delta_{ij}}^{\text{bruit d'entropie}} - \underbrace{\tau_{ij}}_{\text{viscosité}} . \tag{I.4}$$

La formulation de l'Eq. (I.3) est décrite ici sans parois solides dans l'écoulement. Deux zones sont définies : la zone source (génération du bruit), et la zone champ-lointain (propagation) : la génération du bruit est décrite par le terme source. La double divergence du terme source de l'Eq. (I.3) montre que les fluctuations de pression au sein de l'écoulement agissent comme une distribution de sources quadripolaires. Dans ce cas sans obstacles, Lighthill montre que la puissance acoustique est proportionnelle à U_∞^8.

Afin d'aller plus loin dans cette analogie, Curle [34] et Ffowcs Williams et Hawkings [41] ont ajouté la prise en compte d'obstacles solides dans l'écoulement. Ainsi, en plus des quadripôles, les dipôles aux frontières des obstacles sont pris en compte. La puissance acoustique est en U_∞^6 lorsqu'il y a ajout d'un obstacle. A faible nombre de Mach, la contribution dipolaire domine donc sur la contribution quadripolaire (U_∞^8 versus U_∞^6).

1.1.1 Fonction de Green en champ libre

Dans cette section, il sera fait mention de la directivité des sources acoustiques. La directivité d'une source est définie comme la manière dont la pression acoustique émise par une source sonore varie en fonction de la position angulaire d'un observateur, placé à distance fixée de cette source. Les trois types de sources développés dans cette thèse sont : le monopôle, le dipôle et le quadripôle, dont les diagrammes de directivités sont tracés en Fig. I.1.

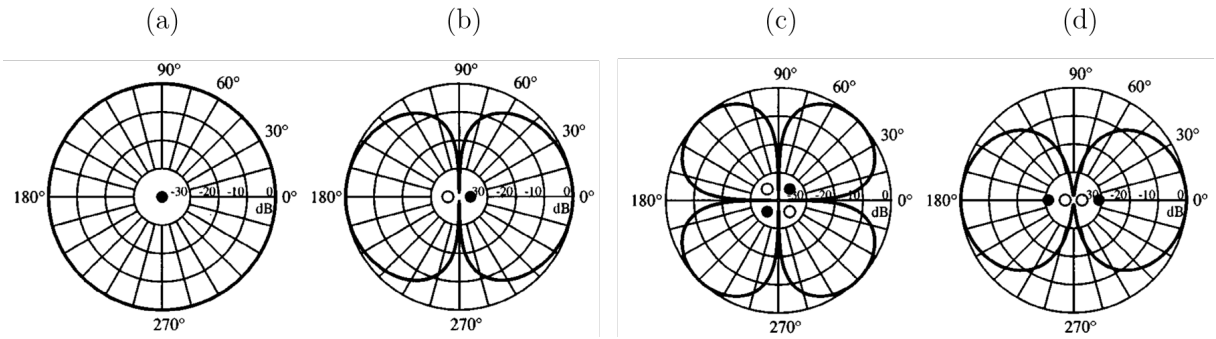


FIGURE I.1 – Figure adaptée de Russel (1999) [120]. Diagrammes de directivité en champ lointain, pour (a) un monopôle, (b) un dipôle, (c) un quadripôle latéral, (d) un quadripôle longitudinal

Avant de détailler les définitions de ces types de sources et leur rayonnement acoustique, il est nécessaire de définir la fonction de Green spatiale en champ libre G. Il s'agit de la solution de l'équation d'ondes Eq. (I.2) lorsque l'on impose une source ponctuelle et impulsionnelle $-\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r_0})$ localisée en $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r_0}$, où δ est la distribution de dirac, $\boldsymbol{r}$ est le vecteur position, et $\boldsymbol{r}_0$ est le vecteur position de la source. G se définit alors comme la solution à l'équation suivante :

$$\triangle G - \frac{1}{c_0^2}\frac{\partial^2 G}{\partial t^2} = -\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r_0})\delta(t - t_0). \tag{I.5}$$

Pour trouver l'expression de G, il est pratique de se placer dans le domaine fréquentiel, en utilisant sa transformée de Fourier $\hat{G}$:

$$\hat{G}(\boldsymbol{r}, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} G(\boldsymbol{r}, t) e^{-i\omega t} dt, \tag{I.6}$$

et comme G comporte une symétrie radiale (car la source est ponctuelle en espace), la transformée de Fourier de l'Eq. (I.5) donne :

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 \frac{\partial \hat{G}}{\partial r}\right)(\boldsymbol{r}, \omega) + k_0^2 \hat{G}(\boldsymbol{r}, \omega) = -\delta(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0), \tag{I.7}$$

où $k_0 = \omega / c_0$ est le nombre d'ondes à la fréquence considérée. La source étant ponctuelle spatialement, pour $r > 0$, le terme de droite est nul. L'espace des solutions comporte deux termes (en $e^{ik_0 r}/r$ et $e^{-ik_0 r}/r$), l'un comporte les ondes divergentes vers l'infini, et l'autre les ondes convergentes. On ne retient que les ondes divergentes, car on se place en champ libre (on définit le champ libre tel qu'aucune onde convergente n'existe). Cette condition peut être vue comme une condition aux limites pour $r \to \infty$. La solution à cette équation s'écrit finalement sous la forme suivante :

$$\hat{G}(r) = -\frac{A}{r} e^{-ik_0 r}. \tag{I.8}$$

Afin de connaître A, l'Eq. (I.8) est injectée dans l'Eq. (I.7), puis en multipliant les deux côtés de l'équation par une fonction de l'espace et en intégrant en espace, on obtient :

$$A = -\frac{1}{4\pi}. \tag{I.9}$$

Ainsi, la fonction de Green dans le domaine fréquentiel est la suivante :

$$\hat{G}(\boldsymbol{r}|\boldsymbol{r}_0, \omega) = \frac{e^{-ik_0|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0|}}{4\pi|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0|}. \tag{I.10}$$

En prenant la transformée de Fourier inverse, on obtient la fonction de Green dans le domaine temporel :

$$G(\boldsymbol{r}|\boldsymbol{r}_0, t|t_0) = \frac{\delta(t - t_0 - |\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0|/c_0)}{4\pi|\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0|}. \tag{I.11}$$

Monopôle harmonique :

Un monopôle est une source spatialement ponctuelle, dont le champ acoustique rayonné est omnidirectionnel (voir Fig. I.1(a)). Le développement ci-dessous est tiré de [16]. Ici, on considère un monopôle harmonique, c'est-à-dire que physiquement, il peut être assimilé à une sphère dont le rayon a se dilate et se contracte avec une certaine vitesse radiale u_r. Le volume instantané de cette sphère s'écrit : $Q = \frac{4}{3}\pi a^3$, donc le taux de variation temporelle de ce volume correspond à

$\dot{Q} = 4\pi a^2 u_r(\omega)$. Comme on a uniquement une dilatation radiale de la source, alors la solution de l'équation des ondes pour une source sinusoïdale s'écrit sous la forme $p(r,t) = \hat{p}(r,\omega)e^{j\omega t}$ où $r = \|\boldsymbol{r}\|$ désigne une variable d'espace, et l'amplitude de pression complexe à la pulsation ω est (comme vu au-dessus sur le développement de la fonction de Green en champ libre) :

$$\hat{p}(r,\omega) = \frac{A}{r}e^{-jk_0 r} \tag{I.12}$$

où A est à déterminer. Or, l'équation de la quantité de mouvement linéarisée s'écrit :

$$\begin{aligned} \rho_0 \frac{\partial u_r}{\partial r} &= -\frac{\partial p}{\partial r} \\ -j\omega\rho_0 u_r(\omega) &= \frac{\partial p}{\partial r}. \end{aligned} \tag{I.13}$$

Donc, les équations précédentes Eq. (I.13) et Eq. (I.12) amènent à l'expression de A suivante :

$$A = \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)}{4\pi(1+jk_0a)}e^{jk_0a}. \tag{I.14}$$

Le champ de pression émis par le monopôle si le rayon de la sphère est petit par rapport à la longueur d'onde (donc $k_0 a << 1$) s'écrit alors finalement :

$$p(r,t) = \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)}{4\pi r}e^{j(\omega t - k_0 r)}. \tag{I.15}$$

L'amplitude complexe de p à la fréquence ω s'écrit (domaine fréquentiel) :

$$\hat{p}(r,\omega) = \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)}{4\pi r}e^{-jk_0 r}. \tag{I.16}$$

On note que cette amplitude ne dépend pas de l'angle auquel l'observateur se trouve par rapport à la source. Cet aspect est visible dans la Fig. I.1, présentant les rayonnements de divers types de sources.

On note que la pression acoustique d'un monopôle harmonique en un point r peut aussi s'écrire comme un produit de convolution entre une source $q(\boldsymbol{r}_0,t)$ harmonique localisée en r_0, et la fonction de Green :

$$p(\boldsymbol{r},t) = G(\boldsymbol{r}|\boldsymbol{r}_0,t|t_0) \circledast q(\boldsymbol{r_0},t), \tag{I.17}$$

où $\circledast$ est le produit de convolution (temporel), et la source s'écrit temporellement telle que $q(\boldsymbol{r}_0,t) = j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)e^{j\omega t}$.

On définit finalement une fonction de transfert monopolaire permettant de propager le champ de pression d'une source à une distance r de celle-ci :

$$H^{mono}(\boldsymbol{r},\omega) = \frac{e^{-jk_0|\boldsymbol{r}|}}{4\pi|\boldsymbol{r}|}. \tag{I.18}$$

Elle se confond avec la fonction de Green déjà écrite en Eq. (I.10), mais le monopôle se trouve en $r_0 = 0$. Cette fonction de transfert monopolaire, consistante avec l'Eq. (I.16), sera celle utilisée dans la suite du manuscrit.

Dipôle :
Un dipôle est une source ponctuelle composée de deux monopôles en opposition de phase (mais de même débit) séparés d'une distance ε petite devant la longueur d'onde émise, comme schématisé en Fig. I.2. Les dipôles sont facilement observables, qu'il s'agisse du son produit par le vol d'un moustiques [48], d'un violon [148], ou de sources aéroacoustiques, comme celles analysées dans cette thèse.

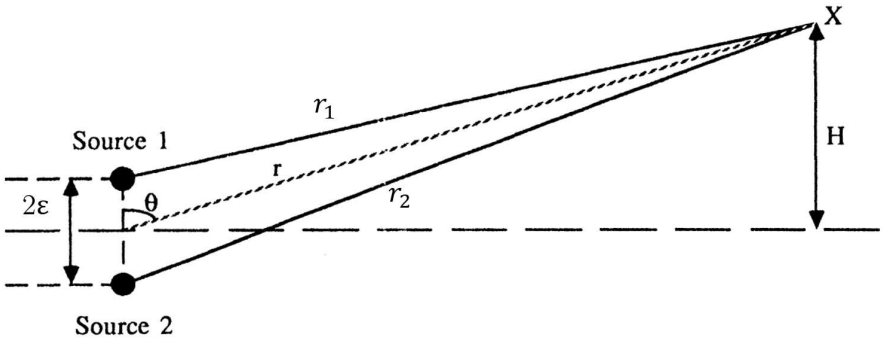


FIGURE I.2 – Modèle d'un dipôle ponctuel, schématisé par deux points sources monopolaires en champ libre séparés par une distance de 2ε. Figure reproduite à partir de Norton (2003) [101]

Si l'on considère que la pression rayonnée est la somme des contributions monopolaires en opposition de phase, alors l'Eq. (I.16) devient :

$$\begin{aligned}\hat{p}(r,\omega) &= \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)}{4\pi}\left[\frac{e^{-jk_0r_1}}{r_1} - \frac{e^{-jk_0r_2}}{r_2}\right] \\ &\approx \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}(\omega)}{4\pi r}\left[e^{-jk_0r_1} - e^{-jk_0r_2}\right]\end{aligned} \tag{I.19}$$

où r_1 et r_2 sont les distances entre l'observateur et chacun des deux monopôles (voir Fig. I.2), et le signe « - » est utilisé car les deux monopôles sont en opposition de phase. En considérant $\varepsilon \ll 1$, alors on peut dire que $r_1 \approx r - \varepsilon\cos\theta$, et $r_2 \approx r + \varepsilon\cos\theta$. Après avoir injecté ces expressions en Eq. (I.19), le champ de pression dans le domaine fréquentiel est le suivant :

$$\hat{p}(r,\omega,\theta) \approx \frac{j\omega\rho_0\dot{Q}2\varepsilon}{4\pi|\boldsymbol{r}|}\cos(\theta)e^{-ik_0\boldsymbol{r}}\left(ik_0 + \frac{1}{\boldsymbol{r}}\right), \tag{I.20}$$

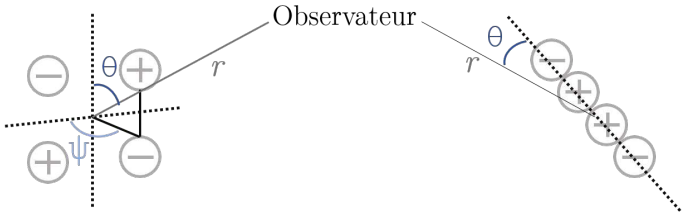
où $\cos(\theta) = \dfrac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_d}{|\boldsymbol{r}|}$, et $\boldsymbol{e}_d$ le vecteur unitaire d'orientation celle du dipôle. A partir de cette dernière équation, on peut définir une fonction de transfert dipolaire :

$$H^{dip,e_d}(\boldsymbol{r},\omega) = \frac{1}{4\pi|\boldsymbol{r}|}\frac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_d}{|\boldsymbol{r}|}\,e^{-ik_0|\boldsymbol{r}|}\left(\underbrace{ik_0}_{\text{champ lointain}} + \overbrace{\frac{1}{\boldsymbol{r}}}^{\text{champ proche}}\right), \tag{I.21}$$

Dans le cas des exemples traités dans cette thèse, l'antenne est considérée en champ lointain ($r \gg \lambda_0$), par rapport aux sources aux fréquences considérées, donc seul le terme ik_0 est conservé. $\lambda_0 = c_0/f_0$ est la longueur d'onde à la fréquence f_0 considérée.

Le dipôle présente des propriétés différentes du monopôle : la structure de son champ acoustique comporte deux lobes de rayonnement, dûs du terme en $\cos(\theta)$. Les lobes sont orientés suivant $\boldsymbol{e_d}$: dans l'exemple de la Fig. I.1(b), $\boldsymbol{e_d}$ est orienté suivant l'axe horizontal.

Quadripôle :
Les rayonnements quadripolaires correspondent de manière générale au rayonnement acoustique de bruits de jets turbulents, mais aussi par exemple au verre à vin [121], ou au diapason. Il existe deux types de quadripôles, illustrés en Fig. I.3. L'un (a), nommé quadripôle latéral, est formé de deux dipôles dont les lobes sont situés aux coins d'un rectangle. L'autre (b) appelé quadripôle longitudinal, est constitué de deux dipôles alignés. Ainsi, un quadripôle latéral possède quatre directions de rayonnement privilégiées, alors que le quadripôle longitudinal en possède deux, ce qui est observable en Fig. I.1(c,d).



(a) (b)

FIGURE I.3 – Configuration d'un quadripôle latéral (a) et longitudinal (b). θ et Ψ correspondent aux angles en coordonnées sphériques. Figure reproduite à partir de [83].

Les formulations des fonctions de transferts quadripolaires sont les suivantes [83] :

$$\begin{cases} H_{lat}^{Quad}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{e^{-ik_0\boldsymbol{r}}}{4\pi\boldsymbol{r}^3}\left(3-3ikr-k_0^2\boldsymbol{r}^2\right)\cos\theta\,\cos\Psi, \\ H_{longi}^{Quad}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{e^{-ik_0\boldsymbol{r}}}{4\pi\boldsymbol{r}^3}\left[\left(3-3ik_0\boldsymbol{r}-k_0^2r^2\right)\cos^2\theta+1-ik_0\boldsymbol{r}\right]. \end{cases} \tag{I.22}$$

En champ lointain, c'est-à-dire lorsque $k_0 r > 1$, ces formulations deviennent :

$$\begin{cases} H_{lat}^{Quad}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{e^{-ik_0\boldsymbol{r}}}{4\pi\boldsymbol{r}}k_0^2\,\cos\theta\,\cos\Psi, \\ H_{longi}^{Quad}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{e^{-ik_0\boldsymbol{r}}}{4\pi\boldsymbol{r}}k_0^2\,\cos^2\theta. \end{cases} \tag{I.23}$$

1.1.2 Estimation des fonctions de transferts en présence d'un écoulement cisaillé

Les fonctions de Green exprimées précédemment sont vraies lorsqu'il n'y a pas de discontinuité de milieu de propagation entre la source et le capteur. En aéroacoustique, lorsque l'on veut identifier une source de bruit présente dans un écoulement, les microphones sont placés en dehors de l'écoulement, afin de limiter le bruit lié à cet écoulement. Ainsi, une couche cisaillée d'une certaine épaisseur est présente entre la source et le microphone. Les ondes acoustiques émises par la source subissent ainsi l'effet de convection de l'écoulement moyen, et les sources captées par les microphones subissent, après cette convection, un effet de réfraction dû au changement

de profil de vitesse moyen. Cette réfraction s'effectue dans la couche de cisaillement aux bords de l'écoulement (au point C dans la Figure I.4).

Ce phénomène implique un besoin de correction de la distance entre les points de focalisation et les microphones pour localiser la source. Un modèle 2D pour pallier ce problème est proposé par Amiet en 1978 [117], basé sur une méthode de tracés de rayons, et sur l'hypothèse que la couche de cisaillement est infiniment fine par rapport à la distance source-microphone. Cette méthode basée sur le principe de Fermat minimisant le temps de propagation, est étendue dans les cas 3D par Bahr [7].

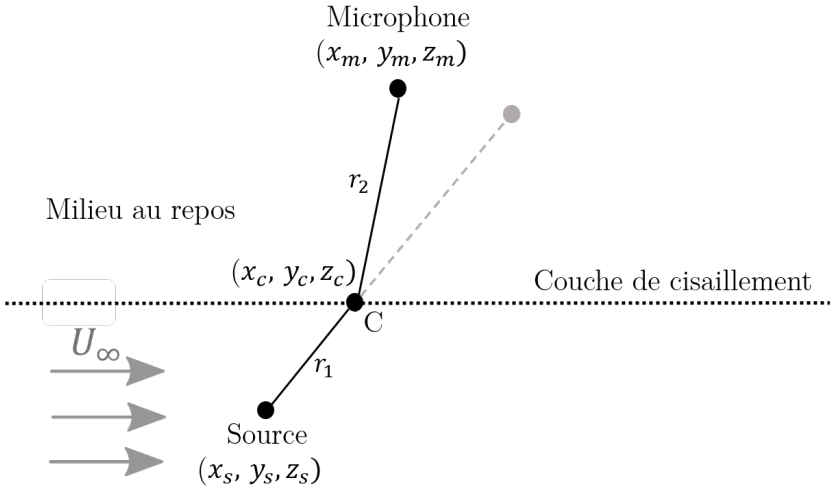


FIGURE I.4 – Schéma illustrant l'effet de convection-réfraction dû à la présence d'une couche de cisaillement entre une source de bruit au sein d'un écoulement, et un microphone situé en dehors de celui-ci.

Le temps de propagation entre la source et le microphone se décompose géométriquement en :

$$t = \frac{r_1}{c_1} + \frac{r_2}{c_0}, \tag{I.24}$$

où c_1 est la vitesse de propagation du rayon « r_1 » dans l'écoulement, et r_1 et r_2 sont définis comme suit :

$$\begin{aligned} r_1 &= \sqrt{(x_c - x_s)^2 + (y_c - y_s)^2 + (z_c - z_s)^2}\,, \\ r_2 &= \sqrt{(x_m - x_c)^2 + (y_m - y_c)^2 + (z_m - z_c)^2}\,. \end{aligned} \tag{I.25}$$

La difficulté réside dans la connaissance de la position du point C. Celle-ci est trouvée en minimisant l'Eq. (I.24), et alors la vitesse du son dans l'écoulement prend la forme suivante [7] :

$$c_1 = \frac{x_c - x_s}{r_1} M_\infty c_0 + \sqrt{\left(\frac{x_c - x_s}{r_1} M_\infty c_0\right)^2 + c_0^2 - (M_\infty c_0)^2}. \tag{I.26}$$

En intégrant ces paramètres dans l'Eq. (I.24), le temps de propagation modifié est finalement obtenu, et le vecteur $\boldsymbol{r}$ devient $\check{\boldsymbol{r}}$ tel que :

$$\check{\boldsymbol{r}} = \boldsymbol{r}_1 + \boldsymbol{r}_2. \tag{I.27}$$

Alors, les fonctions de transfert respectivement monopolaires (Eq. (I.18)) et dipolaires (Eq. (I.21)) modifiées en conséquence deviennent :

$$\begin{cases} H^{mono}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}}{4\pi|\boldsymbol{r}|}, \\ H^{dip,e_d}(\boldsymbol{r},\omega) &= \dfrac{ik_0}{4\pi|\boldsymbol{r}|}\dfrac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_d}{|\boldsymbol{r}|}\ e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}. \end{cases} \tag{I.28}$$

Ces fonctions de Green seront celles utilisées dans la suite du manuscrit. Pour des Mach faibles, les corrections en amplitude, ont une influence négligeable sur des résultats d'imagerie acoustique [105].

1.2 Interactions cylindre - écoulement

1.2.1 Sifflement éolien (*aeolian tone*)

Le sifflement provoqué par l'interaction entre un cylindre de section arbitraire et un écoulement est largement observable dans notre vie de tous les jours (haubans de bateaux, de câbles électriques, d'antennes, façades de bâtiments, ponts, etc.). La plupart du temps, notamment dans le contexte des façades de bâtiments abordé dans cette thèse, ce sifflement est désagréable et par conséquent on cherche à l'éviter. Cependant, l"aeolian harp" constitue un beau contre-exemple : il s'agit d'un instrument spécialement conçu pour produire des sons grâce à l'interaction entre les cordes de la harpe et le vent. Le nom donné à ce sifflement, "aeolian tone" ou "ton éolien" fait référence au nom du dieu du vent Aeolus dans la mythologie grecque. Strouhal [141] est l'un des premiers à établir physiquement les tenants de ce phénomène, en montrant que la fréquence entendue est proportionnelle au rapport entre la vitesse de l'écoulement incident U_∞ et le diamètre du cylindre d. La décroissance de cette fréquence avec la viscosité de l'air est établie ensuite par Rayleigh [49]. La preuve est par la suite apportée que le cylindre n'a nul besoin de rentrer en vibration pour que le sifflement soit établi : ce sifflement est en fait dû aux tourbillons lâchés dans le sillage du cylindre. En effet, lorsqu'on place un cylindre dans un écoulement uniforme, cet écoulement se sépare en amont et crée des couches de cisaillement instables de part et d'autre du cylindre, qui s'enroulent et forment des tourbillons (en anglais : *vortex*). Ceux-ci se détachent alternativement et de façon périodique des deux côtés, ce qui amène à la création d'ondes de pression acoustiques. Au début du XXe siècle, le lien entre la régularité du lâcher tourbillonnaire derrière le cylindre et le sifflement est fait. Kármán et Rubach en 1912 [145] montrent que ces tourbillons doivent nécessairement être sous forme de deux rangées de tourbillons contra-rotatifs et parallèles dans le sillage du cylindre pour que ce sifflement puisse exister (voir Fig. I.5). Ils montrent enfin que le rapport entre la distance entre ces rangées et la distance entre les tourbillons dans une même rangée (d_r/d_t) doit être théoriquement égal à $0,28$ (sous certaines hypothèses) mais en réalité, il a été montré que cette valeur varie selon les conditions expérimentales et la forme de section du cylindre [154].

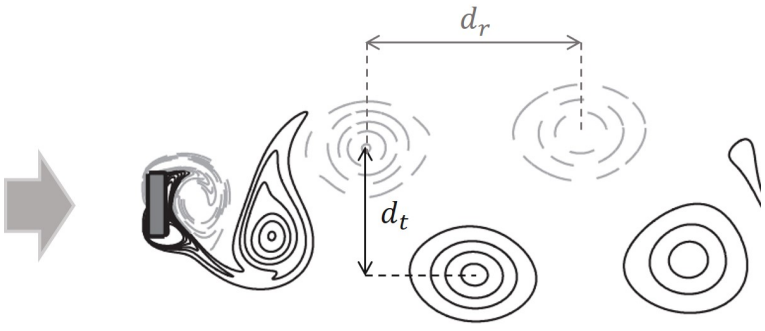


FIGURE I.5 – Allées de Von Karman dans le sillage d'un cylindre, adapté de Margnat et al. [87]

Ces dernières années, les recherches sur ce sujet s'orientent vers de nombreuses applications industrielles ; comme par exemple les transports (trains d'atterrissage d'un avion, panthographes de TGV...), le bâtiment (façades de bâtiments exposés au vent [53]), etc. Cependant, même si

les recherches portant sur les interactions écoulement-cylindre aujourd'hui sont très nombreuses, elles s'intéressent majoritairement à des cylindres de section circulaire [71]. En ce qui concerne les sections rectangulaires, des expériences sont menées dès 1968 [55]. Il est prouvé depuis, qu'une corrélation existe entre certaines propriétés géométriques du cylindre, et la modification du rayonnement acoustique. De ce fait, certains paramètres sont indispensables dans l'analyse de l'écoulement incident, comme le rapport d'aspect de la section (noté par la suite AR pour Aspect Ratio) [68, 113], ou l'angle d'incidence [67, 50, 97]. En particulier, ce qui change pour le rectangle est la contribution du dipôle de traînée plus importante comparé aux cylindres ronds, et la localisation des points de décollements de l'écoulement. Le point de décollement est variable pour un obstacle de surface courbe comme le cylindre circulaire : une instabilité spatio-temporelle est observée. En revanche, sur une surface comportant des aspérités ou des angles marqués, le décollement se fixe sur une arête.

D'après Curle [34], le champ de pression induit par la présence d'un cylindre dans un écoulement est liée à la fluctuation de force aérodynamique F appliquée au cylindre. Cette fluctuation de forces comporte deux composantes orthogonales [87] :

— La force de portance F_L orthogonale à l'écoulement amont, dont la contribution domine le champ de pression acoustique, s'écrit : $F_L(t) = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 C_L(t) d\ell$, où C_L est le coefficient de portance, d le diamètre du cylindre, et ℓ sa longueur.

— La force de traînée F_D (en général de plus faible amplitude fluctuante) parallèle à la direction de l'écoulement, et dont la fréquence émise est le double de celle de la force de portance. Elle s'écrit $F_D(t) = \frac{1}{2}\rho U_\infty^2 C_D(t) d\ell$, où C_D est le coefficient de traînée.

Cependant, la littérature jusqu'ici est très largement dominée par l'étude du champ acoustique induit par des cylindres de section circulaire, pour lesquels les fluctuations de forces de traînée sont négligeables à la fréquence de sifflement f_0. De manière générale, pour des corps symétriques, ces forces de fluctuations de traînées sont négligeables par rapport aux forces de portance. Dans cette thèse, on note qu'il sera majoritairement question de corps symétrique, sauf au Chap. V. En négligeant donc les forces de traînées et en considérant la force de fluctuation de portance comme sinusoïdale, la pression acoustique rayonnée dans l'axe du dipôle, à la fréquence de fluctuation de la portance f_0 peut s'écrire, à une distance r de la source [34] :

$$p(r,t) = \frac{x_i}{4\pi c_0 r^2} \frac{\partial F_i(t - r/c_0)}{\partial t}, \tag{I.29}$$

où c_0 est la célérité du son dans l'air, $p(r,t)$ la pression acoustique aérodynamique, et F_i la force résultante exercée sur le fluide par les parois solides du cylindre dans la direction x_i. Or comme cette force de portance fluctue de manière sinusoïdale, on obtient $\partial C_L(t)/\partial t = \omega C_L(t)$, où $\omega = \dfrac{2\pi St U_\infty}{d}$ est la fréquence angulaire du détachement tourbillonnaire. Donc la pression acoustique rayonnée se réécrit :

$$p(r,t) = \frac{x_i}{4c_0 r^2} \rho_0 U_\infty^3 St\, \ell\, C_L(t). \tag{I.30}$$

Alors la pression acoustique moyenne au carré sur un cycle de lâcher tourbillonnaire, est exprimée comme suit (en considérant que l'observateur est placé latéralement par rapport à l'écoulement donc que $x_i \approx r$, et que la géométrie est compacte, c'est-à-dire que $\ell \ll r$) :

$$\overline{p^2}(r) = \frac{\rho^2 U_\infty^6 St^2 \ell^2 C_L'^2}{16 c_0^2 r^2}, \tag{I.31}$$

où C_L' est la valeur efficace (RMS) du coefficient de portance. Cette expression est vraie lorsque $\ell \ll \lambda_0$, ce qui n'est en général pas notre cas.

Cette équation surestime l'émission acoustique, considérant que le lâcher tourbillonnaire est en phase sur toute l'envergure du cylindre. Pour prendre en compte la disparité de ce lâcher tourbillonnaire en envergure, Phillips [110] définit un paramètre : la corrélation en envergure, Λ. Il s'agit d'une mesure de la similarité de l'écoulement entre deux points. La cohérence, elle, est un outil de mesure de la similarité entre deux signaux, en utilisant leur distribution spectrale. La longueur de cohérence (se notant ℓ_c) en découle : il s'agit de la longueur sur laquelle la cohérence est significative. La longueur de cohérence sera plus longuement développée en section. IV.4. En prenant en considération cette longueur, l'Eq. (I.31) se réécrit :

$$\overline{p^2}(r) = \frac{\rho^2 U_\infty^6 St^2 \ell \ell_c C_L'^2}{16 c_0^2 r^2}, \tag{I.32}$$

où ℓ^2 a été remplacée par $\ell\ell_c$ pour prendre en compte la perte de niveau du rayonnement acoustique due à une décorrélation partielle du lâcher tourbillonnaire en envergure.

Il est à noter pour la suite que l'intensité $\overline{p^2}/c_0\rho$ est proportionnelle à U_∞^6. En réalité, le rayonnement acoustique généré par un cylindre dans un écoulement est une combinaison de deux dipôles. Cependant, celui-ci peut être approximé à un champ dipolaire, qui serait dominé par sa directivité orthogonale à l'écoulement, car les forces dominantes dans l'écoulement sont les forces de fluctuations de portance. La Fig. I.6 schématise cette directivité, pour un cylindre circulaire, ou rectangulaire sans incidence par rapport à l'écoulement.

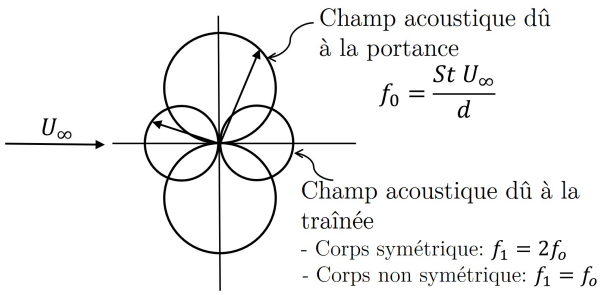


FIGURE I.6 – Diagramme de directivité du champ sonore du dipôle dû à la portance et à la traînée fluctuantes, reproduit à partir de Etki et al. (1957) [45].

Finalement, le schéma en Fig. I.7 réalisé par Pinto [112], résume les raisons du rayonnement acoustique d'un cylindre placé en écoulement, qui sont : les fluctuation de forces aérodynamiques, la longueur de cohérence de l'écoulement en envergure, et la formation de tourbillons se détachant à une fréquence précise. La forme du cylindre influence aussi grandement son rayonnement acoustique.

1.2.2 Régimes d'écoulements

Selon le nombre de Reynolds, il est possible de différencier plusieurs régimes d'écoulement autour d'un cylindre, qui sont explicités pour une section ronde en Fig. I.8.

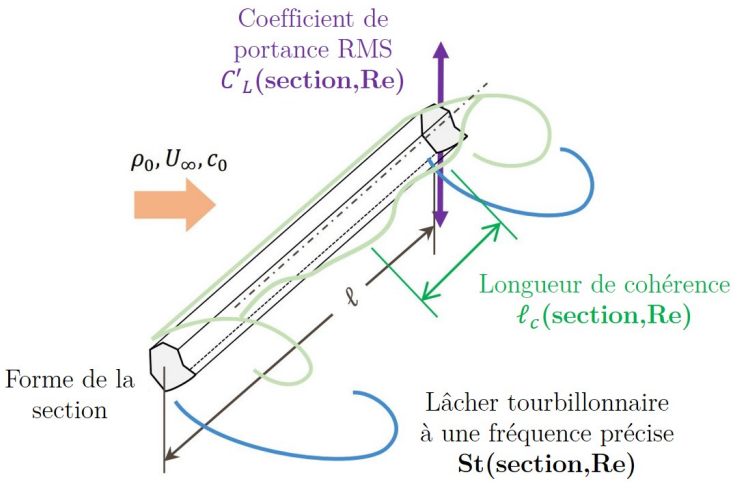


FIGURE I.7 – Schéma représentant les principales raisons impliquées dans le bruit de cylindre au sein d'un écoulement, adapté de [112].

Mashhadi et al. (2021) [91] présentent de la même manière ces régimes, mais aussi les différences de transition en fonction la forme de la section du cylindre : celles-ci apparaissent approximativement dans les mêmes ordre de grandeurs de nombre de Reynolds, mais sont variables selon le rapport d'aspect (AR) [114], l'envergure du cylindre, etc. De manière générale, en dessous de $Re = 5$, il n'y a pas de séparation (pas de décollement) dans l'écoulement. La production de son s'établit à partir du moment où le sillage devient instable, c'est à dire pour $Re > 40$, où apparaissent des perturbations en forme de sinusoïde dans le sillage du cylindre [74]. Puis, ces perturbations deviennent des tourbillons à une certaine distance derrière le cylindre. Plus on augmente Re, plus les tourbillons apparaissent proches du cylindre et plus la transition turbulente apparaît proche du cylindre, jusqu'à intervenir sur le décollement de la couche limite. La transition entre laminaire et turbulent pour le sillage se situe autour de $150 < Re < 300$, et il s'agit aussi du passage des structures du 2D au 3D. Plus Re augmente, plus il y a de petites structures aléatoires et désordonnées dans le sillage, qui reste néanmoins dominé par celles de l'allée de Von Karman, jusqu'à $Re \approx 3 \times 10^5$. Entre $3 \times 10^5 < Re < 3,5 \times 10^6$, la couche limite laminaire devient turbulente, et les allées de tourbillons ne sont plus présentes (le sillage est désorganisé), mais réapparaissent pour $Re > 3,5 \times 10^6$. En revanche, à ces nombres de Reynolds très élevés, la couche limite est turbulente, et le sillage est plus étroit. Ce régime est appelé régime supercritique (ou deuxième régime du cylindre).

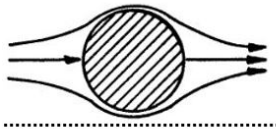
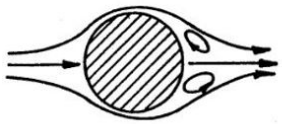
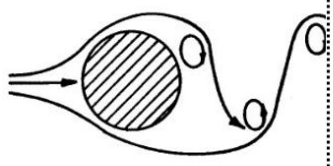
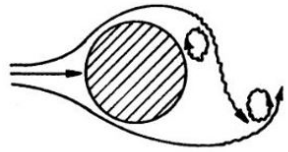
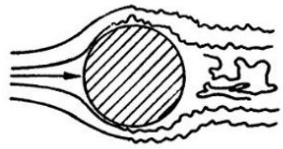
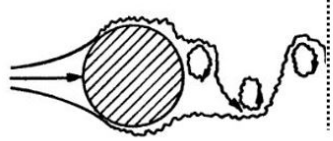
	$Re < 5$	Ecoulement totalement attaché à la surface du cylindre
	$5 \lesssim Re < 40$	Ecoulement séparé de la surface, formant deux tourbillons en bord de fuite.
	$40 \lesssim Re < 150$	Transition 2D/ instabilité de Kármán: lâcher tourbillonnaire alterné des deux côtés du cylindre, avec une périodicité.
	$150 < Re < 3\times10^5$	Transition au 3D du sillage, qui devient turbulent. Rond: Re=194; carré: Re=165,7
	$3\times10^5 < Re < 3{,}5\times10^6$	Plus d'allée de Von Karman organisée apparente.
	$3{,}5\times10^6 < Re < \infty$	Ré-établissement du lâcher tourbillonnaire alterné dans le sillage, plus étroit qu'à bas Re. La couche limite est turbulente.

FIGURE I.8 – Régimes d'écoulements autour d'un cylindre, figure adaptée de Lienhard et al. (1966) [81].

1.2.3 Traitement du bruit et aspects pratiques

Sans modifier la section d'un cylindre mais afin de réduire le bruit généré, Alziadeh (2017) [4] démontre que la présence d'ailettes en spirales autour du cylindre diminue le niveau acoustique, d'autant plus si les ailettes sont éloignées les unes des autres. Ce phénomène serait dû aux perturbations plus importantes dans le processus de décollement des tourbillons. Dans le même objectif, Geyer (2022) [52] a étudié l'effet d'un revêtement poreux (mousse) sur un cylindre : en écoulement laminaire comme turbulent, un décalage du pic de Strouhal vers le bas est observé, ainsi qu'une atténuation en amplitude. En régime 2D, des optimisations de forme ont montré des écarts jusqu'à 16 dB de puissance acoustique entre les géométries les plus bruyantes (proches du triangle) et les plus silencieuses (proches du rectangle) [98] (voir Fig. I.9). Ce phénomène est expliqué en partie par le fait que le triangle fait converger les couches de cisaillements en aval du cylindre, et l'interaction entre celles-ci (amplitude transverse de battements des couches cisaillées) a un fort impact sur le bruit généré.

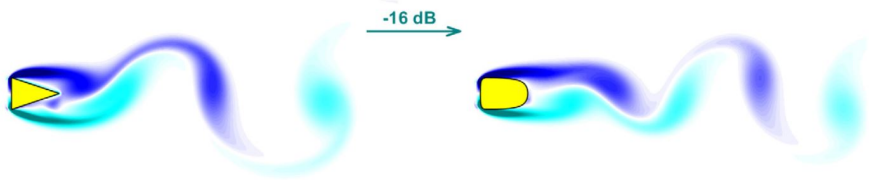


FIGURE I.9 – Figure issue de [98]. Formes optimales en ce qui concerne le sifflement éolien : champs de vorticités instantanés dans l'écoulement laminaire pour des corps 2D (AR fixé à 1.5). La géométrie à gauche génère la plus grande puissance acoustique, et celle à droite la plus faible.

Les expériences sont réalisées dans cette thèse pour quatre types de cylindres de sections différentes, dont les spectres sont rapportés en Fig. I.10 pour une même vitesse d'écoulement $U_\infty = 50\,\mathrm{m/s}$. Pour chacun des cylindres, on observe un pic très marqué, centré sur la fréquence de sifflement f_0. Ce son rayonne principalement dans la direction orthogonale à l'écoulement [113], il s'agit de la fréquence de fluctuation de portance. On remarque à cette fréquence-là une raie plus fine pour les barreaux rectangulaires et carrés comparé aux ronds. Un deuxième pic de plus faible amplitude ressort à $2 \times f_0$ (pour un cylindre dont la section comporte un axe de symétrie par rapport à l'écoulement) : à l'inverse, à cette fréquence, le champ acoustique est dipolaire orienté dans la direction de l'écoulement. Ce dipôle est appelé dipôle de traînée. Le bruit large bande repéré au delà de f_0 correspond au bruit quadripolaire du sillage turbulent [45]. Ce bruit implique que les spectres restent au-dessus du spectre du bruit de fond même au delà de f_0. Cependant, le rectangle est la géométrie qui montre la fréquence de sifflement la plus petite. L'ordre suivant est repéré pour la fréquence de sifflement des diverses géométries : $f_{\mathrm{rect},11\times6} < f_{\mathrm{rond},12} < f_{\mathrm{carre},7} < f_{\mathrm{rond},6}$ (les chiffres indiquent la dimension de la section S en mm). L'interaction écoulement-cylindre rectangulaire est de plus en plus étudiée ces dernières années, car présente dans beaucoup de structures architecturales, comme des façades de bâtiments, ou les tabliers d'un pont (voir Fig. I.15).

Malgré le fait que la vibration du cylindre ne soit pas nécessaire à l'obtention d'un sifflement, une résonance apparaît si la fréquence de flexion du cylindre (fréquence propre) s'avère proche de la fréquence de fluctuation de la portance. Ce phénomène est couplé à une intensification des forces de portance et à une longueur de corrélation plus importante en envergure. Il est important de noter que, dans le cas où cette résonance est installée, même si on modifie légèrement la vitesse de l'écoulement, elle ne disparaîtra pas immédiatement : il s'agit du phénomène d'accrochage (hystérésis autour de la fréquence de sifflement). Dans le cas d'un cylindre bi-encastré comme c'est le cas dans les configurations expérimentales étudiées dans cette thèse, la fréquence propre de vibration pour le premier mode est calculée comme suit [66] :

$$f_v = \frac{\lambda_v^2}{2\pi\ell^2}\sqrt{\frac{EI}{\rho S}}, \tag{I.33}$$

où E est le module d'Young, λ_v la pulsation propre de vibrations, qui varie en fonction des conditions aux limites, ℓ est la longueur du cylindre, et I le moment quadratique (qui varie en fonction de la forme de la section).

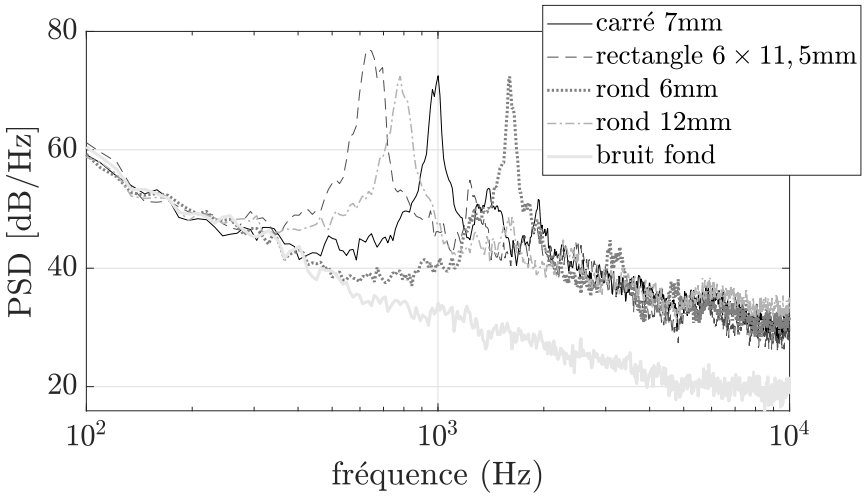


FIGURE I.10 – Densités spectrales de puissance observées à microphone fixé, pour des cylindres de sections diverses, à U_∞ =50 m/s.

1.3 Interactions profil d'aile - écoulement

Les profils d'ailes, au delà du domaine de l'aviation, sont présents dans diverses structures : pales d'éoliennes, hélices... Aussi, les profils d'ailes ont un intérêt physique, car ils présentent deux sources de bruit bien identifiées lorsqu'ils sont placés au sein d'un écoulement. Un premier ensemble de sources se situe au bord de fuite de l'aile, et un deuxième au bord d'attaque. Au bord de fuite, les sources sont, selon la configuration, soit tonales, soit large bande. La raison d'un bruit tonal en bord de fuite est d'abord abordé par Paterson et al. en 1973 [108], puis entre autres, Howe (1999) [62] ou bien Desquesnes et al. (2007) [35]. Ces travaux convergent vers l'explication suivante en ce qui concerne ce bruit tonal : les tourbillons émis lors du passage de l'écoulement à l'arête du bord de fuite sont diffractés, puis sont impliqués dans une boucle de rétro-action qui revient vers l'amont de l'aile, comme illustré en Fig. I.11, dont l'amplitude est modulée par une deuxième boucle de rétro-action secondaire.
Le bruit engendré a une directivité dipolaire, exposée par Moreau et Roger (2009) [96]. En ce qui concerne l'angle d'incidence de l'aile, lorsque celui-ci augmente, le nombre de Reynolds pour lequel apparaît le sifflement augmente aussi. Une configuration avec un profil d'aile à 8° d'incidence par rapport à l'écoulement est étudiée dans cette thèse en Chap. III, se basant sur les données récoltées expérimentalement par Beausse (2022) [10]. La configuration étudiée et la densité spectrale correspondante sont montrées en Fig. I.12. On remarque la présence de plusieurs pics, dont l'apparence globale peut être qualifiée de peigne, donc de bruits tonaux autour de f_0 =1700 Hz. Un peigne d'harmoniques est aussi présent autour de 3400 Hz ($2 \times f_0$). L'allure de peigne de ce spectre est présentée dans la littérature par Arbey et al. [6] : le pic principal (le plus important) est expliqué par la diffraction d'instabilités au bord de fuite, qui se sont formées dans la couche limite laminaire. Les autres pics du peigne seraient dus à une boucle de rétro-action entre le bord de fuite et le point de vitesse maximale autour du profil (voir Fig. I.11). En revanche, ce bruit tonal est supprimé si l'on ajoute une bande rugueuse à l'intrados, car alors la couche limite se développant à la surface du profil en bord de fuite devient

turbulente. Cela est en accord avec Brooks et al. (1989) [21] : si la couche limite est laminaire, alors le bruit de bord de fuite sera tonal. Si la couche limite est turbulente, le bruit sera large bande.

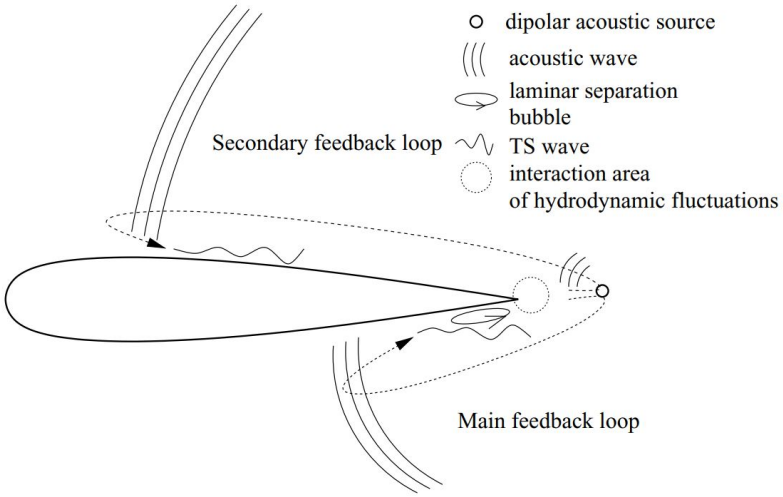


FIGURE I.11 – Schéma des mécanismes de production du bruit tonal en bord de fuite d'un profil d'aile. [35]

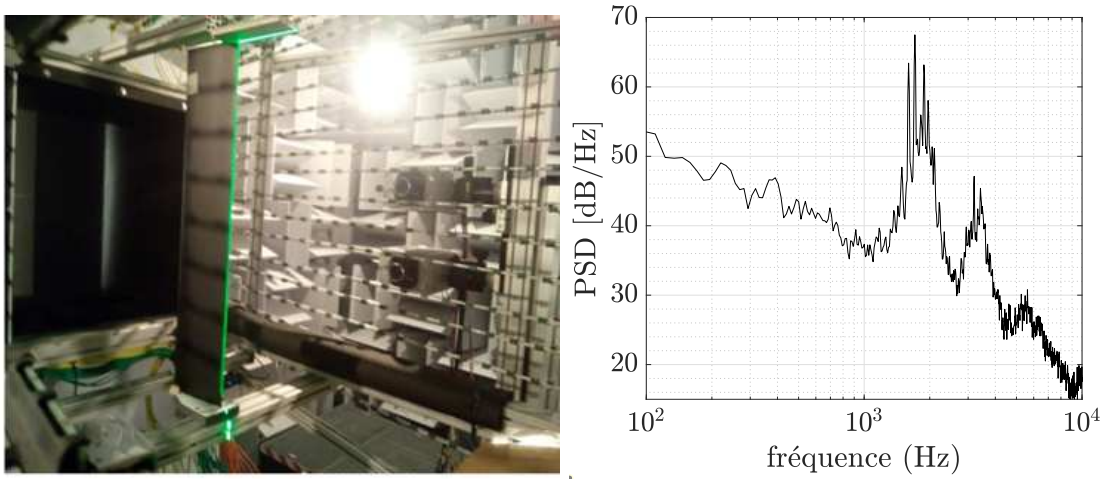


FIGURE I.12 – (gauche) Photo du profil d'aile dans la veine d'essai de l'institut PPRIME [12]. (droite) Densité spectrale de puissance du bruit généré par le profil d'aile (U_{ec}=40 m/s) sans bande rugueuse, incidence 8°.

2 Méthodes d'imageries acoustique : revue de littérature

Depuis les années 1975, lorsque le téléscope acoustique a été formalisé par Billingsley et Kinns [69], de très nombreuses techniques de localisation de sources acoustiques ont été développées. La littérature étant très vaste à ce sujet et très peu unifiée, certains travaux ont proposé de classifier les méthodes existantes, comme Chiariotti [31], Merino [93] ou Leclère [78]. Cependant, répertorier ces méthodes s'avère complexe, car elles sont choisies selon l'application physique souhaitée (acoustique sous-marine [156], écoacoustique [133], aéroacoustique), selon les domaines (infrasons, audible, ultrason) ou encore le type d'antennes utilisée. Dans cette revue de littérature, nous nous attarderons sur les méthodes utilisées spécifiquement en aéroacoustique. La majorité des méthodes d'imagerie acoustiques reposent sur la définition d'une grille de focalisation avec des points sources fictifs qui sont les potentielles localisations des sources de bruit réelles. Le problème à résoudre en imagerie acoustique peut s'écrire de la manière suivante (dans le domaine fréquentiel) :

$$\boldsymbol{p} = \boldsymbol{H}\boldsymbol{s}, \tag{I.34}$$

où :
- $\boldsymbol{p}$ est de taille [M× 1] : pressions acoustiques complexes mesurée sur M microphones,
- $\boldsymbol{H}$ est de taille [M× N] : matrice contenant les fonctions de transferts,
- $\boldsymbol{s}$ est de taille [N×1] : vecteur correspondant aux sources.

Cependant, selon les méthodes, ces éléments peuvent être définis différemment. Les sources modélisées peuvent être des ondes planes (NAH, SONAH, HELS), monopolaires (ESM), dipolaires (GIB), quadripolaires, etc. Cette modélisation des sources et du milieu de propagation, et la fréquence concernée sont contenues dans $\boldsymbol{H}$.

Cependant, l'appellation « directe » est discutable, puisqu'il s'agit toujours de revenir aux sources de bruit (cause) en passant par des hypothèses sur la source, sur la propagation et par les données aux microphones (effets).

TABLEAU I.1 – Tableau de classification des méthodes de localisations de sources (voir les acronymes dans la partie Nomenclature en début de manuscrit).

Méthodes	**Exemples**	**Fonctionnement**
Directes	CBF, [69, 150] BF adaptatif (Capon, LCMV, GEIB), [33] BF fonctionnel (FB, [39])	L'intensité de chaque source potentielle est calculée indépendamment des autres. **Avantage** : Rapide et robuste **Inconvénient** : hypothèses sur le type de sources à retrouver et leur orientation, et limite de résolution de Sparrow [40]
Déconvolutions	CLEAN-SC, [127] DAMAS [19], BF orthogonal [125] , FFT-NNLS, [44] LORE [118], SEM [15]	Les résultats des méthodes directes sont convolués avec la réponse de l'antenne utilisée, qui dépend de sa géométrie. Les méthodes de déconvolutions permettent donc une réduction des lobes secondaires induits par l'antenne, et une amélioration de la résolution des méthodes directes. La méthode est d'extraire d'une cartographie les sources cohérentes spatialement.
Décomposition en harmonique sphérique	Eigenbeamforming [95], SHB [56]	Décomposition du champ source dans une base d'harmoniques sphériques.
Inverses	NAH, [149] SONAH, [57] HELS [146], IBEM [8], ESM [79] / iESM, [109] inférences Bayesiennes, [5] LASSO, [136] IRLS [28], GIB [134] CMF [60]	L'intensité de chaque source potentielle est liée à celle des autres sources. But : trouver la combinaison linéaire de sources optimale pour obtenir des pressions reconstruites aussi proches possible des mesurées. **Avantage** : les interférences entre les potentielles sources cohérentes sont prises en compte. **Inconvénient** : méthode sensible au bruit de mesure, donc procédure de régularisation nécessaire.

2.1 Méthodes directes

Les méthodes directes correspondent à ce qu'on appelle les techniques de formations de voies. Le principe est le suivant : considérons une source produisant un front d'onde de forme sphérique (il est aussi possible de faire l'hypothèse d'ondes planes). Alors, celui-ci arrivera de façon différée jusqu'aux différents microphones de l'antenne, selon leur distance à la source. En prenant en compte ces retards de propagation, et en sommant les signaux de pression mesurés sur les microphones, il est alors possible de connaître précisément la localisation de cette source. Précisément, est scanné chaque point source sur une grille de sources virtuelles, indépendemment des autres. Ainsi, la réponse qui donne l'amplitude maximale correspond à la localisation réelle de la source. A noter que si il s'agit d'ondes planes, la focalisation ne se fera pas en un point mais en une direction de distance infinie. Ici, le problème soulevé en Eq. (I.34) revient à minimiser la fonction de coût à chaque point n :

$$J_n = \| \boldsymbol{p} - \boldsymbol{H}_n \boldsymbol{s} \|^2, \tag{I.35}$$

où $\boldsymbol{s}$ est l'amplitude de pression complexe au point n de la grille, en [Pa], $\boldsymbol{H}_n$ le modèle de propagation, et $\boldsymbol{p}$ les mesures aux microphones. A chaque point source possible, est généré ce qui est appelé une PSF (Point Spread Function). Il s'agit de la cartographie obtenue avec la méthode CBF (Conventional Beamforming) monopolaire, si une source ponctuelle était présente à un endroit de la grille de focalisation. Une PSF est composée d'un lobe principal (tache correspondant à la source), et de lobes secondaires (artefacts provenant de la difficulté à supprimer les sources venant d'autres directions par rapport à la source principale). Ces lobes secondaires introduisent des maxima locaux ambigüs. Pour illustrer ce phénomène, la PSF de l'antenne qui sera utilisée dans cette thèse est tracée en Fig. I.13. A noter que l'antenne en question est tridimensionnelle, donc sa PSF est tracée en 3D, et pour deux fréquences différentes. Sur cette PSF, on observe une tache principale en rouge foncé, d'une certaine largeur : c'est le lobe principal. Les tâches moins foncées (avec un niveau plus faible) sont les lobes secondaires.

On observe également sur cette figure que la taille des lobes grandit avec la longueur d'onde, c'est à dire quand la fréquence diminue. Quant à la forme de la PSF, elle présente quatres lobes secondaires autour du lobe principal, correspondant aux quatre pans d'antennes. Si l'on regarde dans l'axe x, le lobe principal est légèrement allongé suivant cet axe-là, car il n'y a pas d'antenne dans le plan yz.

Un autre paramètre permettant de caractériser la performance d'une antenne est sa dynamique, correspondant au rapport entre le niveau des lobes secondaires et le niveau du lobe principal. Il est cependant difficile d'avoir à la fois une bonne dynamique et une bonne résolution (lobe principal étroit). Cette problématique est abordée par Malgoezar et al. [86] pour choisir la position des microphones et éviter ces problèmes de résolution spatiale.

D'autres méthodes de formations de voies ont été développées par la suite pour pallier ce problème de résolution, comme le beamforming fonctionnel ou le beamforming adaptatif (voir Tab. I.1).

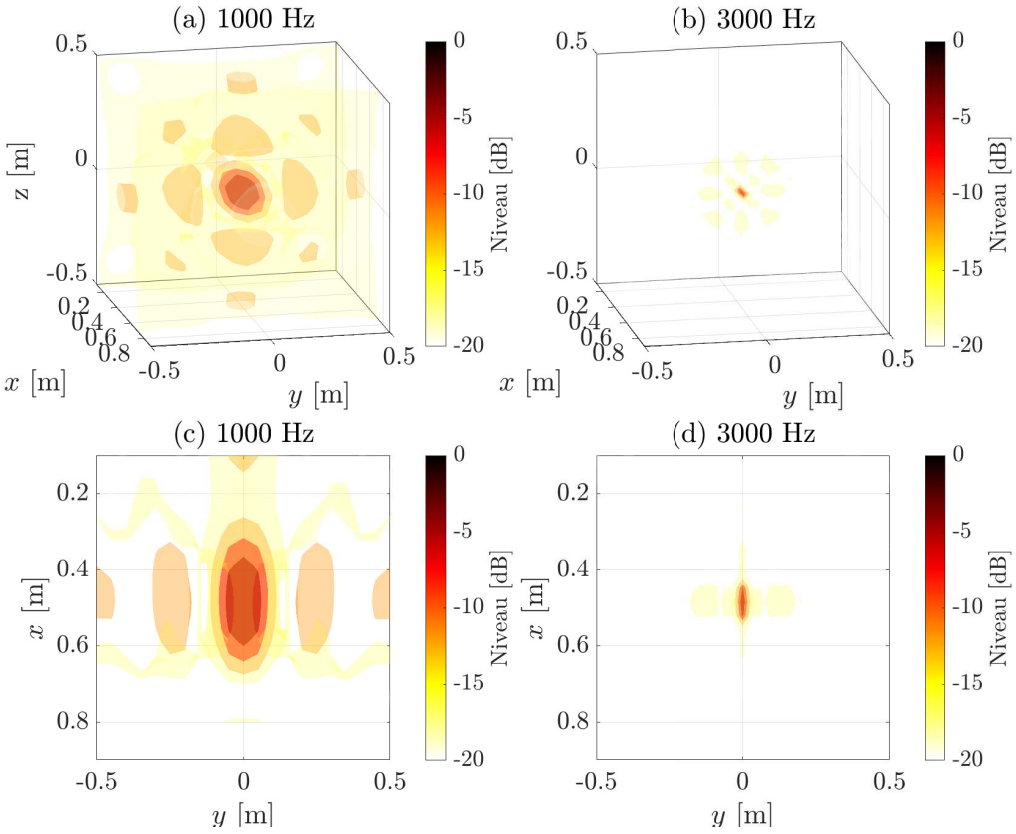


FIGURE I.13 – Tracé de la PSF (Point Spread Function) de l'antenne considérée par la suite dans cette thèse (cette antenne est illustrée en Fig. II.1), pour deux fréquences différentes 1000 Hz (a,c) et 3000 Hz (b,d)). (a,b) vue 3D, (c,d) vue plan (xy).

Formation de voies : domaine temporel

Dans la formation de voies (*beamforming* en anglais), est faite l'hypothèse de sources monopolaires ponctuelles : il s'agit de sources rayonnant des ondes sphériques divergentes omnidirectionnelles. Ainsi, une source ponctuelle monopolaire en un point r_0, émet une onde sphérique telle que représenté en Fig. I.14.

Le champ de pression rayonné par le monopôle situé en r_0 est décrit par l'équation de propagation exprimée en Eq. (I.2). Lorsque ce champ est enregistré par M microphones situés en $\boldsymbol{r}_m$, pour $m = 1, \ldots M$, la solution à cette équation en conditions de champ libre, est indiquée en Eq. (I.15). On considère alors que la source est à une distance fixée du centre de l'antenne, et on imagine un plan de focalisation composé de N points sources potentiels. On balaye alors le plan de focalisation, et pour chaque point fictif $\boldsymbol{r}_n$ appartenant à ce plan, on calcule le temps de propagation entre chaque microphone et ce point, puis on somme les signaux perçus aux microphones en prenant en compte ce retard. C'est pourquoi cette méthode se nomme « delay-and-sum ». En notant $\boldsymbol{r} = \boldsymbol{r}_n - \boldsymbol{r}_m$, le signal de sortie dans le domaine temporel pour un point source fictif $\boldsymbol{r}_n$ s'écrit :

$$s\left(\boldsymbol{r}_n, t\right) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} w\left(\boldsymbol{r}_n, \boldsymbol{r}_m\right) p\left(|\boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_n|, t + |\boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_n|/c_0|\right), \tag{I.36}$$

où w est la correction d'amplitude qui compense la dispersion géométrique des ondes sphériques. Si $\boldsymbol{r}_0$ correspond à la source réelle que l'on cherche à localiser, alors $s(\boldsymbol{r}_0, t)$ sera d'amplitude maximale par rapport aux autres points $\boldsymbol{r}_n$. C'est ainsi que la source sera localisée. Si l'on remplace Eq. (I.15) dans l'Eq. (I.36), alors on obtient :

$$s\left(\boldsymbol{r}_n, t\right) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} w\left(\boldsymbol{r}_n, \boldsymbol{r}_m\right) \frac{q(t - \tau + \frac{|\boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_n|}{c_0})}{4\pi |\boldsymbol{r}_m - \boldsymbol{r}_0|}. \tag{I.37}$$

Le signal de sortie $s(\boldsymbol{r}_n, t)$ est calculé sur la zone de focalisation entière (discrétisée), et les pics d'amplitude sur la cartographie obtenue correspondent à des zones de forte probabilité de présence d'une source acoustique. L'Eq. (I.37) peut aussi permettre de réaliser un filtrage spatial sur une zone donnée [18]. Le lien entre la fonction de coût en Eq. (I.35) et l'Eq. (I.37) est développé dans la référence [22] pour plus de détails. Pour résumer, minimiser cette fonction de coût revient à maximiser la solution en Eq. (I.37).

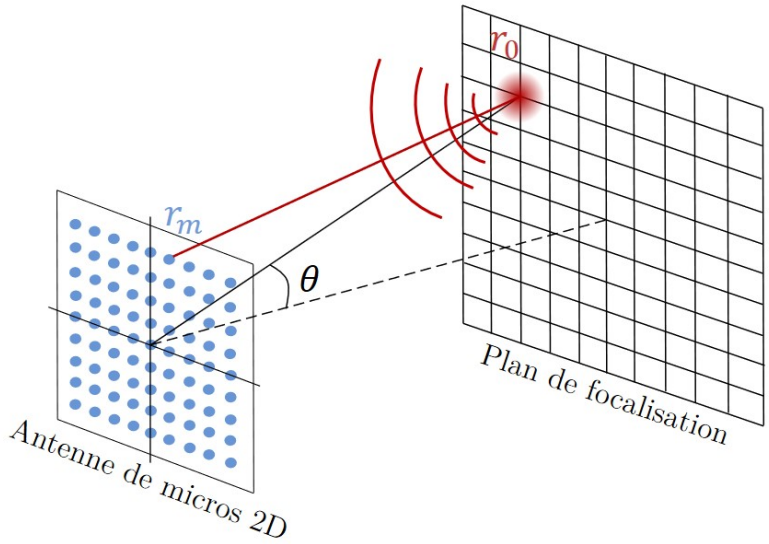


FIGURE I.14 – Schéma de principe des méthodes de formations de voies

Formation de voies : domaine fréquentiel

La plupart du temps, la technique de formation de voies est utilisée dans sa formulation fréquentielle. On parlera ici du CBF (Conventional Beamforming).

La transformée de Fourier de $p(t)$ est notée $\hat{p}$, et la réponse spectrale de l'antenne s'écrit :

$$\hat{s}(\boldsymbol{r}_n, \omega) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^{M} w(\boldsymbol{r}_m, \boldsymbol{r}_n) \hat{p}(\boldsymbol{r}_m, \omega) exp(-j\omega |\boldsymbol{r}_m - r_n| / c_0). \tag{I.38}$$

Les notations vectorielles suivantes sont introduites :

$$\hat{\mathbf{p}} = \begin{pmatrix} \hat{p}(\boldsymbol{r}_1, \omega) \\ . \\ . \\ . \\ \hat{p}(\boldsymbol{r}_M, \omega) \end{pmatrix}, \; \boldsymbol{H}_n = \begin{pmatrix} w(\boldsymbol{r}_1, \boldsymbol{r}_n)\; exp(-j\omega|\boldsymbol{r}_1 - \boldsymbol{r}_n|/c_0) \\ . \\ . \\ . \\ w(\boldsymbol{r}_M, \boldsymbol{r}_n)\; exp(-j\omega|\boldsymbol{r}_M - \boldsymbol{r}_n|/c_0) \end{pmatrix}, \tag{I.39}$$

où $\boldsymbol{H}_n$ est le vecteur de directivité (appelé steering vector dans la littérature) lorsque les sources sont monopolaires. Le vecteur de directivité contient la fonction de transfert entre les microphones et les points de focalisations. Ainsi, la formulation fréquentielle de la formation de voies s'écrit :

$$\hat{\boldsymbol{s}} = \frac{1}{M} \boldsymbol{H}_n^{\dagger} \hat{\boldsymbol{p}}, \tag{I.40}$$

où $\dagger$ est l'opérateur transposée complexe conjugué. Il est plus aisé de travailler ensuite avec la densité spectrale de puissance $|\hat{\boldsymbol{s}}|^2$, qui se définit comme le carré du module de $\hat{s}$. Il s'agit de la pression moyenne au carré par bande de fréquence :

$$\begin{aligned} |\hat{\boldsymbol{s}}|^2 &= \overline{\hat{\boldsymbol{s}}\hat{\boldsymbol{s}}^{\dagger}} \\ &= \frac{1}{M^2} \overline{\boldsymbol{H}_n^{\dagger}\hat{\boldsymbol{p}}(\boldsymbol{H}_n^{\dagger}\hat{\boldsymbol{p}})^{\dagger}} \\ |\hat{\boldsymbol{s}}|^2 &= \frac{\boldsymbol{H}_n^{\dagger}\boldsymbol{C}\boldsymbol{H}_n}{M^2}, \end{aligned} \tag{I.41}$$

C'est ce résultat qui est nommé Conventionnal Beamforming (CBF), dans lequel $\boldsymbol{C} = \overline{\hat{\boldsymbol{p}}\hat{\boldsymbol{p}}^{\dagger}}$ est la matrice interspectrale des signaux de pression à la fréquence ω, et $\bar{.}$ est la moyenne d'ensemble calculée sur toutes les réalisations temporelles. En pratique, en supposant les processus ergodiques, $\boldsymbol{C}$ est calculée en utilisant la méthode de Welch [13]. La division par le carré du nombre de microphones M^2 de l'antenne permet de ramener le niveau obtenu à celui d'une mesure avec un unique capteur. Le principe consiste ensuite à tracer la distribution de cette densité spectrale de puissance $|\hat{\boldsymbol{s}}|^2$ sur la grille de focalisation, et de rechercher le ou les maxima, pour identifier les sources de bruits à la fréquence ω ainsi que leur niveau. Il existe diverses formulations possibles pour les vecteurs de directivités dans la littérature, discutées par Sarradj [124] : selon les formulations, soit la localisation soit le niveau est retrouvé correctement, mais la combinaison des deux ne correspond à aucune formulation.

Cette méthode a largement prouvé sa robustesse et son efficacité (voir Fig. I.15). Cependant, certaines hypothèses limitantes intrinsèques à la formation de voie conventionnelle introduisent des biais dans les résultats. D'abord, la nature de la source est fixée, et en général monopolaire. Ensuite, les sources sur la grille de focalisation sont supposées incohérentes. Enfin, la taille du lobe principal ne permet pas une résolution optimale du résultat (si deux sources sont trop proches spatialement elles seront confondues, et des sources plus faibles en amplitudes pourront être masquées).

La limite de résolution à partir de laquelle des sources distinctes ne sont plus reconnues comme séparées est la limite de Rayleigh [47] (distance minimale entre des sources pour pouvoir les distinguer, en supposant que l'ouverture de l'antenne R_{aper} (demi-largeur de l'antenne) est grande devant la longueur d'onde λ_0 considérée : $R_{aper} \gg \lambda_0$) :

$$R_R \approx \frac{\lambda_0 |r_m - r_0|}{R_{aper}} \tag{I.42}$$

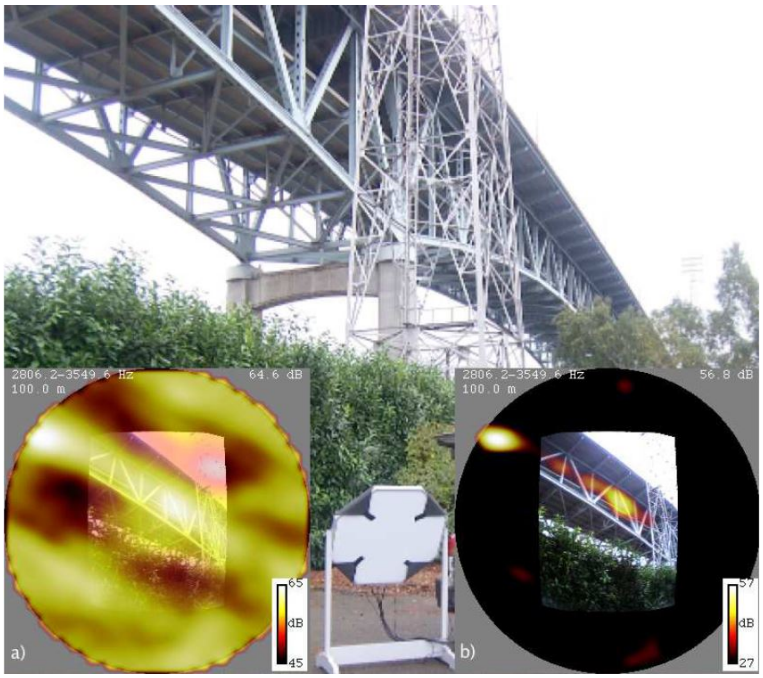


FIGURE I.15 – Bruit émis sur un pont. Le bruit de la circulation sur le pont inférieur (voies rapides) se répercute sur la partie inférieure du pont supérieur. a) CBF (domaine fréquentiel), b) FB (Functional beamforming). Figure de Dougherty et al. (2014) [39].

Pour pallier cette dépendance aux caractéristiques de l'antenne, des méthodes de déconvolutions peuvent être appliquées sur les résultats de cartographies directes. Ces méthodes sont développées dans le paragraphe suivant.

2.2 Méthodes de déconvolution

L'objectif de ces méthodes est de supprimer les effets de la PSF (définie plus haut) sur une cartographie de sources, et ainsi de pouvoir interpréter les résultats lorsque plusieurs sources décorrélées sont présentes.

Une cartographie des sources de bruit initiale (réalisée avec un algorithme de CBF typiquement) est vue comme la somme des PSF à chaque point de focalisation, pondérée par le niveau de la source en ce point. Ainsi, on peut écrire cette cartographie initiale tel que :

$$\hat{\boldsymbol{s}}_{ini} = \Psi \hat{\boldsymbol{s}}, \tag{I.43}$$

où les vecteurs $\hat{\boldsymbol{s}}_{ini}$ et $\hat{\boldsymbol{s}}$ contiennent les sources de bruit réalisées initialement et obtenues après déconvolution. Leur dimension est N ($\hat{\boldsymbol{s}}(n) \geq 0$). Ψ est une matrice de taille $N \times N$, dont chaque colonne correspond à la PSF pour une source localisée en n.

Plusieurs méthodes de déconvolution ont été développées à ce jour afin d'obtenir $\hat{\boldsymbol{s}}$, dont trois sont explicitées ci-dessous. Un comparatif des méthodes de déconvolution est présenté par Ehrenfried et Koop (2007) [44].

CLEAN : d'abord utilisé en radio-astronomie [70], cette méthode montre les meilleurs résultats pour des cas simulés. Il s'agit de d'abord calculer la cartographie de formations de voies classique, puis de trouver le pic d'amplitude dans cette cartographie. Ensuite, la PSF de cette cartographie est supprimée, et le pic principal est sauvegardé. Ce processus est effectué itérativement jusqu'à trouver la totalité des sources. Cette méthode peut être utilisée soit en estimant la PSF théorique des points sources trouvés sur la cartographie (CLEAN-PSF), ou alors en calculant la PSF à partir des données en pression des microphones, en cherchant la cohérence spatiale des sources (CLEAN-SC) [127]. Le coût de calcul est assez faible, et la méthode est très robuste. Cette méthode est illustrée en Fig. I.16, où l'on voit à gauche deux lobes sources qui sont réduits à deux points sources qui indiquent précisément la localisation du bruit induit par les ailes du pigeon considéré.

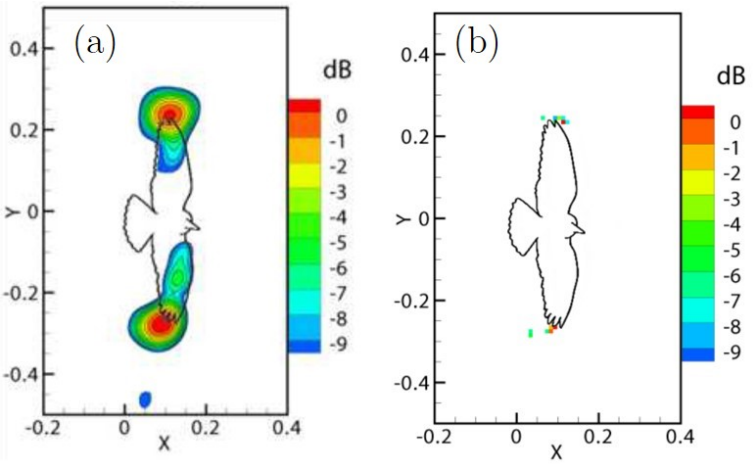


FIGURE I.16 – Bruit large bande de profil d'aile d'un pigeon à $f_0 = 7kHz$. Les estimations sont faites avec (a) CBF, (b) CLEAN-SC [147].

DAMAS (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources) : méthode formalisée par Brooks et al. (2004) [19]. Il s'agit de résoudre le système matriciel de l'Eq. (I.43). Ce système est mal conditionné car le rang de la matrice des PSF est faible, donc il est résolu itérativement en utilisant l'algorithme de relaxation de Gauss-Seidel avec une contrainte de positivité à chaque itération [116]. Le point critique est de trouver le nombre d'itérations optimal pour Gauss-Seidel. Cette méthode est illustrée en Fig. I.17 : la cartographie de gauche est déconvoluée pour former celle de droite, qui ne contient plus qu'une ligne de sources au lieu d'un lobe conséquent.

La méthode DAMAS est cependant coûteuse en calcul, et d'autres algorithmes proches de celui-là mais moins coûteux ont été développés depuis, tels que DAMAS2 qui fait l'hypothèse que la PSF est invariante par translation. La PSF est dite invariante par translation si la PSF ne dépend que de la distance micro-source, ce qui n'est pas le cas dans les problèmes d'aéroacoustiques en général, car la distance source-antenne est petite comparée à la zone de focalisation. Cette hypothèse fonctionne bien en astronomie, où les distances source-observateur sont très grandes. Les techniques CMF (Covariance Matrix Fitting) [60], ou FFT-NNLS (NonNegative

Least Squares) [44] ont aussi permis d'améliorer DAMAS. Enfin, DAMAS-C [17] permet de calculer des cartographies en retrouvant aussi les sources corrélées.

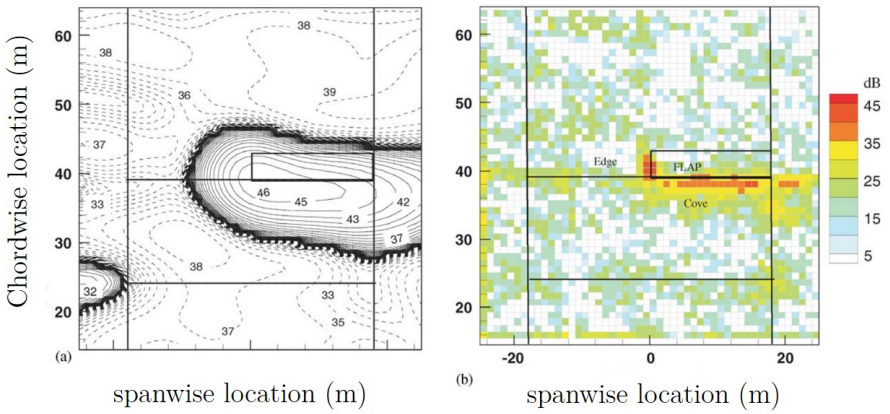


FIGURE I.17 – Bruit de profil d'aile, réalisé avec les méthodes (a) Beamforming et (b) DAMAS $f_0 = 20kHz$ [19].

Ce qui différencie les algorithmes CLEAN des algorithmes de type DAMAS, est que dans DAMAS, la cartographie finale ne dépend pas de la cartographie de la formation de voies.

SEM (Spectral Estimation Method) : consiste en une modélisation de la matrice interspectrale construite en définissant une distribution de sources compactes possibles sur une zone d'intérêt. Une minimisation de l'erreur quadratique entre cette matrice modélisée, et la CSM mesurée aux microphones, permet d'estimer le niveau réel des sources [15]. Cette minimisation est faite en utilisant la méthode du gradient conjugué. Une régularisation lors de cette minimisation est nécessaire cependant, car cette minimisation est sensible au bruit : les erreurs du modèle et le bruit de fond dans les mesures impliquent que la solution ne soit pas unique.

Pour conclure, les méthodes de déconvolution sont très efficaces pour réduire l'effet de la PSF d'une antenne, mais leur problème réside dans la complexité algorithmique pour trouver un compromis entre le temps de calcul, et la précision de la réponse souhaitée. En effet, le nombre d'itérations et la taille de la grille de focalisation peuvent rapidement devenir un frein à l'efficacité de la méthode.

2.3 Méthodes inverses

Les méthodes « inverses » sont regroupées sous ce nom, car elles sont basées sur une inversion de la matrice de transfert $\boldsymbol{H}$ (de l'Eq. (I.34)). Ces méthodes ont été largement étudiées depuis les années 1990 : Williams [149] a développé une méthode pour reconstruire des sources avec une grande résolution spatiale, appelée holographie en champ proche (Near-field Acoustic Holography, NAH) [149]. Par la suite, une version optimisée statistiquement est développée (Statistically Optimized Version, SONAH) [57], pour éviter le besoin d'une grille de numérisation qui recouvre

complètement la zone source [57]. Il existe aussi la méthode aux moindres carrés de l'équation d'Helmholtz (Helmholtz equation-least squares Method, HELS) [146], la méthode inverse des éléments aux frontières (Invese boundary element methods, IBEM) [8], ou même la méthode des sources équivalentes (Equivalent source methods, ESM) [79]. Enfin, Antoni a développé une approche basée sur les inférences bayesiennes [5], ou encore Stoughton a appliqué la méthode des moindres carrés pour identifier la distribution de sources associées à une ligne source [131]. Battista [9] a développé une approche 3D en utilisant à la fois CLEAN-SC, ESM, et IRLS.

GIB (Generalized Inverse Beamforming) : formalisé par Suzuki (2011) [134] en deux dimensions, cette méthode consiste à prendre une superposition de monopôles et de dipôles d'orientation orthogonale formant une base au sein de la matrice de transfert $\boldsymbol{H}$, afin de pouvoir ensuite retrouver par combinaison linéaire, l'ensemble des orientations possibles de ces dipôles. Elle comporte deux phases, réalisées sur chaque mode propre indépendant de la matrice de corrélation des microphones. La première phase est une régularisation du problème en norme ℓ_2, puis la deuxième consiste à rendre parcimonieux le vecteur des solutions (régularisation en norme ℓ_1). Les étapes de cette méthodes sont formalisées en Section 4. La Fig. I.18 est un des résultats de simulation obtenu par Suzuki (2011) en deux dimensions. Elle montre que l'algorithme est capable de distinguer les deux sources avec précision.

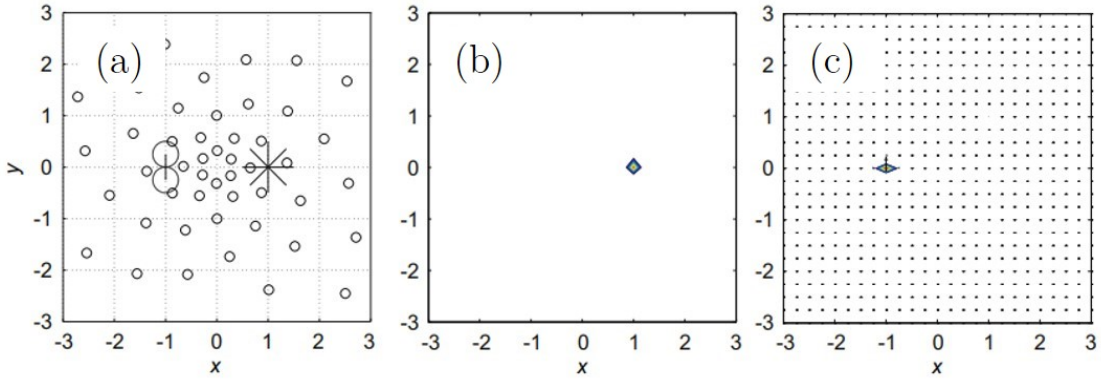


FIGURE I.18 – Estimations issues de la méthode GIB, réalisées à partir de la simulation d'un dipôle et d'un monopôle cohérents [134]. (a) Positions des sources et des microphones, (b) estimation de la partie monopolaire, (c) estimation de la partie dipolaire. La flèche représente l'orientation du dipôle.

iESM (Iterative Equivalent Source Method) : étant assez proche du GIB, l'iESM et le GIB sont comparées par Oudompheng [103]. Une des principales différences entre ces deux algorithmes est que l'iESM, contrairement au GIB, n'est pas développé pour des applications en aéroacoustique, donc la présence de multipôles dans le catalogue de sources potentielles n'est pas nécessaire. Ainsi, la seule fonction de transfert utilisée est monopolaire. De plus, l'iESM est basé sur la décomposition en valeurs singulières de la matrice de transfert $\boldsymbol{H}$.

3 Spécificités de l'imagerie acoustique tridimensionnelle

Les méthodes évoquées plus haut sont des méthodes développées en deux dimensions. Elles peuvent être adaptées pour fonctionner sur une zone de focalisation volumétrique (grille 3D). Cependant, lorsque l'on passe dans le domaine tridimensionnel, plusieurs problèmes se posent.

3.1 Type d'antenne adaptée au 3D

Si une seule antenne plane est disponible, la résolution spatiale normale à l'antenne (profondeur) est altérée. Cet aspect est visible lorsque l'on s'intéresse à la PSF d'une antenne 2D : cette PSF a une largeur donnée, qui augmente à la fois avec la longueur d'onde de la source, ainsi qu'avec la distance source-antenne. Plus l'antenne a une grande ouverture, plus la focalisation dans cette direction est bonne. Il est possible aussi d'utiliser une antenne sphérique [111], ou alors d'effectuer des mesures non-synchronisées pour n'avoir besoin que d'un nombre restreint de microphones, tout en ayant une résolution normale à l'antenne correcte [155] (voir Fig. I.19). Cette dernière technique consiste à n'utiliser qu'une seule antenne 2D, mais de bouger cette antenne autant de fois que nécessaire de façon à obtenir finalement une cartographie 3D. Mais

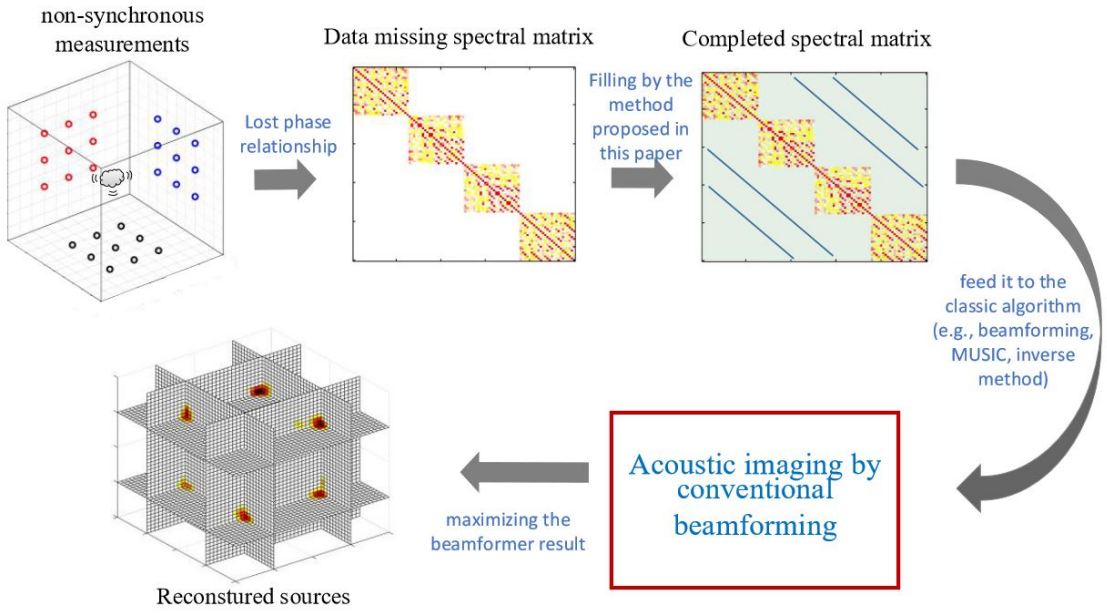


FIGURE I.19 – Schéma de l'algorithme de [155] : la partie de la matrice interspectrale manquante est obtenue par des mesures non-synchrones, et remplie pour obtenir une CSM complète. Enfin, la cartographie 3D est faite par CBF.

ce qui est le plus efficace aujourd'hui est d'utiliser au moins deux antennes orthogonales entourant la zone de focalisation [115]. Cependant, cela est plus coûteux car nécessite un plus grand nombre de capteurs. Aussi, il faut compenser la distance source-microphone avec une matrice de poids, car les sources proches de l'antenne contribuent plus fortement au champ de pression perçu par l'antenne par rapport à des sources plus lointaines.

Toujours dans le but de répondre à cette problématique 3D, une antenne composée de 3 pans

de 256 microphones est utilisée par Zhou et al. [158]. Cette antenne, située à l'institut PPRIME (Poitiers), prend la forme d'un tunnel entourant la veine d'essai d'une soufflerie anéchoïque. Cette installation est celle qui est aussi utilisée dans cette thèse.

3.2 Traitements adaptés au 3D

Une des méthodes utilisée classiquement est le CBF (Conventional BeamForming) : il s'agit simplement de redéfinir la zone de focalisation sur un volume au lieu d'un plan. Cependant, dans un volume tridimensionnel, le nombre de points de focalisations est trop élevé pour les calculs, et nombre d'entre eux ne contribuent pas au champ acoustique. Donc il est nécessaire de trouver une technique afin de rendre la solution parcimonieuse. Des méthodes de déconvolution comme CLEAN-SC peuvent être utilisées dans cet objectif, comme celles présentées précédemment. Cependant, ces méthodes sont coûteuses en temps de calcul.

La Fig. I.20 montre un résultat obtenu par Zhou [159] grâce à l'antenne en tunnel présentée plus haut, pour un profil d'aile placé en écoulement. On observe qu'il est difficile d'interpréter le résultat obtenu avec le CBF (dipolaire) seulement, mais lorsque la cartographie de CBF est déconvoluée avec CLEAN-SC, les sources de bruit apparaissent très clairement sur toute l'envergure du bord de fuite du profil d'aile.

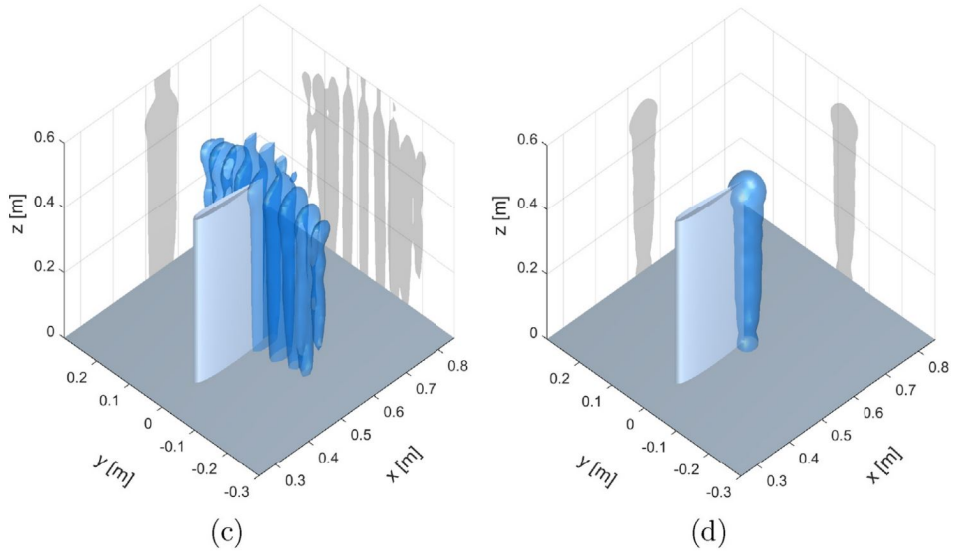


FIGURE I.20 – Résultats de la méthode CBF 3D (c), combiné à l'algorithme CLEAN-SC (d), pour un profil d'aile placé avec un angle d'incidence de 4° par rapport à l'écoulement. Figure de Y. Zhou (2020) [159]

Battista et al. (2020) [9] ont développé une méthode inverse dans laquelle la méthode CLEAN-SC est d'abord utilisée pour trouver les sources cohérentes de la CSM. Ensuite, la technique ESM (Equivalent Source Method) permet de résoudre le problème inverse itérativement avec la technique IRLS (Iterative Reweighted Least Squares). Un résultat de cette méthode est montré en Fig. I.21.

Brooks et Humphreys [20] ont implémenté la technique DAMAS en 3D, mais cet algorithme

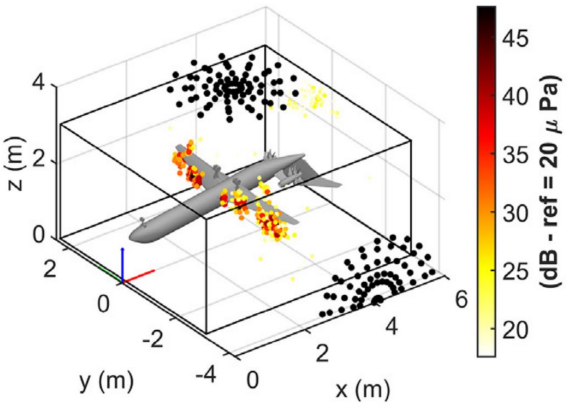


FIGURE I.21 – Cartographies des sources pour un avion réalisées avec deux antennes avec la méthode ESM-IRLS, à partir d'une cartographie CLEAN-SC. Figure de Battista et al (2020) [9]

est aussi très coûteux en temps de calcul. Xenaki et al. [151] ont développé une méthode de déconvolution qui permet d'améliorer la résolution normale à l'antenne. Padois et al. (2013) [106] utilisent une méthode hybride inverse (voir Fig. I.22), qui permet de retrouver les dipôles rayonnés le long (en envergure) d'un cylindre, et comparent la méthode à CLEAN-SC.

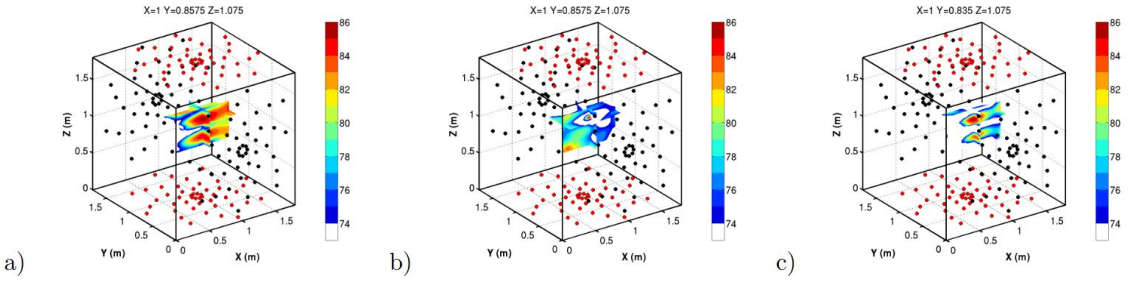


FIGURE I.22 – Cartographies 3D d'un cylindre dans un écoulement à $M_a = 0.07$: (a) CBF (b) Clean-SC et (c) méthode hybride. Quatre antennes en forme de spirales forment un tunnel autour de la veine d'essai d'une soufflerie [106].

Le coût de calcul dépend du nombre de points de la grille de focalisation (système d'équations où le nombre d'inconnues équivaut au nombre de points de la grille, donc la dimension du système d'équation à résoudre est de l'ordre de N^3). Une des méthodes pour pallier cela est de faire l'hypothèse d'une PSF invariante en espace (mais cette hypothèse ne fonctionne que si le volume de focalisation est petit comparé à la distance à l'antenne) [**?**].

Des techniques de compressed-sensing (CS) ont été développées, notamment par Ning et al. (2016) [99], et permettent de reconstruire des signaux (parcimonieux) à partir de peu de mesures avec des algorithmes d'optimisation convexes. Les résultats obtenus sont plus performants que le beamforming conventionnel. Pour le reste, les méthode existantes d'imagerie en 3D sont répertoriées en Tab. I.2 (non-exhaustif).

Pour conclure sur la problématique 3D, plusieurs problèmes se posent : les sources peuvent

Tableau I.2 – Résumé des différentes méthodes 3D de la littérature

Méthode	Antenne	Avantage	Inconvénient
3D DAMAS [20]	1 antenne plane	Améliore la performance d'antennes en HF	Coûteux en calculs
Fourier based deconvolution [151]	1 antenne plane	Pas de lobes secondaires	Dégradation de la résolution à grande distance de l'antenne
Méthode inverse hybride [106]	4 antennes planes	Résolution spatiale, pas de sidelobes	modèle de propagation monopolaire
Compressive sensing [99]	1 antenne plane	Bonne localisation des sources à haute fréquence	Résolution perpendiculaire au plan d'antenne altérée, surtout à basse fréquences. Nécessite une grille de focalisation dense.
CBF + CLEAN-SC [159]	3 antennes orthogonales	bonne reconstruction ; Applicable à des problèmes de large échelle	Coûteux en calcul et en quantité de microphones
ESM + CMF [9]	2 antennes orthogonales	Bonne reconstruction des sources	Modèle de propagation unique
Bayesian learning [111]	Antenne sphérique		Complexité algorithmique
Non-synchronous measurements [155]	Antenne 2D mobile	Economique en nombre de microphones	Praticité et longueur des expériences

être localisées à diverses distances de l'antenne utilisée, donc la résolution spatiale orthogonale à l'antenne est altérée, et le nombre de sources potentielles est trop élevé par rapport au nombre de sources qui contribuent réellement au champ de pression acoustique. Ainsi, il est nécessaire d'utiliser une antenne adaptée (de préférence tridimensionnelle), et de rendre la solution parcimonieuse grâce à des algorithmes itératifs par exemple (voir Section 4.4).

4 Formulation du problème inverse

Un panel de méthodes d'imagerie acoustique a été présentée précédemment. Désormais, la focalisation est faite sur les méthodes inverses, parmi lesquelles se situe la méthode GIB (Generalized Inverse Beamforming), qui a été passée en revue précédemment, et sera détaillée par la suite.

Dans les problèmes inverses, on cherche à retrouver la cause qui a engendré un phénomène physique mesuré. Ici, les microphones en champ lointain (conséquences) mesurent des sources de bruits (causes), que l'on cherche à reconstruire. Pour ce faire, des hypothèses sont faites sur la propagation du son de la source (matrice de transfert $\boldsymbol{H}$). Ainsi, les méthodes inverses consistent, par une inversion de $\boldsymbol{H}$, à chercher la meilleure distribution de sources qui puisse approximer la distribution de pression $\hat{\boldsymbol{p}}$ reçue aux microphones (voir Fig. I.23). Cette matrice de transfert $\boldsymbol{H}$ peut être mesurée [122] en appliquant un champ de pression connu à un point précis et en mesurant les entrées et les réponses. Sinon, elle peut être calculée en utilisant les fonctions de transfert correspondant aux types de sources recherchées.

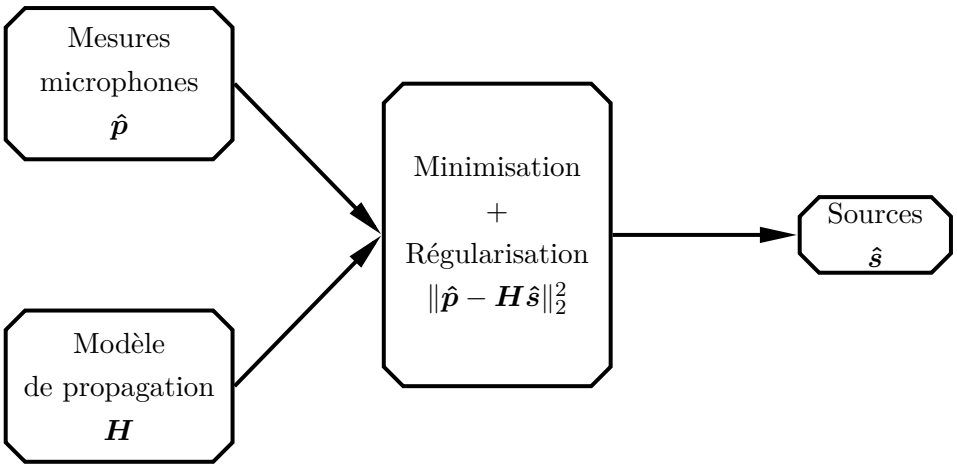


FIGURE I.23 – Diagramme schématisant un problème inverse à résoudre.

Dans cette formulation, $\hat{\mathbf{p}}(\omega)$ est un vecteur de taille $M \times 1$, dont les composantes sont notées $\hat{p}(r_m, \omega)$. Ses composantes sont les transformées de Fourier au microphone m, du vecteur $\boldsymbol{p}(r_m, t)$, avec M le nombre de microphones. Les composantes de la matrice interspectrale (de taille $M \times M$) s'écrivent :

$$C_{ml}(\omega) = \overline{\hat{p}(\boldsymbol{r}_m, \omega)\hat{p}^{\dagger}(\boldsymbol{r}_l, \omega)}, \tag{I.44}$$

et sont calculées en utilisant la méthode de Welch [13] : les signaux de pression reçus aux microphones sont séparés en blocs de taille N_{fft} (égal à 1024 classiquement), avec un taux de recouvrement donné (souvent de 50%), et chaque bloc est fenêtré (fenêtre de Hanning par exemple). Ainsi, $\boldsymbol{C}(\omega)$ est calculée pour N_{fft} valeurs différentes de la fréquence angulaire ω.

Des méthodes comme le Beamforming orthogonal [125], ESM-IRLS [9] ou le Generalized Inverse Beamforming (GIB) [134] décomposent cette matrice interspectrale positive, définie et

hermitienne en modes propres, selon la relation :

$$\boldsymbol{C} = \boldsymbol{U}\boldsymbol{\Sigma}\boldsymbol{U}^{\dagger} = \sum_{i=1}^{M} \boldsymbol{u_i}\sigma_i\boldsymbol{u_i}^{\dagger}, \tag{I.45}$$

où $\boldsymbol{U} = (\boldsymbol{u_1}, ..., \boldsymbol{u_M})$ est la matrice contenant les vecteurs orthonormés de $\boldsymbol{C}$ dans ses colonnes, et $\boldsymbol{\Sigma}$ est une matrice diagonale comportant les valeurs propres réelles et positives σ_i sur sa diagonale. En mécanique des fluides, les vecteurs $\boldsymbol{u}_i$ sont appelés modes SPOD (Spectral Proper Orthogonal Decomposition) [137], et nous garderons cette appellation pour désigner les modes propres orthonormés de la CSM. Il existe ainsi $M \times 1$ vecteurs comportant les champs de pression complexes en corrélation maximale avec les diverses réalisations du champ de pression aux microphones. Ainsi, lorsqu'une valeur propre est présente, cela implique l'existence d'un mode de pression corrélé à l'antenne.

L'objectif est désormais de trouver la source acoustique qui est la cause du champ de pression mesuré à l'antenne. On cherche alors un vecteur source complexe $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ qui a causé :

$$\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}} = \sqrt{\sigma_i}\boldsymbol{u}_i, \tag{I.46}$$

où $\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}$ est le mode de pression à l'antenne qui correspond à cette source. Cela doit satisfaire l'équation suivante :

$$\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} = \hat{\boldsymbol{p}}_i, \quad \forall i = 1...M \tag{I.47}$$

où $\hat{\boldsymbol{s}}_i$ est un vecteur de taille $N \times 1$.
Idéalement, si $\boldsymbol{H}$ est inversible, pour estimer les sources, il suffit d'écrire : $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} = \boldsymbol{H}^{-1}\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}$. Le problème est qu'on ne peut en général pas inverser la matrice de propagation $\boldsymbol{H}$, car le nombre de points de la grille de focalisation N_{grid} n'équivaut pas au nombre de microphones M, donc $\boldsymbol{H}$ est rectangulaire. En outre, les bruits de mesures et le modèle de propagation simplifié rendent le problème imparfait. Il est donc impossible de trouver une solution exacte au problème, mais il est possible de chercher la solution qui minimise les erreurs entre les mesures et la solution cherchée.

4.1 Pseudo-inverse de Moore-Penrose

L'approche la plus directe pour résoudre l'Eq. (I.47) est de calculer la pseudo-inverse de Moore-penrose, qui généralise l'inversibilité des matrices aux matrices rectangulaires. Soit $\boldsymbol{H}^{\sharp}$ la pseudo-inverse de Moore-Penrose de la matrice $\boldsymbol{H}$. Alors :

— Si le problème est **surdéterminé** : $M > N$, la matrice $\boldsymbol{H}$ est de rang N. Soit il n'y a qu'une solution pour $\mathbf{s}_i$, soit il n'existe pas de solutions. On calcule donc la pseudo-inverse à gauche $\boldsymbol{H}^{\sharp}_{left} = (\boldsymbol{H}^{\dagger}\boldsymbol{H})^{-1}\boldsymbol{H}^{\dagger}$.

— Si le problème s'avère être **sous-déterminé** : $M < N$. La solution s_i n'est pas unique. $\boldsymbol{H}$ est une matrice de rang M et la solution est calculée en utilisant la pseudo-inverse à droite $\boldsymbol{H}^{\sharp}_{right} = \boldsymbol{H}^{\dagger}(\boldsymbol{H}\boldsymbol{H}^{\dagger})^{-1}$.

Ces inversions sont « naïves », car la matrice $\boldsymbol{H}$ a un mauvais conditionnement, ce qui rend la solution instable. Dans les deux cas, la solution a besoin d'être régularisée. En effet, on rappelle

que le problème inverse $\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} = \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}$ est « mal posé » si une des conditions d'Hadamard suivantes est fausse [32] :
1) La solution $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ existe
2) La solution $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ est unique
3) La solution $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ dépend continument des données d'entrée (stabilité)

Dans nos mesures en aéroacoustique, la condition 1 est satisfaite. En revanche, en général, les conditions 2 et 3 sont fausses. La condition 2 l'est car le système est souvent sous-déterminé, et la condition 3 car la stabilité de la solution est mise à mal par des petites perturbations dans le bruit de mesure. Si l'on prend la pseudo-inverse de $\boldsymbol{H}$, alors les conditions 1 et 2 sont satisfaites, mais pas la 3. Ainsi, il est nécessaire de reformuler le problème en ajoutant une contrainte sur la solution pour stabiliser celles-ci lorsque les données mesurées sont bruitées. C'est le principe des méthodes de régularisation.

4.2 Régularisation de Tikhonov [72]

Il n'existe pas de solution exacte au problème de l'Eq. (I.47), mais on peut trouver la « meilleure des solutions » $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ parmi toutes les solutions possibles. Le problème est que si l'on cherche trop à coller aux données mesurées $\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}$, on va faire face à un phénomène d'« overfitting » : la solution prendra en compte tous les bruits de mesures non souhaités. Pour éviter cela, on va aussi chercher à ce que la norme de la solution $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ ne soit pas trop élevée. C'est ce qui est mis en oeuvre dans la méthode de Tikhonov (formalisée en 1963), où l'on cherche à minimiser la fonction de coût J_2 :

$$J_2 \equiv \underbrace{\|\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} - \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2}_{\text{adéquation aux données}} + \overbrace{\lambda \|\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2}^{\text{pénalisation}}, \tag{I.48}$$

$\|.\|_2$ étant la norme euclidienne ℓ_2, s'écrivant :

$$\|\hat{\boldsymbol{s}}_{i.}\|_2 = \sqrt{|\hat{s}_{i1}|^2 + |\hat{s}_{i2}|^2 + ... + |\hat{s}_{iN}|^2}, \tag{I.49}$$

et λ étant le paramètre de régularisation qui contrôle l'importance donnée à la minimisation de l'erreur quadratique devant la minimisation de $\|\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_2$. De manière générale, la norme ℓ_p d'un vecteur $\boldsymbol{x} \in \mathbb{C}^{N\times 1}$ est définie par :

$$\|\boldsymbol{x}\|_p^p = \sum_{i=1}^{N} |x_i|^p. \tag{I.50}$$

En bref, on peut dire que la minimisation ℓ_2 distribue l'énergie du champ de sources sur plusieurs sources équivalentes, afin de réduire l'énergie totale de la solution.

La solution du problème de l'Eq. (I.48) s'écrit alors :

$$\text{Sous-déterminé :} \quad \hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} \approx \boldsymbol{H}^\dagger(\boldsymbol{H}\boldsymbol{H}^\dagger + \lambda \boldsymbol{I})^{-1}\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}, \tag{I.51a}$$

$$\text{Surdéterminé :} \quad \hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} \approx (\boldsymbol{H}^\dagger\boldsymbol{H} + \lambda \boldsymbol{I})^{-1}\boldsymbol{H}^\dagger\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}, \tag{I.51b}$$

4.3 Choix du paramètre de régularisation

La difficulté qui apparaît dans la résolution de ce problème se situe dans le choix du paramètre λ. Si λ est trop petit, des sources parasites apparaîtront car la réponse sera submergée par le bruit. Par contre s'il est trop grand, certaines sources ne seront pas prises en compte. Une des méthodes pour estimer le paramètre de régularisation λ, est celle de la courbe en L [126] (voir Fig. I.24), qui représente les variations du terme de pénalisation en fonction du terme d'adéquation aux données. Chaque point de la courbe correspond à une valeur du paramètre de régularisation. Ainsi, le paramètre λ à utiliser est celui qui se situe au croisement entre la partie verticale (sous-régularisée), et horizontale (sur-régularisée). Les méthodes d'obtention de cette courbe sont détaillées au Chap. II.

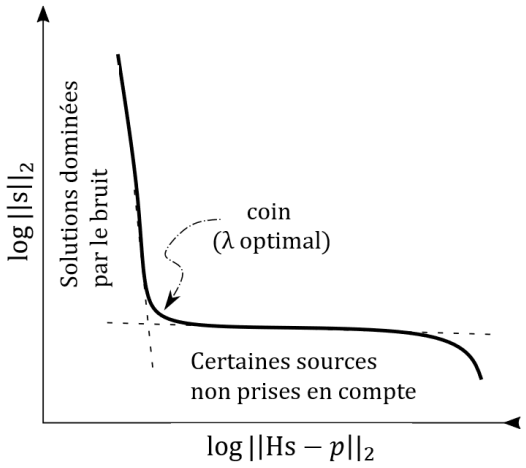


FIGURE I.24 – Courbe en L pour un problème mal posé [77]

4.4 Parcimonie de la solution

La précédente minimisation en norme ℓ_2 nous donne une cartographie initiale présentant une première localisation des sources, et permet de distribuer l'énergie du champ source sur plusieurs sources équivalentes pour réduire l'énergie totale de la solution. Le vecteur $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ comportera ainsi beaucoup de petites composantes, mais aucune ne sera nulle. Désormais, dans cette étape de la méthode, parmi un ensemble infini de solutions $\boldsymbol{s}$, on cherche celle qui est la plus parcimonieuse, pour obtenir une cartographie comparable aux cartographies déconvoluées et ne retenir que les sources « vraies ». Le plus simple pour y parvenir est de compter le nombre de coefficients non nuls dans le vecteur des coefficients $\boldsymbol{s}$, pour ainsi mesurer la parcimonie du signal à reconstruire [84]. Le nombre d'éléments non nuls est compté par la norme ℓ_0 : $||s||_0 = Cards_k; s_k \neq 0$. Le problème de minimisation à résoudre serait donc :

$$J \equiv \|\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} - \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2 + \lambda \|\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_0, \tag{I.52}$$

Cependant, le calcul de cette norme amène à un problème de complexité algorithmique (dépend exponentiellement de la taille des vecteurs considérés) : il est infaisable car il faudrait tester

toutes les solutions possibles (toutes les combinaisons de coefficients non nuls d'amplitudes différente pour $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$). La solution est donc approximée autrement, dans la plupart des algorithmes (LASSO, GIB) : le problème est relaxé en norme ℓ_1 (il existe aussi des algorithmes d'optimisation itératifs). La fonction de coût devient alors :

$$J \equiv \|\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} - \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2 + \lambda \|\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_1, \tag{I.53}$$

$\|.\|_1$ étant la norme ℓ_1. On notera ici que λ n'impose plus une contrainte sur l'énergie de la solution, mais sur sa parcimonie (relaxée en ℓ_1).

Le caractère parcimonieux des normes $\|\hat{s}\|_p^p$ est illustré en Fig. I.25 : on observe que lorsque p=1, la norme ℓ_p est convexe, alors que lorsque p<1, elle ne l'est plus. De plus, les grandes valeurs du coefficient s sont moins pénalisées avec la norme 1 et 0.5 par rapport à la norme 2. Il est donc classique de relaxer la norme ℓ_0 par la fonction convexe la plus proche, donc la norme ℓ_1.

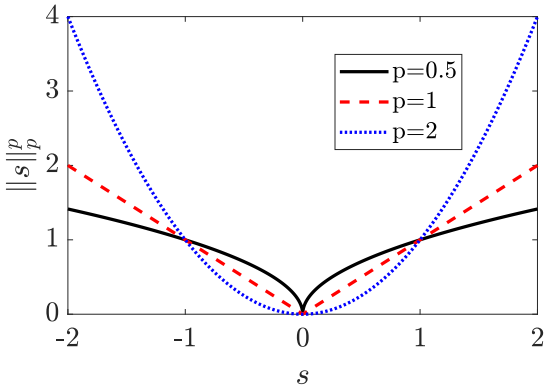


FIGURE I.25 – Représentation 1D des normes $\|s\|_p^p$ pour p=0.5, p=1 et p=2

Pour obtenir une solution parcimonieuse, une matrice de poids **W** (matrice diagonale dont les composantes sont les amplitudes des sources à l'itération précédente) peut être introduite via un algorithme de type IRLS (Iteratively Reweighted Least Square) [65]. Cette technique est utilisée par exemple par Suzuki [134] pour l'implémentation de la technique GIB. Il s'agit de minimiser la fonction de coût aux moindres carrés pondérés suivante :

$$J \equiv \|\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} - \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2 + \lambda \|\boldsymbol{W}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2, \tag{I.54}$$

$\|\boldsymbol{W}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2$ étant la norme discrète lissée avec une information sur la solution à l'itération précédente. Le principe est donc d'utiliser le résultat de l'itération (j) afin de calculer la matrice de poids de l'itération (j+1) et converger vers une solution parcimonieuse. Si l'on introduit les notations $\tilde{\hat{\boldsymbol{s}}} = \boldsymbol{W}\hat{\boldsymbol{s}}$ et $\tilde{\boldsymbol{H}} = \boldsymbol{H}\boldsymbol{W}^{-1}$, on obtient de nouveau une formulation de Tikhonov standard, de pseudo-norme ℓ_1 :

$$J \equiv \|\tilde{\boldsymbol{H}}\tilde{\hat{\boldsymbol{s}}}_{\boldsymbol{i}} - \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2 + \lambda \|\tilde{\hat{\boldsymbol{s}}}_{\boldsymbol{i}}\|_2^2, \tag{I.55}$$

Au fil des itération, la norme ℓ_1 de la solution diminue (voir Fig. I.26), et on conserve uniquement les termes les plus importants, jusqu'à une condition d'arrêt, qui peut être déterminée

par la remontée de la norme ℓ_1 par exemple, ou alors par un seuil du nombre d'itérations. Dans l'algorithme de Suzuki [134], les itérations s'arrêtent lorsque le nombre de microphones dépasse le produit d'un facteur de réduction (qui dépend du nombre d'itérations) par le nombre de points de la grille. Le facteur de réduction est pris à $\beta^m = 0.9^m$ dans cette thèse (voir [134]).

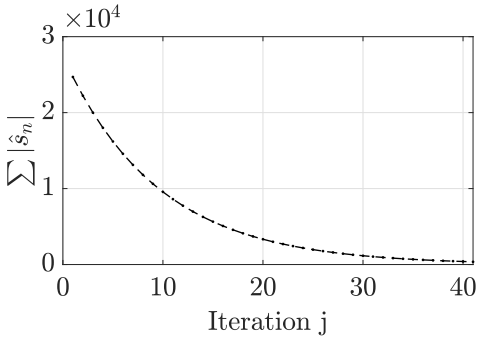


FIGURE I.26 – Illustration de la diminution de la norme L1 de $\hat{s}$ en fonction du nombre d'itérations pour un cas expérimental : un cylindre de section circulaire et de diamètre 12mm, analysé à sa fréquence de sifflement, soit 781 Hz.

Ici, on a présenté les principes des méthodes inverses. La méthode GIB est détaillée au Chap. II.

5 Positionnement du sujet de thèse

Dans cette thèse, sera adaptée la méthode de beamforming inverse généralisée (GIB) dans un volume tridimensionnel. Cette adaptation fonctionne très bien pour des cas simulés, mais présente des limites dans les expériences réalisées en soufflerie, limites que l'on précisera par la suite. En effet, la réduction des sources au fil des itérations de la méthode (condition de parcimonie des sources) induit un nombre très faible de sources identifiées, et si l'on ne réalise pas les itérations, les résultats en 3D ne sont pas lisibles, car trop de sources sont présentes. Cependant, quelques cas de sources simples identifiées grâce à cette méthode sont illustrés dans cette thèse.

Une méthode alternative est de restreindre la zone de focalisation à la surface 3D des objets situés dans la veine d'essai, lorsque l'on connaît leur position. Cette approche est légitime en aéroacoustique, si l'on étudie le bruit issu de l'interaction obstacle-écoulement, car les sources localement dipolaires créées sont situées sur la surface de l'obstacle [63]. Cette stratégie a déjà prouvé son efficacité auparavant sur des sources acoustiques [80, 140] (voir Fig. I.27) et en aéroacoustique [30, 94, 36].

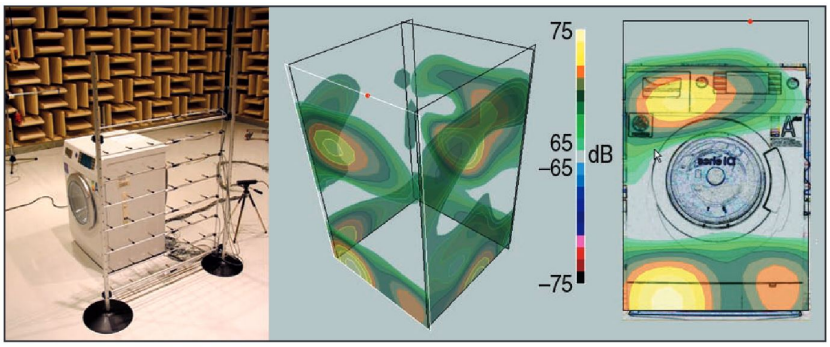


FIGURE I.27 – Figure de Upton et al. (2008) [140]. Méthode NAH (Near-field holography) pour une machine à laver.

La zone de focalisation étant restreinte à un « faible » nombre de points, la méthode inverse n'a pas besoin de l'étape itérative qui rend la solution parcimonieuse. La méthode s'arrête ainsi à la régularisation de Tikhonov dans ce cas-là (voir Chap. II pour les détails de cette méthode), et on nomme cette méthode : le TGIB (Tikhonov Generalized Inverse Beamforming) pour plus de clarté.

Dans la suite de cette thèse, sont décrite les conditions expérimentales (antenne, soufflerie, etc.) et les modifications de la méthode inverse nécessaires (Chap. II).

Chapitre II

Moyens expérimentaux et mise en oeuvre

Sommaire

1 Moyens expérimentaux 44
1.1 Soufflerie BETI 44
1.2 Géométrie de l'antenne 45
1.3 Capteurs MEMS 46
1.4 Calibration géométrique de l'antenne 48
1.5 Configurations étudiées 49
2 Mise en oeuvre de la méthode inverse 53
2.1 Définition de la matrice de transfert 54
2.2 Facteurs de correction dipolaires 56
2.3 Choix du paramètre de régularisation 57
2.4 Reconstruction 3D des sources 58
2.5 Matrice interspectrale des sources 59
2.6 Représentation du niveau 61
3 Conclusion du chapitre 63

Ce chapitre présente dans un premier temps le dispositif expérimental mis en place dans ces travaux de thèse, et les différentes configurations étudiées. Ensuite, les développements de la méthode inverse (GIB/TGIB) pour analyser les résultats des expériences avec l'antenne tridimensionnelle sont détaillées.

1 Moyens expérimentaux

1.1 Soufflerie BETI

La présente soufflerie anéchoïque nommée BETI, pour *Bruit Environnement Transport Ingénierie*, est située au sein de l'Institut PPRIME à Poitiers. Le volume de la chambre anéchoïque est de $90m^3$, et en son sein est déployée une antenne de 1024 microphones, présentée en Section 1.2. Un schéma du dispositif et du système de coordonnées (utilisé pour le reste du manuscrit) est présenté en Fig. II.1, et une photographie (Fig. II.2) vient compléter l'illustration.

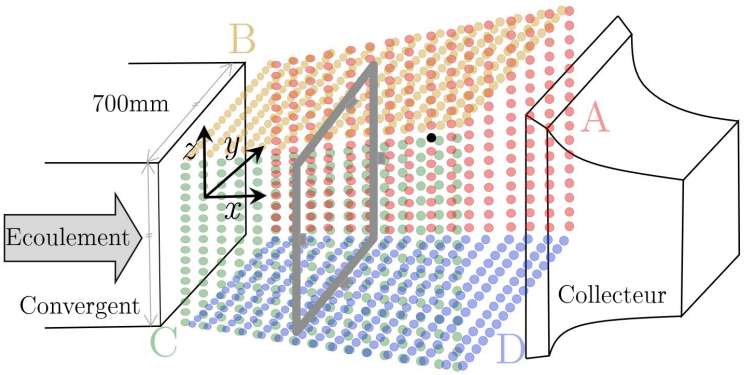


FIGURE II.1 – Schéma de principe. L'écoulement va de la gauche (du convergent) vers la droite (le collecteur), en traversant la veine d'essai entourée de l'antenne de microphones. Les microphones sont représentés par des points de couleur différente selon le pan d'antenne. Par la suite, le pan rouge est nommé A, le pan jaune est nommé B, le vert : C, et le bleu : D. Le carré gris au centre de la veine représente le cadre sur lequel seront fixés les obstacles étudiés, et le point noir correspond au microphone de référence lorsque l'on tracera une densité spectrale de puissance (DSP).

L'anéchoïcité de la chambre est permise grâce à la présence des dièdres en mousse de mélamine placés sur l'ensemble des parois de la salle, et dont le coefficient d'absorption est très élevé. Ces revêtements évitent les réflexions acoustiques pour des fréquences supérieures à la fréquence de coupure de la salle, qui est de 200 Hz. Au-dessus de cette fréquence, la chambre est en conditions de champ libre, d'où l'intérêt de travailler en chambre anéchoïque. Il est alors possible de travailler en section ouverte, tout en ayant des conditions de champ libre aux fréquences considérées. Les sources de bruit étudiées dans ce manuscrit sont au-dessus de 500Hz, donc bien au-dessus de cette fréquence de coupure.

L'écoulement d'air, initié par un groupe moto-ventilateur, est accéléré dans un convergent et se contracte (rapport de contraction de 10) jusqu'à arriver dans la chambre anéchoïque par une ouverture de section 0.7 m^2. La vitesse maximale dans la veine d'essai est de 60 m/s (216 km/h), et le taux de turbulence est mesuré à 0.5 % à la sortie du convergent pour un écoulement à 50 m/s. Un jet est ainsi créé, et traverse la zone de mesure. Des couches de cisaillement se développent sur les quatre bords du jet, s'épaississant au fur et à mesure de l'écoulement. Au niveau du collecteur, ces couches de cisaillement ont une épaisseur d'environ 10 mm. La distance entre le

convergent et le collecteur est de 2.22 m. L'entrée du collecteur fait (1x1)m^2 et est couvert de mousse pour éviter les réflexions. L'origine des coordonnées est placée au centre de la sortie du convergent.

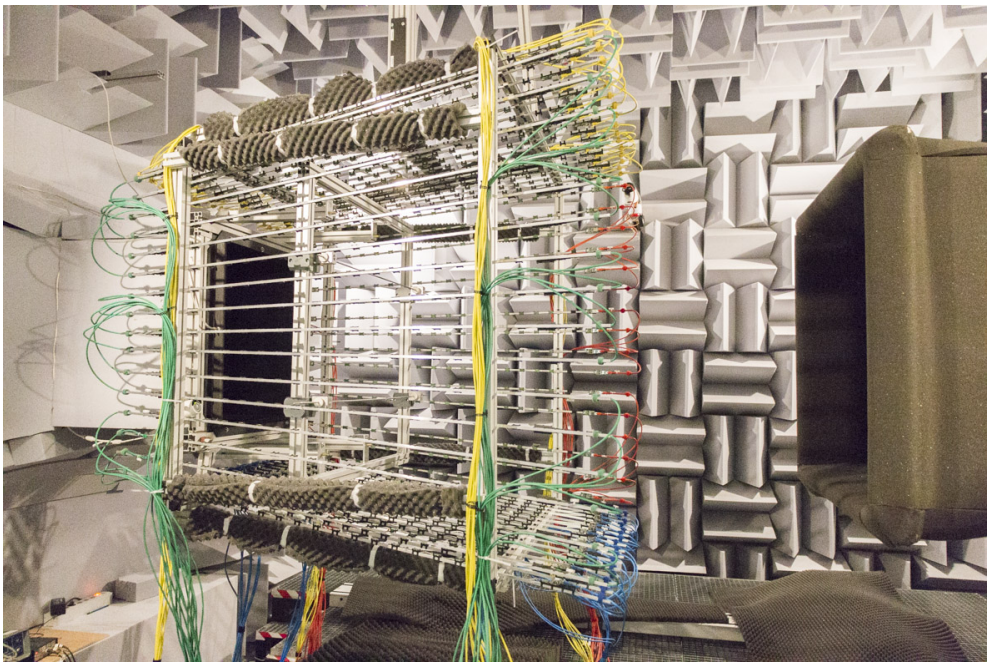


FIGURE II.2 – Photographie de la soufflerie avec l'antenne tridimensionnelle installée dans la chambre anéchoïque et englobant la section de mesure. A gauche le convergent avec la sortie d'air, et à droite le collecteur entouré de mousse absorbante. L'écoulement va de la gauche vers la droite.

1.2 Géométrie de l'antenne

L'antenne de microphones utilisée est composée de 1024 microphones répartis sur quatre faces, elles-mêmes composées de 16 tiges de 16 microphones équidistants (distance inter-microphones $\approx$ 7.2cm) (Fig. II.1 et Fig. II.2). Conçue à l'institut Jean Le Rond d'Alembert (Paris), cette antenne forme un « tunnel microphonique » autour de la veine de mesure, et est de ce fait adaptée à l'identification de sources en 3D. Chaque plan d'antenne a une forme de trapèze, de sorte que l'antenne suive l'écoulement en s'élargissant entre le convergent et le collecteur. Le champ acoustique analysé est celui qui est perçu par l'antenne, donc limité par ses dimensions.

Les paramètres de performance d'une antenne acoustique sont : la directivité (pouvoir de résolution) et la dynamique (capacité à séparer les sources de niveau divers). Afin de connaître la structure du champ acoustique généré par des sources de bruit dans l'écoulement, ce champ est mesuré en un maximum de points et sur un maximum d'espace. D'autre part, l'échantillonnage spatial des microphones doit être correct compte tenu du type de sources analysées. La distance entre capteurs doit être inférieure à $\lambda_{0,min}/2$, avec $\lambda_{0,min}$ la longueur d'onde minimale des sources étudiées. Cette vérification est à faire afin d'éviter les lobes secondaires et donc les pseudo sources [139]. Concernant l'antenne considérée ici, la distance entre les capteurs est d'environ 7 cm, donc

il est possible de travailler en théorie jusqu'à $f_{max} \approx 2500\,\text{Hz}$ sans ambiguïtés.

Les erreurs à prendre en compte qui peuvent mener à une dispersion des mesures à l'antenne sont multiples : réponse en fréquence des microphones, dispersion en amplitude, célérité du son, ou erreur sur la position des microphones. Ici, la variation de la célérité du son est négligée, la température étant considérée stable pendant les campagnes de mesures dans la chambre anéchoïque. Cependant, la réponse en fréquence des microphones, et leur position, est prise en considérations dans les sections suivantes.

1.3 Capteurs MEMS

Cette antenne est basée sur le système MégaMicros [144]. Ainsi, on la nommera par la suite « antenne MégaMicros ». Les 1024 microphones la constituant sont des MEMS (*Micro Electro-Mechanical Systems*) (voir Fig. II.3), soit du même type que ceux utilisés dans les téléphones portables. Ils ont une plage utile de 100Hz à 15kHz, ce qui correspond bien aux fréquences étudiées ici. Il s'agit de capteurs numériques, et ont l'avantage que le signal échantillonné est généré par le microphone. Ceci simplifie énormément la structure de la chaîne de mesure, quand un grand nombre de microphones est utilisé.

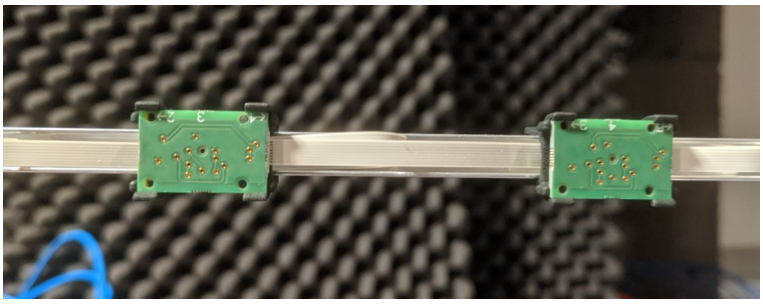


FIGURE II.3 – Photographie de deux cartes électroniques fixées à une tige associée à deux microphones MEMS. L'orifice visible au centre de la carte électronique débouche sur la membrane du microphone. Chaque tige rassemble 16 microphones espacés de 7.2 cm.

Ces capteurs sont soudés sur une carte électronique, ce qui modifie leur réponse en fréquence intrinsèque. La réponse en fréquence d'un capteur est définie comme l'écart de mesure entre le niveau de pression de référence et ce que le capteur mesure sans correction. La réponse est calée à 0dB à 1kHz par le réglage de la sensibilité. Elle est tracée en Fig. II.4, et est obtenue à partir d'un échantillon de 32 microphones MEMS. Cette courbe présente une très faible dispersion sur l'ensemble considéré et dans la gamme de fréquences utiles (soit entre 500 et 3000 Hz ici). Les constructeurs donnent une courbe de réponse en fréquence type pour corriger les spectres, mais il faut garder à l'esprit qu'en réalité, il existe une variance autour de cette réponse. Cette modification fréquentielle est discutée par Lamotte (2018) [76]. Une étude récente menée de façon systématique sur un ensemble de 1024 microphones du même modèle confirme l'homogénéité des FRF (réponse en fréquence) en amplitude et en phase [59]. Au vue du nombre de microphones utilisés, il est impossible de calibrer chaque microphone un à un, mais en appliquant une même correction à tous, la moyenne sera statistiquement correcte. Pour les traitements appliqués dans

cette thèse, la courbe moyenne de la Fig. II.4, est considérée, obtenue à partir d'un échantillon de 32 microphones.

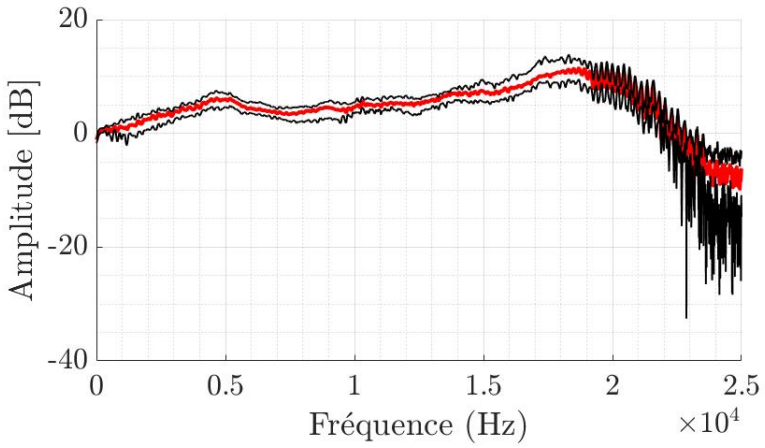


FIGURE II.4 – Réponse en fréquence des microphones MEMS : en rouge la moyenne sur 32 microphones, et en bleu la variabilité. Données fournies par l'institut d'Alembert.

Un deuxième paramètre à prendre en compte est la sensibilité des MEMs. Celle-ci permet d'ajuster le niveau de référence perçu à 1kHz : pour un capteur digital, cette sensibilité est définie à 1 kHz par rapport à la saturation du capteur qui correspond à la pleine échelle de numérisation du signal. Le système d'acquisition est schématisé en Fig. II.5. Les données issues des microphones sont enregistrées avec une fréquence d'échantillonnage de 50 kHz, sur une durée de 5 s. Plus de précisions sur les MEMS sont apportées dans la thèse de Vanwynsberghe (2017) [**?**], au Chap. 1. Des détails sur l'antenne utilisée dans ce mémoire sont disponibles dans la référence [158].

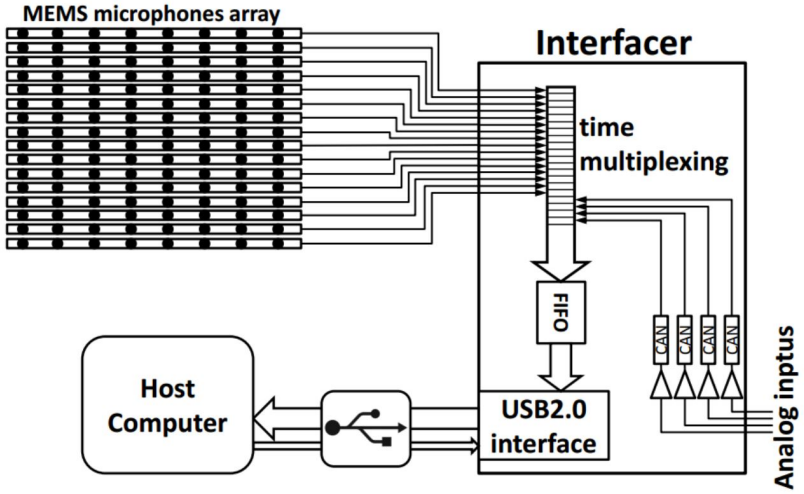


FIGURE II.5 – Schéma du système d'acquisition des données [144].

1.4 Calibration géométrique de l'antenne

Lorsque l'on est en présence d'une antenne de plus de 1000 microphones, il est difficile de mesurer la position individuelle de chaque microphone, expérimentalement. Alors, se pose la question suivante : comment être sûr de leur position dans l'espace ?

En effet, selon la fréquence à laquelle on travaille (l'erreur de position est d'autant plus critique à haute fréquences), cette question peut s'avérer cruciale lors de l'application des retards de phase sur chaque microphone. Cet aspect est montré en Fig. II.6. Dans nos plages de fréquences (entre environ 500 et 3000 Hz), l'erreur en position des microphones est tolérable jusqu'à environ 5cm [123].

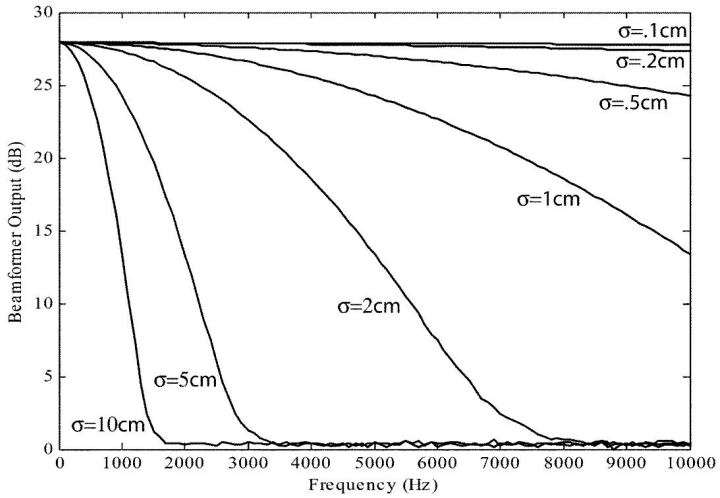


FIGURE II.6 – Figure issue de Sachar et al. (2005) [123] : dégradation de la réponse du CBF sous conditions idéales pour un écart-type donné de l'erreur de calibration.

La méthode utilisée ici afin de calculer les positions réelles des microphones de l'antenne MégaMicros, est inspirée du travail de C. Vanwynsberghe [143]. Une librairie Python afin de mettre en oeuvre cette méthode est en accès libre (https ://github.com/cvanwynsberghe/rcal-toolbox). Cette méthode consiste à effectuer les trois étapes suivantes :

— Dans un premier temps, la mesure des temps de vols entre un ensemble de sources réparties à la fois à l'intérieur de l'antenne, et autour de celle-ci. Cette étape fondamentale doit être menée soigneusement, afin de mesurer les trajets directs et en évitant les échos parasites.

— De ces mesures, on déduit la matrice des distances euclidiennes entre les divers microphones.

— Un algorithme de MDS (MultiDimensional Scaling), adapté par C. Vanwynsberghe, permet d'identifier les positions relatives des microphones dans un espace à trois dimensions.

Finalement, la géométrie identifiée ayant une orientation arbitraire, elle est alignée dans l'espace réel aux positions mesurées exactement, d'un petit sous ensemble de microphones. Les positions théoriques et issues d'une des calibrations réalisée sont présentés en Fig. II.7. On observe que l'antenne théorique (en noir) est bien retrouvée par le calcul de calibration, à une

erreur maximale de 10cm : l'antenne calibrée est retrouvée plus haute selon z que l'antenne théorique.

Dans la suite de cette thèse, on utilisera la position théorique des microphones. Il a été montré que l'utilisation des positions trouvées par calibration n'impactait pas de manière significative la localisation de sources.

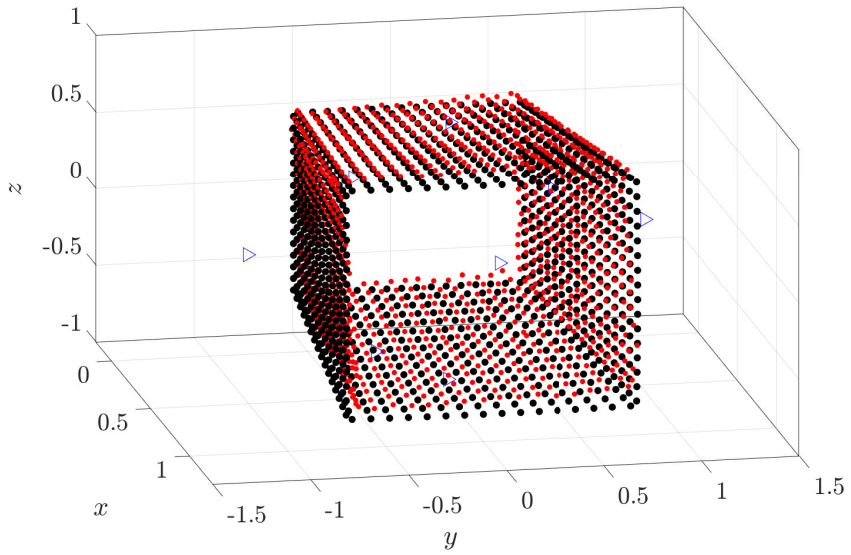


FIGURE II.7 – Figure représentant les positions théoriques des microphones (en noir), et les positions calculées (en rouge) grâce à une calibration faite avec 8 sources (triangles bleus)

1.5 Configurations étudiées

Ce travail de thèse se focalise sur les tons éoliens générés par l'interaction entre un écoulement et certaines structures, détaillée au Chap. III. Les structures en question sont des agencements de cylindres de section diverses, un anneau, et un profil d'aile. Les expériences sont découpées en plusieurs campagnes dont les objectifs sont explicités ici :

1. Une première consiste à calibrer l'antenne de microphones et vérifier qu'il n'y a pas de biais de position sur certains pans, et à faire un premier test de notre méthode avec une source profilée simple dont la position est connue. Ces tests sont expliqués au Chap. III.
2. Une deuxième englobe des tests avec un ou plusieurs cylindres rectilignes, orientés de manières diverses, ainsi qu'un cylindre courbé en forme d'anneau. Cette campagne est développée au Chap. III et au Chap. IV.
3. Une troisième insiste sur l'effet de l'incidence d'un cylindre de section rectangulaire sur le son émis : un cylindre seul est utilisé, et une rotation est effectuée angle par angle par rapport à la direction de l'écoulement. Cette étude est explicitée au Chap. V
4. Une quatrième sur l'identification du type de rayonnement (sphérique ou cylindrique) de cylindres de sections circulaires. Cette étude est présentée en Annexe B.

5. Des données d'une campagne qui a été effectuée par Y. Beausse sont aussi utilisées dans cette thèse : il s'agit d'un profil d'aile NACA 0012 symétrique, d'une envergure de 89 cm et de corde de 20 cm. Le « 12 » signifie une épaisseur maximale de 12 % de la corde (soit 24 mm pour une corde de 20 cm). Ce profil d'aile est étudié avec une inclinaison de 8 puis de 12° par rapport à l'écoulement.

Les figures II.8 et II.9 schématisent l'expérience en vue de coupe des plans respectivement (yz) et (xz). Les types de cylindres utilisés sont précisés en Tab. II.1. Enfin, les configurations étudiées dans ce manuscrit sont répertoriées dans le tableau II.2, sachant que des mesures de bruit de fond sont effectuées aussi à chaque changement de configuration de la veine d'essai. Ce bruit de fond correspond ici au bruit induit lorsque la soufflerie est allumée, mais que les structures analysées n'y sont pas installées.

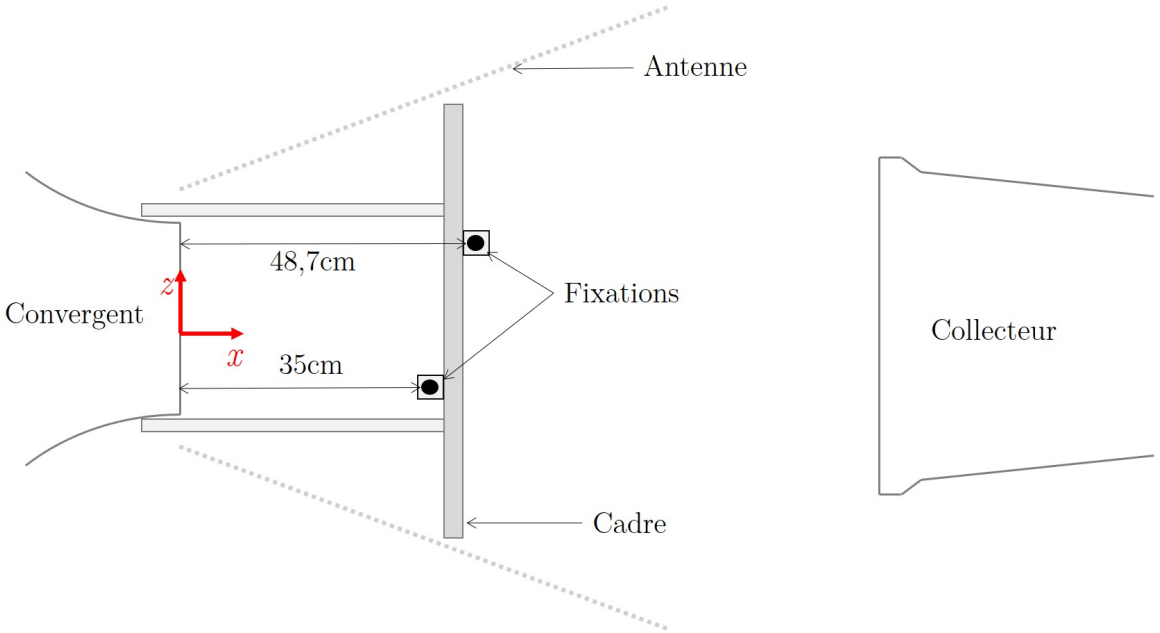


FIGURE II.8 – Schéma en vue de coupe de la veine d'essai (plan xz). l'écoulement vient du convergent à gauche, et traverse la veine jusqu'au collecteur à droite. Des fixations mobiles permettent de placer des cylindres dans la veine, et sont elles-même fixées au convergent par des supports (norcans) horizontaux. Les fixations peuvent être placées en amont ou en aval du cadre.

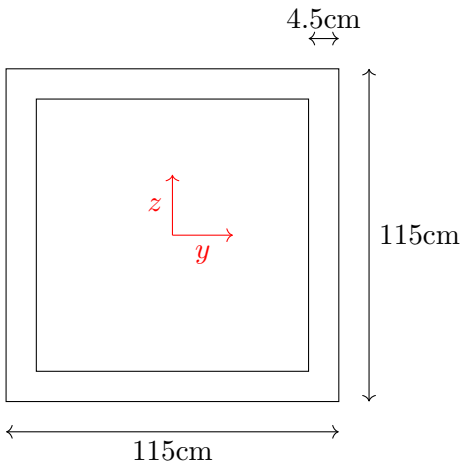


FIGURE II.9 – Schéma et dimensions du cadre permettant de fixer les cylindres dans la veine d'essai, vue de coupe du plan (yz).

TABLEAU II.1 – Formes des sections des cylindres testés expérimentalement.

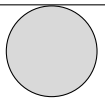
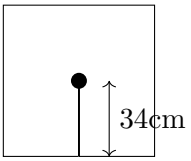
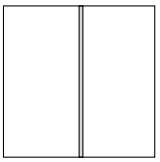
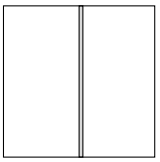
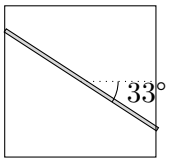
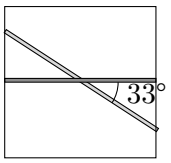
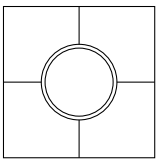
Section	Rond	Rond	Carré	Rectangle
a(× b)[mm]	6	12	7x7	6x11.5
Forme				
Matériau	aluminium	inox	acier	acier

TABLEAU II.2 – Configurations des expériences étudiées dans le manuscrit.

Type de source	section	schema (plan yz)	x(cm)	U_∞(m/s)	Chapitre
1 Source profilée			x=66	0 et 40	III.2.1.1
Profil d'aile (angle d'incidence variable)	NACA 0012		x∈[31,51] (Corde 20cm)	40	III.2.1.2
1 cylindre (angle d'incidence variable)	rond carré rectangle		x=48.7	10,15,30,40,50	V
1 cylindre	rond		x=48.7	40	IV.2.1
2 cylindres	rond + rond carré + rond		$x_{rond} = 48.7$ $x_{carré} = 48.7$	50	IV.2.2
1 anneau	rond		$x = 48.7$	30,40,50	IV.3

2 Mise en oeuvre de la méthode inverse

La technique de Beamforming Inverse Généralisé (GIB) a été formalisée par Suzuki [134]. L'idée, présentée au Chap. I, est de faire l'hypothèse qu'il existe une distribution de sources acoustiques dans un domaine (plan ou volume), qui rayonne le plus fidèlement possible à la manière des sources enregistrées par l'antenne de microphones. Ainsi, le domaine source est discrétisé avec un certain nombre de sources acoustiques. Cette méthode permet de résoudre des distributions de sources multipolaires, sans faire d'hypothèse sur l'orientation des sources ni leur cohérence. Chaque source potentielle dans le domaine source est représentée par une superposition de différents types de sources avec diverses orientations. Les distributions de chaque type de source sont reconstruites en utilisant une technique de résolution du problème inverse. Des études ont déjà montré son efficacité avec une antenne plane en 2D, pour des sources simples monopolaires [107], ou en présence de bruit de jet [38], mais le but ici est d'étendre cette méthode dans un domaine 3D.

La « grille de focalisation », dans le cas du GIB, désigne un volume comportant les sources de bruit potentielles. Dans le cas du TGIB, cette grille est un ensemble de points reportés à la surface de l'obstacle étudié. Dans les deux cas, le nombre de points de cette grille est noté N_{grid}.

Pour rappel, le système à résoudre est le suivant, pour tout mode i « significatif »

$$\underbrace{\begin{pmatrix} \\ \boldsymbol{H} \\ \\ \end{pmatrix}}_{N_{grid}\times N_{type}} \begin{pmatrix} \\ \hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} \\ \\ \end{pmatrix} = \left.\begin{pmatrix} \\ \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}} \\ \\ \end{pmatrix}\right\} M \tag{II.1}$$

où :

— $\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}}$ [N×1] est le vecteur des sources en tout point du domaine pour tous types de sources (inconnue), pour le mode i, où N=$N_{grid} \times N_{type}$ et N_{type} est le nombre de types de sources, monopolaire, dipolaire, quadripolaire...

— $\hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}}$ [M×1] est le vecteur propre de $\mathbf{C}$ correspondant au mode i, calculé en Eq. (I.46),

— $\boldsymbol{H}$ [M×N] est la matrice de transfert représentant les diagrammes de rayonnement des N points de focalisation vers les M microphones.

Cette méthode comporte 5 étapes, décrites ci-dessous :

1) Décomposition de la matrice interspectrale établie en Eq.(I.44), en modes propres.
2) Calcul de la matrice de transfert à chaque point de la grille et pour chaque type de source considéré.
3) Calcul de la cartographie initiale des sources en utilisant la régularisation de Tikhonov.
4) Réduction de la taille du vecteur source (méthode itérative IRLS, voir Chap. I4.4) en supprimant les termes de plus faible amplitude (cette étape n'est pas utilisée si la zone de focalisation est réduite à la surface des sources).

5) Génération de la cartographie finale des sources de bruit, comme la somme des carrés des amplitudes des sources (en Pa ou en dB) trouvées pour chaque type de source et chaque mode considéré.

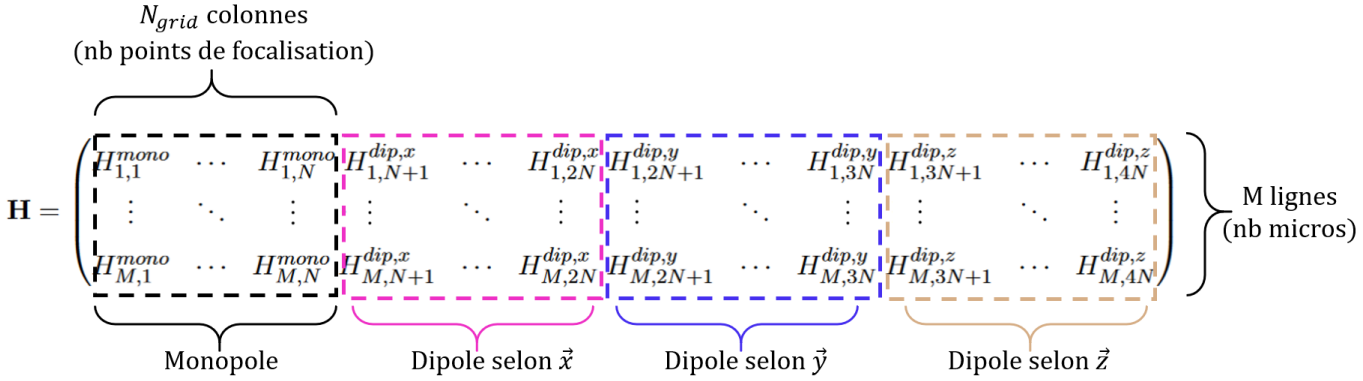
La méthode est résumée dans le diagramme Fig. II.10, et les étapes qui diffèrent de la version du GIB proposéee par Suzuki sont présentées dans la suite de ce chapitre. La résolution des équations reste la même, la principale différence étant que dans le cas où les sources sont distribuées sur la surface des objets étudiés, les itérations IRLS ne sont pas nécessaires.

2.1 Définition de la matrice de transfert

La matrice $\boldsymbol{H}$ de taille $[M \times N]$ comporte les fonctions de transfert entre les sources et les microphones, donc ses composantes $H(\boldsymbol{r}, \omega)$ sont les fonctions de Green entre la source n, et le microphone m, $m = 1, ..., M$, $n = 1, ..., N$, présentées en Eq. (I.28). $\boldsymbol{r}$ est le vecteur qui va des points-sources n aux microphones m,. En trois dimensions, les quatre types de sources considérées sont : le monopôle, et trois types de dipôles orientés selon trois directions orthogonales (x, y, z) :

$$\begin{cases} H^{mono}(\boldsymbol{r}, \omega) = \dfrac{e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}}{4\pi|\boldsymbol{r}|}, \\ H^{dip,x}(\boldsymbol{r}, \omega) = \dfrac{ik_0}{4\pi|\boldsymbol{r}|} \dfrac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_x}{|\boldsymbol{r}|} \, e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}, \\ H^{dip,y}(\boldsymbol{r}, \omega) = \dfrac{ik_0}{4\pi|\boldsymbol{r}|} \dfrac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_y}{|\boldsymbol{r}|} \, e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}, \\ H^{dip,z}(\boldsymbol{r}, \omega) = \dfrac{ik_0}{4\pi|\boldsymbol{r}|} \dfrac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_z}{|\boldsymbol{r}|} \, e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}, \end{cases} \tag{II.2}$$

où $\check{\boldsymbol{r}}$ correspond au vecteur $\boldsymbol{r}$ corrigé lorsqu'il y a présence d'un écoulement dans la veine d'essai (voir Chap. I.1.1.2), k_0 le nombre d'ondes $k_0 = \omega/c_0$, et $\boldsymbol{e}_x$, $\boldsymbol{e}_y$, and $\boldsymbol{e}_z$ sont les vecteurs orientés selon la direction des dipôles considérés. Un dipôle qui n'est pas orienté selon un des axes x, y ou z sera une combinaison linéaire des 3 types de dipôles pré-définis. Ainsi, il est possible de retrouver un dipôle d'orientation quelconque dans l'espace. La matrice $\boldsymbol{H}$ est de taille $[M \times (N_{type}.N_{grid})]$, N_{type} étant le nombre de types de sources considéré (pour la méthode GIB, en 3D $N_{type} = 4$, alors qu'en 2D $N_{type} = 3$). Cette matrice de transfert est présentée ci-dessous :



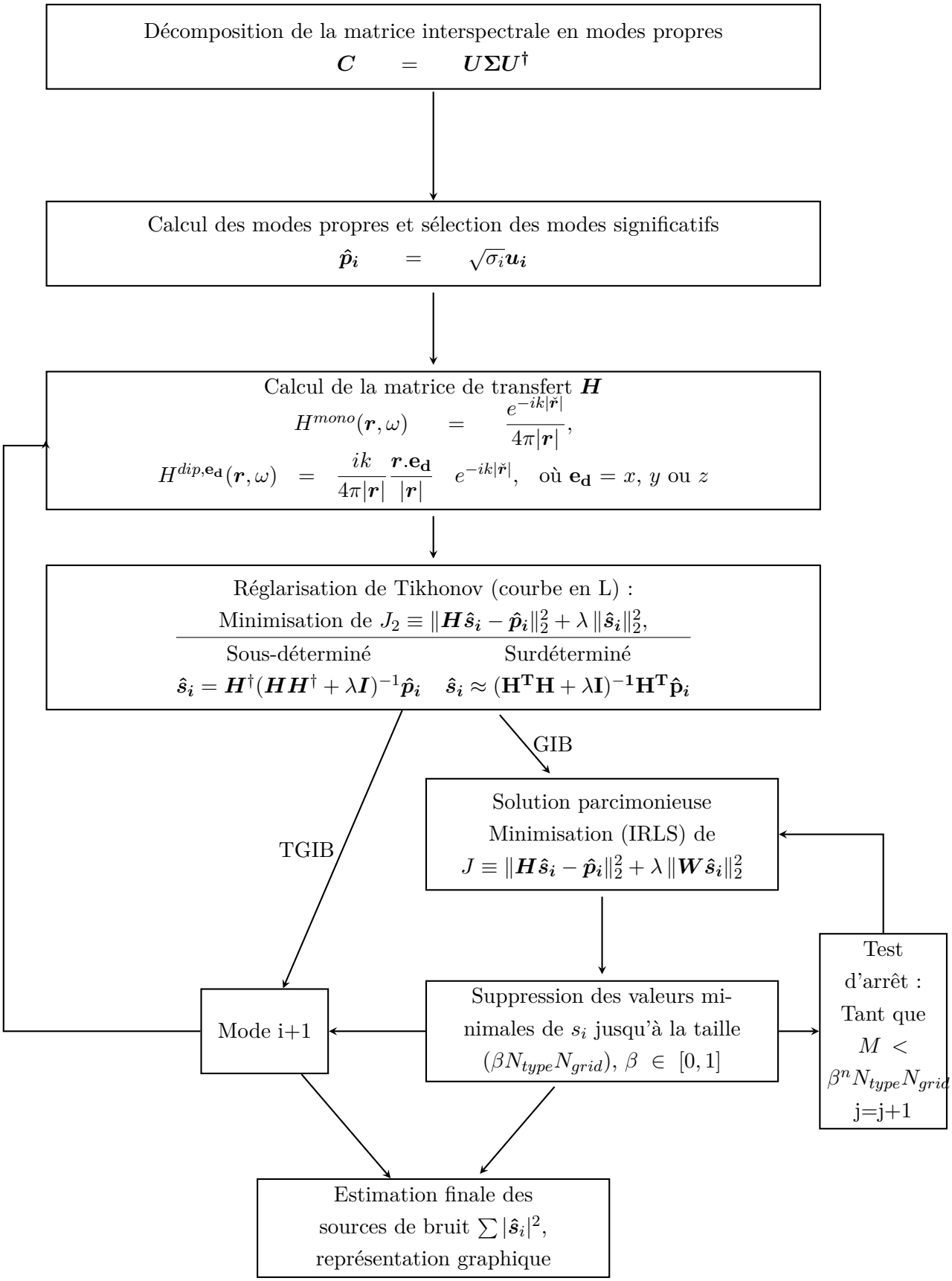


FIGURE II.10 – Diagramme comportant les principales étapes de la technique GIB

2.2 Facteurs de correction dipolaires

L'étape itérative (algorithme IRLS) du GIB consiste à éliminer les sources de plus faible amplitude reconstruites au niveau de l'antenne. Or, les dipôles et les monopôles ne rayonnent pas avec la même efficacité, ni de la même manière à chaque pan d'antenne (et selon l'orientation du dipôle, celui-ci ne sera pas perçu avec le même niveau selon la position de chaque pan d'antenne, donc il est nécessaire de calculer un facteur de correction d'amplitude d'un dipôle rayonné (par rapport à un monopôle et entre les différents dipôles), pour ne pas supprimer des sources réelles qui seraient simplement moins intenses une fois rayonnées à l'antenne. Ainsi, pour chacun des quatre pans d'antennes, un facteur de correction est calculé pour chaque type de source.

Ce facteur de correction correspond au rapport de l'amplitude de la somme sur l'ensemble des M microphones, des fonctions de transferts monopolaires par rapport aux trois fonctions de transferts dipolaires, et cela pour un seul point source $\boldsymbol{r}_n$ situé au centre du domaine de focalisation (Figure II.11).

$$c_{e_d}^2 = \frac{\sum_{m=1}^{M_{pan}} |\boldsymbol{H}^{mono}|^2}{\sum_{m=1}^{M_{pan}} |\boldsymbol{H}^{dip,e_d}|^2}, \tag{II.3}$$

où $e_d = [x, y, z]$, et M_{pan} correspond au nombre de microphones sur l'un des pans de l'antenne. En utilisant les fonctions de transferts de l'Eq. (II.2), ce facteur de correction dépend de la géométrie de l'antenne et de la distance de celle-ci par rapport à la source : il est proportionnel à la distance source-antenne, et inversement proportionnel au rayon d'ouverture de l'antenne. Dans la référence [134], ce facteur est calculé tel que : $c_{e_d} = \frac{r_{MC}}{k_0 r_{\text{aper}}}$, où r_{MC} est la distance source-centre de l'antenne, et r_{aper} le rayon d'ouverture de l'antenne. Il est donc indépendant de l'orientation du dipôle considéré, ce qui, dans notre cas en 3D est problématique : les dipôles retrouvés peuvent être perpendiculaires à l'antenne (c_{e_d} est plus faible dans ce cas-là).

Le Tableau en Fig. II.12 nous indique les facteurs de corrections calculés pour les différents plans de l'antenne. Le coefficient de correction pour un dipôle orthogonal à l'antenne est quasiment égal à 1, donc un dipôle qui rayonne dans la direction de l'antenne a moins besoin d'être amplifié par le facteur de correction qu'un dipôle rayonnant orthogonalement à celle-ci. A amplitude égale au niveau de la source, ce coefficient permet donc de reconstruire celle-ci avec la même intensité, quelle que soit sa directivité.

Cette partie de l'algorithme est utilisée seulement si l'on répartit les sources potentielles dans un volume (GIB), et non sur la surface des objets considérés (TGIB). La raison de ce choix est que lorsqu'on utilise la technique TGIB, il n'y a pas de suppression des sources lors des itérations. On garde toutes les sources. Ainsi, il n'y a pas de risque que la différence de rayonnement aux antennes altère nos résultats. De plus, on n'utilise que des fonctions de transfert dipolaires dans la méthode TGIB, par soucis de simplicité et car nous savons que les sources recherchées sont dipolaires dans le cadre de nos expériences.

Donc si l'on effectue une estimation volumétrique, les fonctions de transferts dipolaires explicitées en Eq. (II.2) sont multipliées par c_{e_d}.

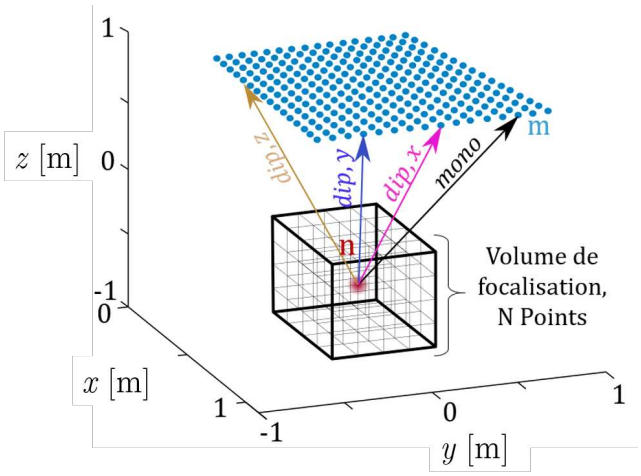
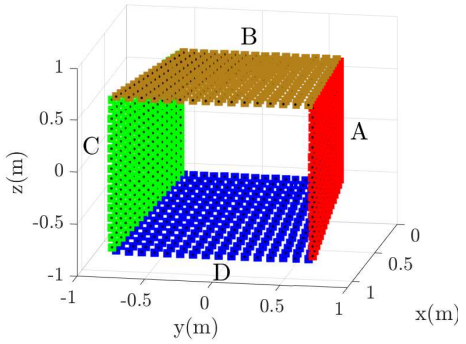


FIGURE II.11 – Schema pour le choix des paramètre c_x, c_y et c_z : un volume de focalisation est présenté, avec les quatre types de rayonnements élémentaires du dictionnaire de la méthode GIB. Les points bleus représentent les microphones d'une antenne plane.



Antenne	c_{e_d}		
	c_x	c_y	c_z
Partie A	2.7	1.1	2.7
Partie B	2.7	2.4	1.1
Partie C	2.7	1.1	2.7
Partie D	2.7	2.4	1.1

FIGURE II.12 – Gauche : représentation des quatre plans de l'antenne en couleurs. Droite : facteur de correction de fonctions de transferts dipolaires.

2.3 Choix du paramètre de régularisation

Pour trouver le "coin" de la courbe en L évoquée au Chap. I, il existe plusieurs méthodes [58, 54] qui consistent à trouver la courbure maximale de cette courbe en L. Ici, la méthode utilisée est celle du triangle [27]. Le rayon de courbure est calculé en mesurant le rayon et le centre circonscrit au triangle ABC, où ABC sont trois points successifs (le point considéré, et le point d'avant et d'après) de notre courbe en L . Ainsi, le point qui correspond au triangle ABC le moins obtus est celui qui sera utilisé pour le paramètre λ. Un exemple de courbe en L calculée lors de nos expériences est illustrée en Fig. II.13.

Pour des données expérimentales, il est observé qu'un paramètre de régularisation plus grand est nécessaire seulement dans des cas simulés. Cette différence est due au niveau de bruit élevé dans les cas réels, ce qui nécessite davantage de régularisation.

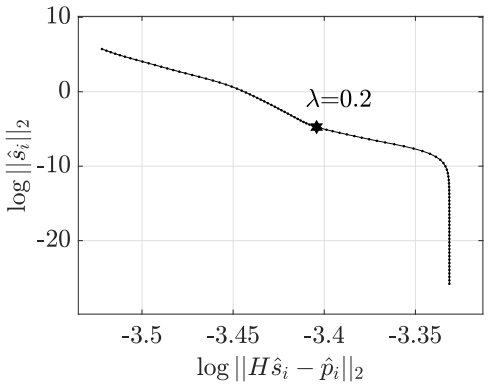


FIGURE II.13 – Courbe en L pour un cas expérimental (cylindre circulaire de diamètre d =6 mm). La valeur finale du paramètre de régularisation calculée λ est indiquée par une étoile.

2.4 Reconstruction 3D des sources

Une fois que le vecteur source final est calculé, il s'agit de déterminer pour chaque source restante s'il s'agit d'un monopôle ou d'un dipôle, puis, s'il s'agit d'un dipôle, de définir son orientation. Pour cela, nous nous appuierons sur les coordonnées indiquées sur le schéma en Fig. II.14. Le point O correspond à la position de la source, et $\boldsymbol{D}$ est un vecteur pointant l'orientation du dipôle. Le vecteur $\hat{\boldsymbol{s}}$ est composé de trois composantes, $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,x}$, $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,y}$ et $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,z}$. On note en coordonnées sphériques, θ l'azimut, et φ l'élévation. Ainsi, $0 \leq \theta \leq 2\pi$ et $0 \leq \varphi \leq \pi$.

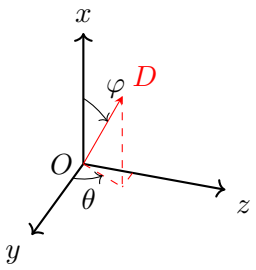


FIGURE II.14 – Schéma des coordonnées du problème. Les flèches rouges indiquent la direction du dipôle. Sa base est à la position de la source, et sa longueur représente son amplitude.

Les trois composantes s'écrivent, en théorie :

$$\begin{cases} \hat{s}_i^{dip,x}(x) = \|\boldsymbol{D}\| e^{i\phi} \cos(\varphi), \\ \hat{s}_i^{dip,y}(y) = \|\boldsymbol{D}\| e^{i\phi} \sin(\varphi)\cos(\theta), \\ \hat{s}_i^{dip,z}(z) = \|\boldsymbol{D}\| e^{i\phi} \sin(\varphi)\sin(\theta), \end{cases} \tag{II.4}$$

où ϕ est la phase du dipôle. Le problème est que lorsque $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,x}$, $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,y}$ et $\hat{\boldsymbol{s}}^{dip,z}$ sont calculés, ces trois composantes sont vues comme des degrés de libertés indépendants par la méthode inverse,

numériquement : il n'y a donc pas de condition d'égalité sur la phase des trois composantes, ni sur $\|\boldsymbol{D}\|$. Ces paramètres ne sont donc en réalité pas équivalents sur chaque type de source, et les trois composantes s'écrivent plutôt :

$$\begin{cases} \hat{s}_i^{dip,x}(x) = \|\boldsymbol{D}_x\| e^{i\phi_x} \cos(\varphi), \\ \hat{s}_i^{dip,y}(y) = \|\boldsymbol{D}_y\| e^{i\phi_y} \sin(\varphi)\cos(\theta), \\ \hat{s}_i^{dip,z}(z) = \|\boldsymbol{D}_z\| e^{i\phi_z} \sin(\varphi)\sin(\theta), \end{cases} \tag{II.5}$$

où ϕ_x, ϕ_y et ϕ_z sont les phases du dipôle calculées dans les 3 directions. C'est pourquoi lorsque l'azimut et l'élévation sont calculées, il y a une possible erreur due à ce déphasage. Comme il est nécessaire par la suite de calculer une arctangente (pour calculer θ), le quotient $\hat{s}_i^{dip,z}/\hat{s}_i^{dip,y}$ doit être réel. Donc, pour cela, seule la partie réelle des vecteurs s^{dip} est prise en compte pour réduire les chances d'erreurs, présentes principalement sur la phase. L'azimuth et l'élevation sont donc calculées comme suit, en un point de la grille :

$$\begin{cases} \theta = \tan^{-1}\left(\dfrac{\Re(\hat{\boldsymbol{s}}_i^{dip,z})}{\Re(\hat{\boldsymbol{s}}_i^{dip,y})}\right), \\ \varphi = \cos^{-1}\left(\dfrac{\Re(\hat{s}_i^{dip,x})}{\sqrt{(\hat{\boldsymbol{s}}_i^{dip,x})^2 + (\hat{\boldsymbol{s}}_i^{dip,y})^2 + (\hat{\boldsymbol{s}}_i^{dip,z})^2}}\right), \end{cases} \tag{II.6}$$

où $\Re$ désigne la partie réelle, et $\hat{\boldsymbol{s}}_i$ correspond à la solution au point considéré. Pour chaque mode, une fois l'azimut et l'élévation calculées pour chaque point de la grille de focalisation, si un dipôle est présent, il est représenté par un segment centré sur le point de focalisation (dont la taille correspond à l'amplitude de la source), et deux flèches à ses extrémités (montrant son orientation). Dans le TGIB, la phase à chaque mode propre est montrée par la couleur des flèches. Pour reconstruire la cartographie globale des sources, et non mode par mode, la valeur RMS des sources est calculée comme la somme des modes « significatifs ». Afin de définir ce que sont les modes significatifs, on introduit un seuil : il s'agit des modes dont la valeur propre correspond à au moins 1% de l'énergie totale des sources (donc de la somme des valeurs propres). Le nombre de modes retenus est noté M_{mod}.

$$\hat{\boldsymbol{s}}_{total} = \sqrt{\sum_{i=1}^{M_{mod}} |\hat{\boldsymbol{s}}_i|^2} \tag{II.7}$$

2.5 Matrice interspectrale des sources

Pour rappel, la matrice interspectrale $\boldsymbol{C}$ des microphones comporte les caractéristiques spatiales et spectrales du champ acoustique. Chaque valeur propre correspond à l'énergie d'un mode spatial et spectral présent dans le champ sonore. Dans cette section, on ne s'intéresse pas aux modes perçus aux microphones, mais aux modes des sources directement. En effet, ce qui nous intéresse, c'est que la matrice interspectrale des sources comporte les relations statistiques entre les différentes sources. Pour rappel, pour tout ω, l'Eq. (I.47) se décompose tel que :

$$\boldsymbol{H}\hat{\boldsymbol{s}}_{\boldsymbol{i}} = \hat{\boldsymbol{p}}_{\boldsymbol{i}} = \sqrt{\sigma_i}\boldsymbol{u}_{\boldsymbol{i}} \tag{II.8}$$

Il existe M modes propres $\{\boldsymbol{u_i}, \sigma_i\}$ qui peuvent être classés de manière décroissante selon l'amplitude de leur valeur propre σ_i. Une valeur propre d'un mode nous indique l'énergie moyenne de ce mode.

Le calcul de la matrice interspectrale de l'antenne est le suivant :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{C} &= \overline{\hat{\boldsymbol{p}}\hat{\boldsymbol{p}}^\dagger} \\ &= \sum_i \sigma_i \boldsymbol{u_i} \boldsymbol{u_i^\dagger} \\ &= \sigma_1 \boldsymbol{u_1} \boldsymbol{u_1^\dagger} + \sigma_2 \boldsymbol{u_2} \boldsymbol{u_2^\dagger} + ... + \sigma_M \boldsymbol{u_M} \boldsymbol{u_M^\dagger} \end{aligned} \tag{II.9}$$

où M est le nombre de microphones. De même, il est possible de calculer la matrice interspectrale des sources :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{C}_{\text{src}} &= \overline{\hat{\boldsymbol{s}}\hat{\boldsymbol{s}}^\dagger} \\ &= \sum_i \hat{\boldsymbol{s}}_i \hat{\boldsymbol{s}}_i^\dagger \\ &= \hat{\boldsymbol{s}}_1 \hat{\boldsymbol{s}}_1^\dagger + \hat{\boldsymbol{s}}_2 \hat{\boldsymbol{s}}_2^\dagger + ... + \hat{\boldsymbol{s}}_N \hat{\boldsymbol{s}}_N^\dagger \end{aligned} \tag{II.10}$$

En fait, ces deux matrices sont reliées de la façon suivante :

$$\begin{aligned} \boldsymbol{C} &= \sum_i \boldsymbol{u}_i \sigma_i \boldsymbol{u}_i^\dagger \\ &= \sum_i \hat{\boldsymbol{p}}_i \hat{\boldsymbol{p}}_i^\dagger \\ &= \sum_i \boldsymbol{H} \hat{\boldsymbol{s}}_i \hat{\boldsymbol{s}}_i^\dagger \boldsymbol{H}^\dagger \\ \text{soit } \boldsymbol{C} &= \boldsymbol{H} \boldsymbol{C}_{\text{src}} \boldsymbol{H}^\dagger \end{aligned} \tag{II.11}$$

Cependant, de cette manière-là, les $\hat{\boldsymbol{s}}_i$ ne sont pas nécessairement orthogonaux, car ce n'est pas une condition imposée dans les sources retrouvées du GIB/TGIB. Mais, il est possible de réeffectuer une décomposition en modes propres de $\boldsymbol{C}_{\text{src}}$, pour obtenir des modes SPOD (Spectral Proper Orthogonal Decomposition) orthogonaux :

$$\boldsymbol{C}_{\text{src}} = \sum_i \hat{\S}_i \hat{\S}_i^\dagger \tag{II.12}$$

où les $\hat{\S}_i$ sont des modes POD spatiaux orthogonaux.

Pour illustrer ces calculs, on prend l'exemple d'un cylindre de section circulaire, à la fréquence de sifflement. L'histogramme de la répartition en énergie des différents modes (aux microphones en noir et après rétropropagation en blanc) est présenté en Fig. II.15. La différence entre l'énergie aux microphones et aux sources reconstruites s'explique par le fait qu'en réalité, il n'y a pas égalité exacte entre $\boldsymbol{C}$ et $\sum_i \sigma_i \boldsymbol{u_i} \boldsymbol{u_i^\dagger}$, à cause de la régularisation. Pour retrouver l'amplitude moyenne de la source, la trace de cette matrice interspectrale est calculée :

$$tr(\overline{pp^\dagger}) = tr(H\hat{s}_1\hat{s}_1^\dagger H^\dagger) + tr(H\hat{s}_2\hat{s}_2^\dagger H^\dagger) + ... + tr(H\hat{s}_i\hat{s}_i^\dagger H^\dagger) \tag{II.13}$$

Cette décomposition donne lieu, grâce aux calculs du TGIB, à la représentation spatiale montrée en Fig. II.16 (gauche). Ces figures représentent l'amplitude de chaque mode $|\hat{\boldsymbol{s}}_i|$ sur

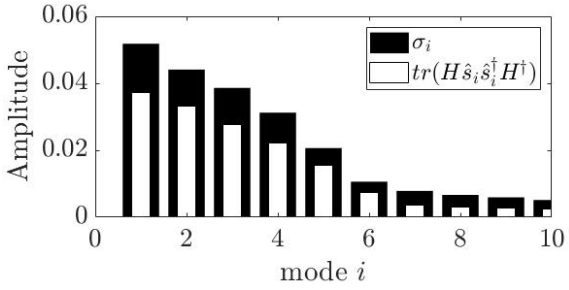


FIGURE II.15 – Histogramme de la répartition de l'énergie des sources sur les différents modes, pour un cylindre sifflant (à 1600 Hz) de 6mm de diamètre. En noir les valeurs propres de la matrice interspectrale à l'antenne, et en blanc les valeurs propres de la matrice interspectrale des sources (après rétropropagation).

l'axe de l'envergure du cylindre y. On remarque que ces modes ressemblent à des sinusoïdes. Si l'on trace maintenant les modes spatiaux après redécomposition en modes propre de la matrice interspectrale des sources (Fig. II.16, à droite), on observe de même des sinusoïdes. Alors, on peut en déduire que les formes de modes sinusoïdaux sont dues au fait qu'on calcule en fait des modes POD d'un champ statistiquement homogène en y [14].

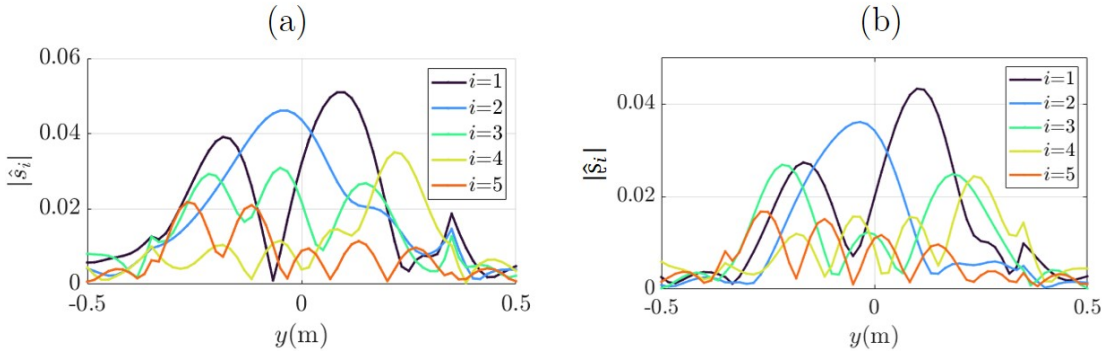


FIGURE II.16 – Modes spatiaux (a) $\hat{s}_i$ issus de la méthode inverse et (b) $\hat{\S}_i$ issus de la décomposition en modes propres orthogonaux de C_{src}.

2.6 Représentation du niveau

Lorsque l'on reconstruit une source de bruit, on cherche à retrouver d'une part sa localisation, et d'autre part son niveau. Cependant, le niveau d'une source peut être défini de plusieurs manières : par celui capté à un micro de référence, ou celui reconstruit à la source. Le plus sûr est de déterminer son niveau à un microphone de référence, puisque c'est une des données du problème initial. Cependant, pour vérifier que la technique GIB et le CBF retrouvent le même niveau à la source, il s'agit ici de comparer le niveau d'une source monopolaire, avec ces deux algorithmes. Les étapes pour la comparaison sont illustrées en Fig. II.17.

Le GIB consiste à supprimer des sources lors des itérations de la méthode (IRLS), tout en replaçant l'énergie des sources supprimées sur les sources restantes. Ainsi, l'énergie de la somme

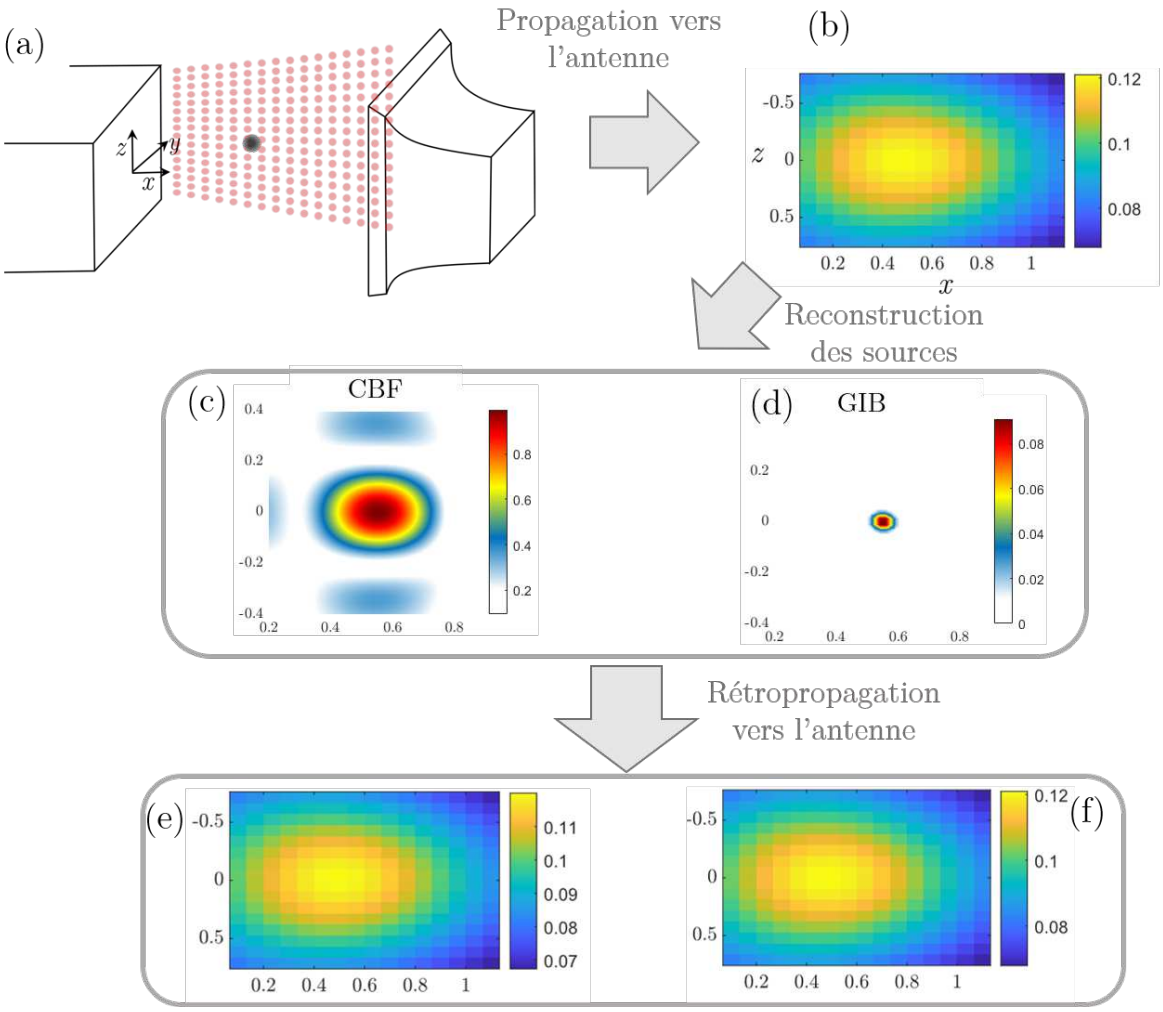


FIGURE II.17 – Diargamme d'explication sur le niveau d'une source monopolaire simulée d'amplitude 1, estimée à une fréquence d'analyse de 1000 Hz avec le GIB et le CBF. (a) illustration de la simulation, (b) matrice interspectrale aux microphones, (c) cartographie obtenue avec le CBF, (d) cartographie obtenue avec le GIB, (e) matrice interspectrale rétropropagée aux microphones après estimation de la source avec le CBF, (f) matrice interspectrale rétropropagée aux microphones après estimation de la source avec le GIB.

des sources reste constante, mais le GIB donne une cartographie de sources de valeur RMS de plus en plus élevée au fil des itérations. Cependant, à l'issue du processus itératif, en rétropropageant l'ensemble des points sources trouvés dans le domaine de focalisation vers l'antenne, on peut vérifier si l'amplitude aux microphones est la bonne.

A l'inverse, l'estimation faite par la méthode CBF présente un maximum local à l'emplacement de chaque source, conditionné par le lobe principal de la PSF. On vérifie que les cartographies rétropropagées aux microphones donnent le même résultat pour le CBF et le GIB : prenons pour exemple un monopôle simulé, émettant un bruit large bande d'amplitude 1. La cartographie de bruit captée par les microphones (correspondant à la diagonale de la matrice interspectrale) donne une amplitude maximale de 0,12 au niveau des microphones de l'antenne, ce qui correspond à $A_{max} = 1/(4\pi r_{min}) \approx 0,12$.

En traçant ensuite la cartographie obtenue avec le CBF, on remarque qu'on retrouve l'amplitude à la source (de valeur 1). En revanche, l'amplitude à la source donnée par le GIB est beaucoup plus faible. Ensuite, on rétro-propage les signaux sources obtenus vers l'antenne, de la manière suivante. Pour le beamforming conventionnel, on rétro-propage le point d'amplitude maximale. Pour le GIB, on doit rétro-propager l'ensemble des points d'amplitude non nulle du vecteur source $\hat{s}$. En rétro-propageant le signal du CBF et du GIB sur l'antenne, on observe que l'amplitude retrouvée aux microphones est la même que celle du départ.

Lorsque l'on montrera des résultats dans la suite, les amplitudes aux microphones seront données modes par modes dans un histogramme, et non sur la cartographie finale, par soucis de clarté. Le niveau moyen reçu à l'antenne sera noté au-dessus de cet histogramme, en dB.

3 Conclusion du chapitre

Le dispositif expérimental utilisé dans la suite de cette thèse a été détaillé dans ce chapitre. L'aspect tridimensionnel de l'antenne MégaMicros nous permettra, dans les chapitres suivants, d'identifier des sources acoustiques et d'apprécier leur caractère 3D. Les six configurations choisies peuvent être regroupées en deux catégories : trois d'entre elles présentent un rayonnement déjà documenté dans la littérature (source profilée, profil d'aile, cylindre droit), tandis que les trois autres (cylindre incliné par rapport à la symétrie de l'antenne, cylindres croisés, cylindre courbé en forme d'anneau) sont plus originales et posent des défis en termes d'identification de sources. Ces dernières permettent de mettre en lumière l'intérêt des méthodes inverses développées. Ces deux catégories d'obstacles seront analysées dans deux chapitres distincts.

Les deux méthodes inverses : GIB et TGIB, seront mises à profit dans les chapitres suivants, mais à des fins différentes. La technique GIB permet de localiser des sources acoustiques dans un volume si l'on ne connaît pas précisément où est situé l'obstacle étudié. En revanche, la méthode TGIB permet d'estimer plus en détail la structure du rayonnement à la surface des obstacles étudiés, lorsque l'on connaît leur emplacement.

Chapitre III

Evaluation des méthodes inverses sur des structures simples

Sommaire

1 Localisation de sources simulées 66
1.1 Dans un plan 66
1.1.1 Monopôles et dipôles 66
1.1.2 Quadripôles 67
1.2 Dans un volume 69
2 Expériences en soufflerie 70
2.1 Sources localisées 70
2.1.1 Source profilée 70
2.1.2 Profil d'aile NACA0012 72
2.2 Sources distribuées : cas du cylindre 76
2.2.1 Estimation par méthode CBF et GIB 77
2.2.2 Estimation de la méthode TGIB 78
2.2.3 Erreur sur l'estimation 78
2.2.4 Influence de la définition de la grille de focalisation 79
3 Conclusion du chapitre 81

Ce chapitre a pour objectif, dans un premier temps, d'appliquer les méthode inverses (GIB, TGIB) dans des cas simples pour validation et comparaison aux résultats de Suzuki [134], et de montrer les avantages à utiliser celle-ci plutôt que du beamforming conventionnel. Dans un second temps, sera abordée la manière d'adapter cette méthode à notre installation expérimentale, et des résultats expérimentaux tridimensionnels sur des structures simples seront présentés.

1 Localisation de sources simulées

1.1 Dans un plan

1.1.1 Monopôles et dipôles

Avant d'utiliser l'antenne MégaMicros, la méthode est évaluée dans des cas déjà réalisés par Suzuki (2011) [134]. Ces cas sont reproduits et présentés dans la Figure III.1. Afin de garantir des conditions expérimentales comparables, l'antenne utilisée dans cette étude préliminaire est de la forme "underbrink" [138]. Constituée de 60 microphones, elle se caractérise par la présence de 6 sous-brins de microphones disposés en spirale.

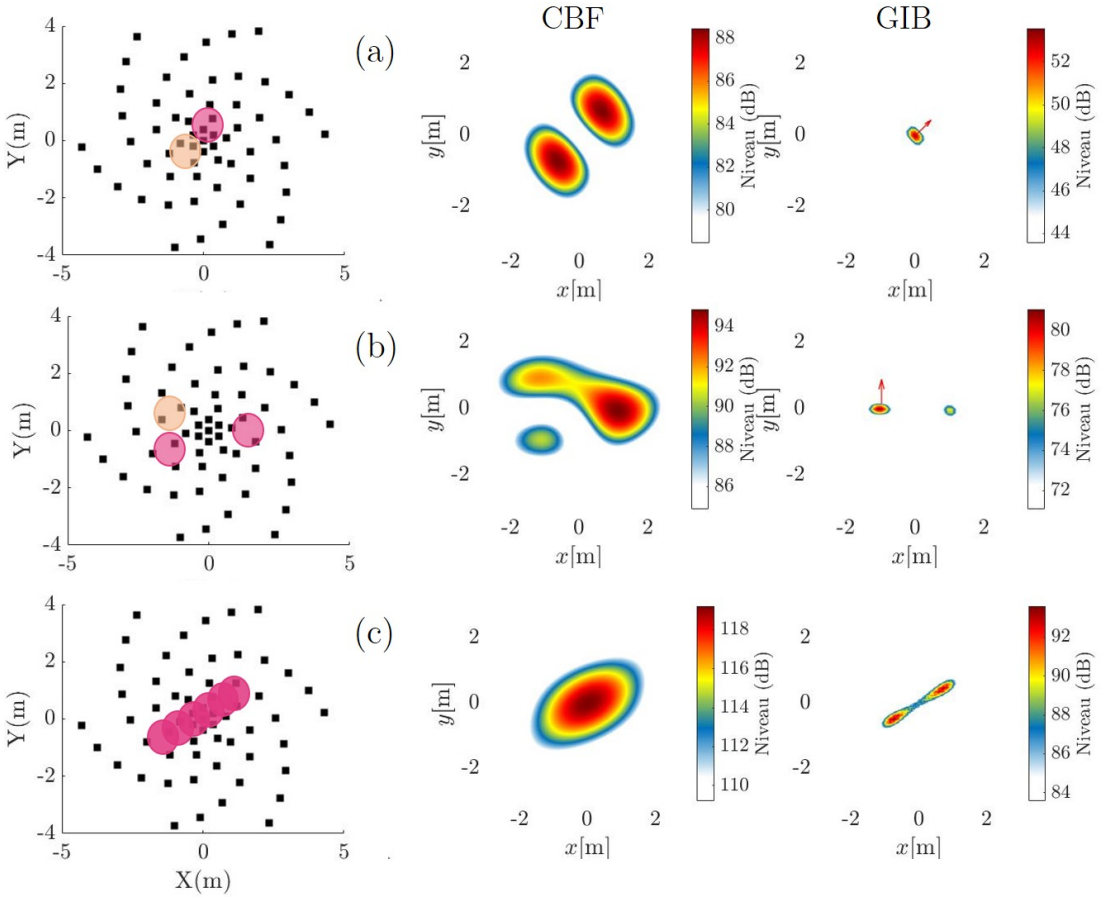


FIGURE III.1 – Estimation de différentes sources simulées : (a) un dipôle ; (b) un dipôle et un monopôle ; puis (c) une distribution de monopôles. La 1ère colonne indique l'emplacement des sources simulées (les ronds orange et rose montrent la position des sources simulées et le fait qu'elles soient en phase ou en opposition de phase entre elles) ; la 2ème colonne montre les résultats par la méthode CBF ; la 3ème colonne correspond aux résultats par la méthode GIB. Les flèches rouges indiquent l'orientation estimée des dipôles lorsque nécessaire.

Trois cas différents sont reproduits : le premier (a) est un dipôle selon une direction qui comporte une composante selon x et une selon y. Ce cas permet de montrer que la combinaison linéaire des deux types de dipôles permet d'estimer correctement l'orientation d'un dipôle simulé, quelle que soit celle-ci. Le deuxième cas (b) est composé d'un dipôle orienté selon l'axe y, et d'un

monopôle. Ainsi, le c_{e_d} (facteur de correction dipolaire) présenté au Chap. I.2.2 permet ici de toujours retrouver les deux types de sources (monopôle et dipôle), sans que l'une des deux ne soit supprimée au fil des itérations IRLS. A noter que si l'on itère jusqu'à ce qu'il ne reste qu'une seule source, le monopôle ou le dipôle sera forcément supprimé. Mais cet exemple illustre l'avantage d'utiliser la méthode GIB plutôt que le CBF : la possibilité de pouvoir estimer simultanément plusieurs types de sources est bien confirmée. Le troisième cas (c) est calculé en considérant 25 monopôles identiques, disposés selon une diagonale privilégiée entre les axes x et y. Ici, les sources sont localisées avec une meilleure résolution lors de l'utilisation de la méthode GIB, par rapport au CBF.

En conclusion, grâce à la méthode GIB, nous parvenons à localiser avec une meilleure précision les sources ainsi que l'orientation des dipôles, comparativement au CBF. Il convient de noter que les niveaux des sources correspondent à ceux des sources simulées. Cependant, comme abordé dans la Section II.2.6, il est important de souligner que les niveaux affichés ne sont pas calculés de la même manière pour les méthodes GIB et CBF.

Cette analyse préliminaire nous assure que la méthode est efficace pour l'antenne Underbrink sur des grilles de focalisation 2D, et qu'elle pourrait être généralisée à d'autres types d'antennes (comme l'antenne MégaMicros, qui sera celle utilisée dans la suite du manuscrit).

1.1.2 Quadripôles

Une des perspectives de la méthode GIB serait de pouvoir discriminer les multipôles d'ordres supérieurs aux dipôles. Afin d'évaluer le comportement de l'algorithme GIB dans le cas où ce type de source apparaîtrait, sont ajoutés au dictionnaire le quadripôle latéral, puis le quadripôle longitudinal. Dans ce paragraphe, l'antenne utilisée sera non plus l'antenne Underbrink, mais le pan A de l'antenne MégaMicros.

Afin de pouvoir discriminer un quadripôle, la fonction de transfert correspondante (définie en Eq. I.23) est ajoutée au dictionnaire de l'algorithme GIB. Pour ce faire, un bloc de $[N_{grid} \times M]$ composantes comportant ces fonctions de transferts est ajouté à matrice $\boldsymbol{H}$.

Quadripôle latéral :
En simulant un quadripôle latéral au point $(0, 0)$, le CBF discrimine quatre monopôles (voir Fig. III.2(a)), correspondant aux quatres lobes du quadripôle simulé. En ce qui concerne la technique GIB, si son dictionnaire ne possédait que les types (monopôle et dipôle selon x ou y), il retrouverait soit quatre monopôles, soit deux dipôles. Mais puisqu'on a ajouté au dictionnaire le quadripôle latéral, c'est celui-ci qui est discriminé après itérations IRLS.

Quadripôle longitudinal :
On génère désormais une source quadripolaire longitudinale. De façon analogue au quadripôle latéral, si le dictionnaire du GIB ne comporte que des dipôles et des monopôles, le type de source retrouvé sera est soit un monopôle, soit deux dipôles. Cependant, si l'on ajoute au dictionnaire de l'algorithme une solution de référence qui correspond à un quadripôle longitudinal de la bonne orientation, alors on discrimine bien le quadripôle en son centre (Fig. III.3) après itérations.

En conclusion, il est possible de localiser des sources quadripolaires longitudinales et latérales en utilisant l'algorithme GIB. En revanche, si l'on ajoute pas la solution de référence

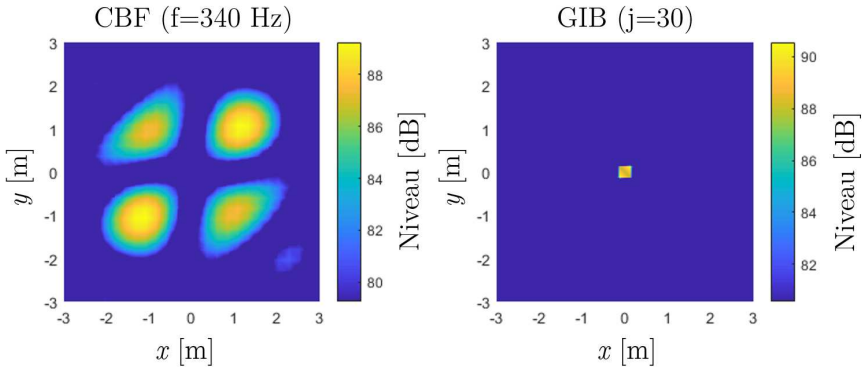


FIGURE III.2 – Estimation d'un quadripôle latéral avec les algorithmes CBF et GIB, à une fréquence de f =340 Hz, en imposant une source quadripolaire latérale au point (0,0). Le nombre d'itérations est de $j = 30$.

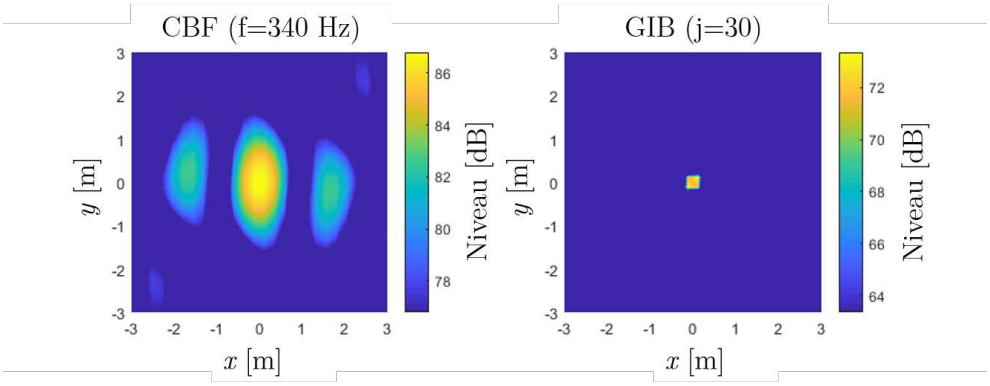


FIGURE III.3 – Estimation d'un quadripôle longitudinal avec les algorithmes CBF et GIB, à une fréquence de f =340 Hz, en imposant une source quadripolaire longitudinale au point (0,0). Le nombre d'itérations est de $j = 30$.

correspondante dans l'algorithme, celui-ci retrouve systématiquement deux dipôles (au lieu d'un quadripôle). Les limites de l'ajout de types de sources quadripolaires dans l'algorithme se situent dans le nombre de quadripôles requis dans la banque de solutions de références pour pouvoir discriminer l'ensemble des quadripôles d'orientation quelconque (dans la base, il faudrait 3 quadripôles latéraux, et deux quadripôles longitudinaux, donc en tout 5 types de sources supplémentaires). De plus, l'amplitude devra être pondérée par un terme de compensation (analogue à c_{e_d}) pour qu'elle soit identifiée à une amplitude comparable à celle des monopôles et dipôles. Finalement, l'augmentation de la dimension de la matrice $\boldsymbol{H}$ et de la complexité de l'algorithme n'est pas justifiée par le besoin d'identifier des quadripôles, du fait que ce type de sources n'est pas pertinente pour l'analyse du bruit d'obstacle en écoulement. Pour toutes ces raisons, finalement cette option de rajout de sources quadripolaires ne sera pas retenue pour la suite.

1.2 Dans un volume

Maintenant que la méthode GIB a été validée en 2D, il est temps d'estimer ses capacités dans un domaine volumétrique. A cet effet, l'antenne utilisée est l'antenne MégaMicros dans sa totalité (voir Fig. II.12).

Dans un premier temps, il est nécessaire d'analyser le comportement du GIB dans un volume de focalisation, en simulant des sources. La grille de focalisation choisie est un cube de dimensions $0.8\,\mathrm{m}^3$, et les sources simulées sont uniformes, émettant un bruit large bande identique. Des exemples de résultats sont présentés en Fig. III.4 : il s'agit de distributions de deux puis neuf dipôles alignés selon l'axe x, avec une orientation variant en fonction de leur position sur cet axe. Les distribution de dipôles simulés sont illustrées en Fig. III.4(a,d). Les résultats obtenus par la méthode CBF sont ensuite affichés (b,e), suivis de ceux de la technique GIB (c,f). Ces calculs sont réalisés à une fréquence de 3000 Hz.

Les flèches noires indiquent l'orientation des sources dipolaires, et leurs origines (les points noirs) indiquent l'emplacement de chaque source. Le CBF retrouve des monopôles qui correspondent aux lobes des dipôles simulés. En revanche, la méthode GIB discrimine des dipôles à la bonne localisation, et avec une orientation précise à quelques degrés près (une étude plus détaillée des erreurs en amplitude et en orientation est présentée au Chap. IV).

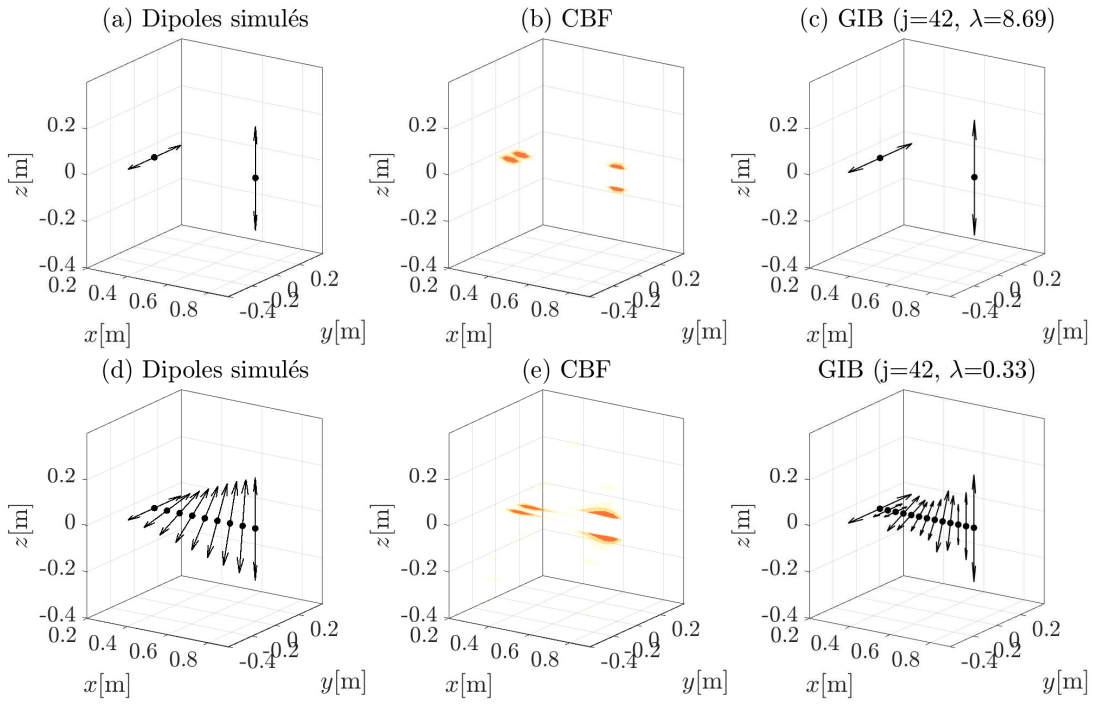


FIGURE III.4 – Simulations de sources dipolaires distribuées émettant un bruit large bande identique pour chaque source (a) deux dipôles orthogonaux espacés de $2\times\lambda_0$; (b) une distribution de 9 dipôles d'orientations variant dans l'espace, espacés de $\lambda_0/2$. Les estimations sont réalisées avec la méthode CBF (b,e) puis le GIB (c,f), pour deux configurations. La fréquence d'analyse est de 3000 Hz, l'antenne utilisée est l'antenne MégaMicros à 4 pans

En conclusion, ces simulations démontrent que la technique GIB permet d'identifier dans un volume des dipôles simulés présentant une variation spatiale d'orientation, ce qui constitue un

atout qui sera exploité expérimentalement dans la suite de cette thèse.

2 Expériences en soufflerie

Désormais, on s'intéresse à des sources de bruit expérimentales et non plus simulées. Dans cette section, les sources expérimentales étudiées sont : une source profilée, un profil d'aile, ainsi qu'un cylindre. Il est intéressant de les séparer en deux catégories : les sources localisées, et les sources distribuées spatialement.

2.1 Sources localisées

2.1.1 Source profilée

La première source analysée est une source profilée : une chambre de compression est installée dans un tube conique au sein d'un objet profilé en plastique [157]. Le tube conique débouche de la forme profilée par un orifice de diamètre 5 mm placé à l'extrémité de l'objet, qui est soutenu par un tube métallique de diamètre 20 mm. Cette source est conçue pour ne créer que très peu de bruit propre dans un écoulement d'air, car la forme de l'objet n'induit pas de turbulence. Ainsi, le bruit émis est issu du rayonnement de la chambre de compression via l'orifice, et on s'attend à une source de type monopolaire. La configuration de l'expérience est montrée en Fig. III.5. Cette source est soumise à un écoulement de 40 m/s pour les résultats présentés ci-dessous.

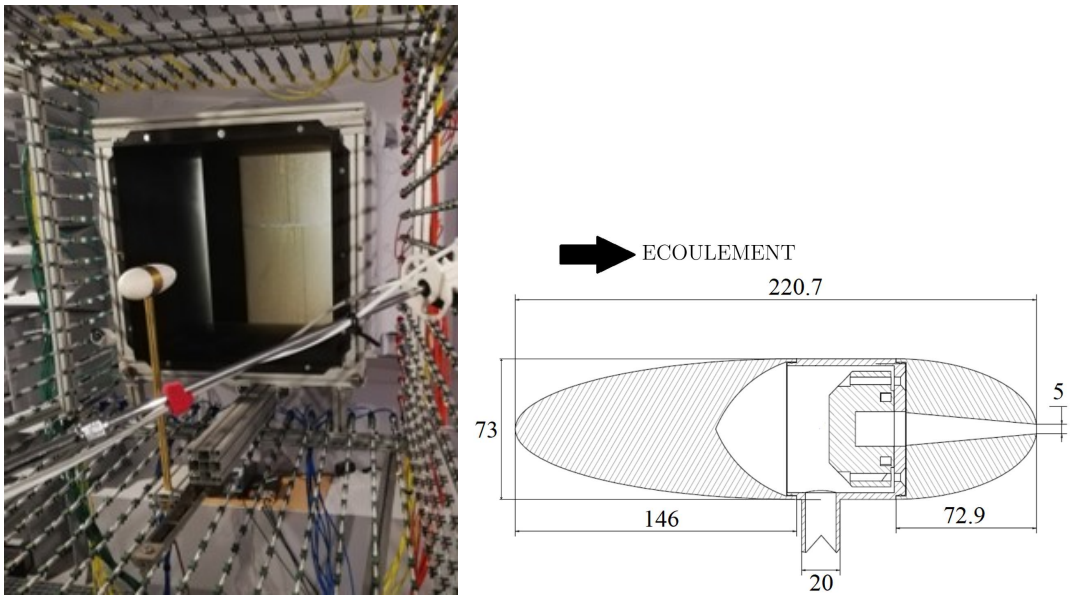


FIGURE III.5 – Gauche : Photo de la source profilée dans BETI. Droite : dessin technique en vue de coupe de la source profilée (mesures en mm). L'extrémité de droite sur le dessin est celle placée en aval (extrémité avec l'orifice).

La DSP (densité spectrale de puissance) ainsi que la répartition de l'énergie sur les modes propres (associés aux valeurs propres de la CSM, voir Section I.4) sont représentées dans la Fig. III.6(a). La DSP correspondant à la source profilée seule, sans écoulement, est tracée en

gris clair à des fins de comparaison. Cette courbe illustre simplement le bruit synthétique émis par la source, qui est large bande, mais présente des pics correspondant aux résonances du tube conique (à 2771 Hz en particulier). Lorsqu'un écoulement de 40 m/s est appliqué, la DSP présente une différence significative dans les basses fréquences : il s'agit du bruit induit par l'écoulement dans la soufflerie, ainsi que par le tube métallique (pic à f_0 =390 Hz). Il est en effet aisé de retrouver la fréquence de sifflement du cylindre en question au nombre de Strouhal, de valeur $St = 0.195$. Le son émis par la source profilée émerge du bruit de la soufflerie pour des fréquences supérieures à 2 kHz environ. La Fig. III.6(b) met en évidence la présence d'un seul mode significatif, ce mode-là sera tracé lors de l'estimation GIB.

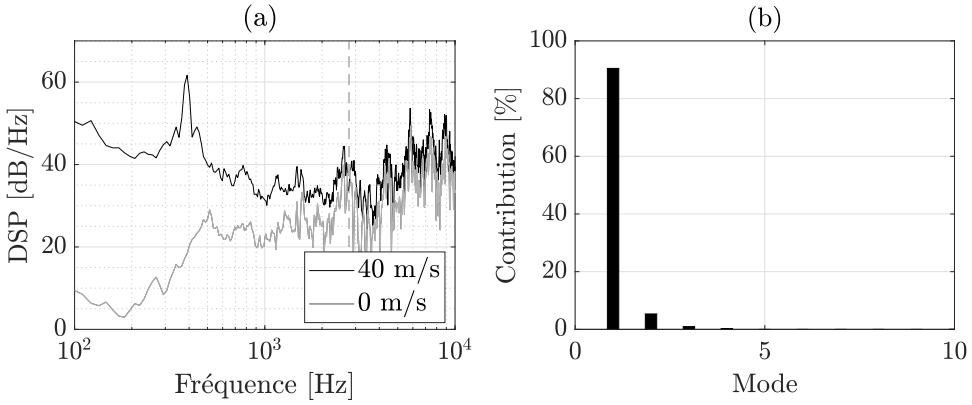


FIGURE III.6 – (a) DSP pour un source profilée placée dans la veine d'essai, avec une vitesse d'écoulement de U_∞= 40 m/s (courbe noire) et avec une vitesse d'écoulement nulle (courbe grise). (b) histogramme de la contribution décroissante des modes SPOD,

Pour réaliser une identification de la source dans un volume d'investigation et de comparer les méthodes CBF et GIB, on se place au premier pic de résonance à 2771 Hz. Les estimations par ces deux méthodes sont tracées en Fig. III.7. La position théorique de la source est la suivante : (x=0.66 m, y=0 m, z=0 m). Le paramètre utilisé pour la régularisation de Tikhonov, déterminé avec la courbe en L, est $\lambda = 10$. Quelle ce soit la technique utilisée, CBF (a) ou GIB (b), la position théorique est estimée à 4 cm sous la position mesurée, donc à une erreur proche de $\lambda_0/3$. Cependant, la résolution du maillage ici est de 4 cm, donc que cette erreur vienne d'une erreur de mesure ou du maillage, celle-ci reste faible.

Aussi, pour illustrer l'efficacité de l'implémentation du modèle de correction des effets de l'écoulement sur la propagation (voir Section I.1.1.2), la position sans correction est tracée (Fig. III.7, étoile bleue). La source apparaît 7 cm en aval de la position réelle, ce qui est classiquement observé [104] et illustre la nécessité d'utiliser cette correction.

Dans les diverses sources du dictionnaire du GIB, c'est ici la source monopolaire qui domine à 2771 Hz (Fig. III.7(b)). Il est cependant observé, en traçant des estimations 2D (dans le plan xz) de CBF pour différentes fréquences d'analyse (voir Annexes, Fig. A.1) entre 100 Hz et 9000 Hz, que finalement, la source profilée agit comme un monopôle pour la plupart des fréquences, sauf entre 3000 Hz et 4000 Hz, où elle se comporte comme une source plutôt dipolaire.

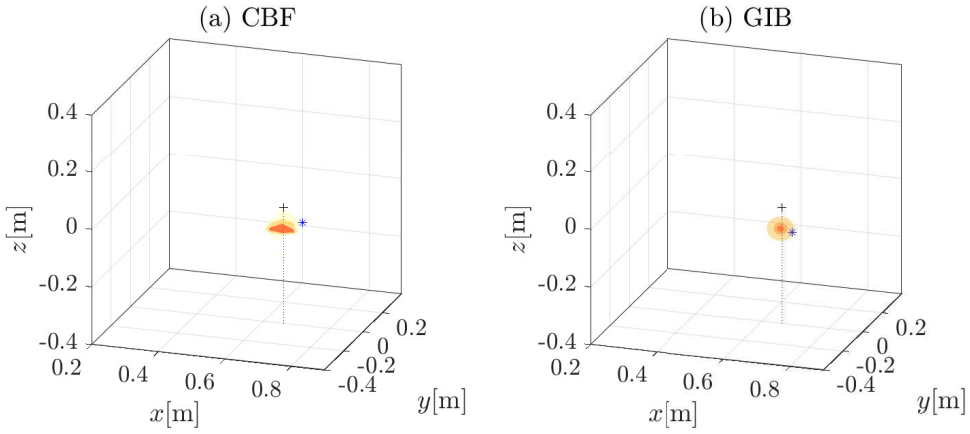


FIGURE III.7 – Identification volumétrique par les méthodes (a) CBF et (b) GIB, pour une source profilée à 2771 Hz ($U_\infty = 40\,\mathrm{m/s}$), avec les 4 pans de l'antenne MégaMicros. La croix noire correspond à la position théorique de la source profilée, et l'étoile bleue, à la position estimée par les algorithmes sans prendre en compte la correction d'Amiet. La tache rouge correspond à la localisation de la source avec la prise en compte de la correction d'Amiet. Pour la méthode CBF, le dégradé de couleur correspond à une plage de décroissance du niveau de 7 dB par rapport au niveau max, alors que pour la méthode GIB, on a tracé une sphère autour de la source ponctuelle identifiée (afin de la rendre visible).

2.1.2 Profil d'aile NACA0012

Dans cette section, nous étudierons le rayonnement aéroacoustique d'un profil d'aile NACA0012, présenté au Chap. I. Ce profil est positionné dans la veine d'essai avec un angle d'attaque de 8° ou 12° par rapport à un écoulement à U_∞ =40 m/s. Les données utilisées sont issues d'une campagne de mesures expérimentales menée par Y. Beausse [11], dont les résultats obtenus par CBF monopolaire + CLEAN-SC [10] sont comparés ici à ceux obtenus par les méthodes GIB et TGIB. On note cependant que Beausse a utilisé une seule antenne plane parallèle au NACA (pan A de la Fig. II.1) et un modèle de rayonnement monopolaire, donc la comparaison ne peut être que partielle. Le dispositif expérimental est illustré en Fig. I.12. Y. Beausse a montré, à partir de données vélocimétriques obtenues par PIV, que le détachement tourbillonnaire au bord de fuite de l'aile présentait des structures à différentes fréquences, localisées dans certaines zones de l'envergure du bord de fuite. La conséquence en termes de rayonnement aéroacoustique est que le bord de fuite présente des sources de bruit localisées sur certaines positions, différentes selon la fréquence d'émission [11]. L'objectif est d'analyser les mêmes données, au moyen des techniques GIB et TGIB, afin de comparer la localisation des sources ainsi que leur étendue en envergure. On note que pour cette étude expérimentale, seulement trois pans de l'antenne MégaMicros ont été utilisés : les pans A, B, et C (voir Fig. II.1).

Profil d'aile avec une incidence de 8° :

Dans le cas du profil d'aile en incidence de 8° par rapport à x, la présence d'une source tritonale répartie sur l'envergure du bord de fuite est expliquée au Chap. I. La DSP est tracée ainsi que l'histogramme des modes principaux en Fig. III.8(a,b). Chacun des trois pics en fréquence comporte un mode propre principal : lorsque l'on se place sur le premier pic à 1600 Hz, on observe (voir Fig. III.8(a)) que la contribution d'un seul mode propre de la CSM est largement dominante sur l'énergie totale des modes. De manière générale, pour chacune des fréquences des trois pics du peigne, un seul mode est significatif, ce qui prouve qu'il n'existe qu'une seule distribution de sources cohérente à chaque fréquence. Les positions des sources au bord de fuite de l'aile ainsi que les fréquences associées sont résumées en Tab. III.1.

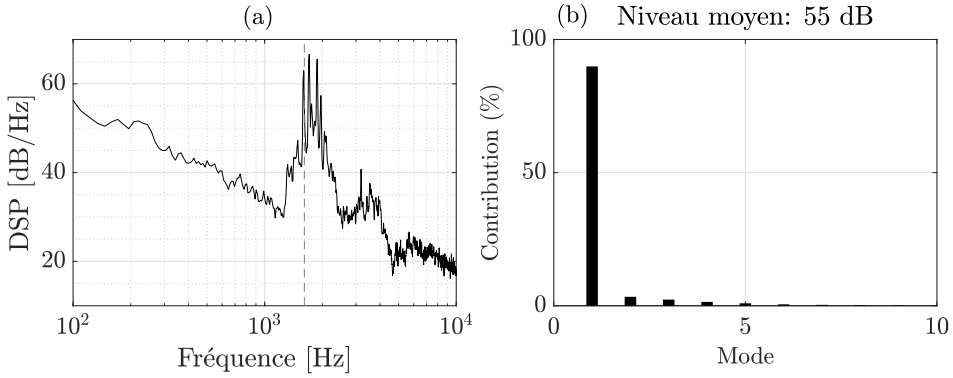


FIGURE III.8 – (a) Densité spectrale de puissance et (b) répartition de la contribution des modes pour le pic spectral à 1600 Hz, pour un profil d'aile orienté à 8° d'incidence par rapport à l'écoulement. U_∞ =40 m/s.

TABLEAU III.1 – Localisation des sources dans l'envergure du bord de fuite de l'aile à une incidence de 8°, estimée par Y. Beausse grâce à la méthode de beamforming conventionnel monopolaire (CBF), et vérifiée ici (TGIB et GIB).

Source au bord de fuite	1	2	3
Fréquence [Hz]	1600	1710	1900
Localisation selon z [m]	-0.2	-0.1	0.1
Niveau [dB/Hz]	55	59	56

Les méthodes CBF et GIB sont d'abord appliquées à une fréquence de 1600 Hz dans un volume, afin d'estimer les sources en présence, en Fig. III.9. La technique CBF monopolaire (a) identifie deux lobes principaux situés de part et d'autre du bord de fuite du profil d'aile, à une position z =−0.2 m. Ces deux lobes correspondent en réalité aux deux lobes d'un dipôle localisé au bord de fuite à cette même position. La méthode GIB (b), quant à elle, identifie une source dipolaire localisée au bord de fuite en z =−0.2 m aussi, et orientée selon y (orthogonalement au profil d'aile). Cependant, cet algorithme itératif n'identifie, justement, qu'une seule source (comme la méthode CBF+CLEAN-SC) et non pas un ensemble de sources distribuées sur une

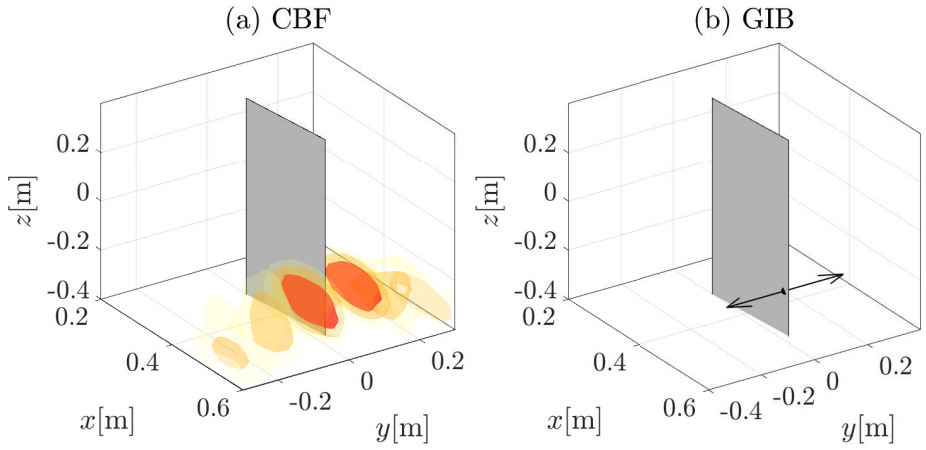


FIGURE III.9 – Identification volumétrique pour le profil d'aile NACA0012 incliné à 8° (représenté par un rectangle gris) à 1600 Hz avec deux méthodes (a) CBF et (b) GIB (34 itérations, λ=210). 3 pans d'antennes sont utilisés (A,B,C sur la Figure II.12). La vitesse d'écoulement est de U_∞ =40 m/s.

portion de l'envergure. Une des raison est que de manière intrinsèque, l'algorithme GIB rend la solution parcimonieuse, donc la plupart des sources potentielles sont supprimées au cours des itérations par IRLS. Peut-être qu'en enlevant cette condition de parcimonie de la solution, la source identifiée serait plus distribuée, mais cela rendrait inexploitables les cartographies de bruit dans un volume, car trop de sources seraient présentes.

Pour toutes ces raisons, la technique TGIB est finalement utilisée, et appliquée sur les bordures de l'objet, (c'est à dire le bord d'attaque et le bord de fuite ici car ce sont les parties du profil d'aile qui produisent des sources de bruits) en Fig. III.10. Le traitement est fait sur les trois pics en fréquence (à 1600, 1710 et 1900 Hz). Alors, les sources que l'on observe pour chaque fréquence sont distribuées sur des portions de bord de fuite, et font une taille de l'ordre de 30 cm (soit de l'ordre de 1,5 longueurs d'onde). En revanche, le centre de chaque distribution de dipôles correspond bien aux sources de bruit de bord de fuite identifiées par Beausse [10]. Les estimations de la méthode CBF + CLEAN-SC réalisées par Beausse sont reportés en Fig. III.10 : on voit bien les trois sources ponctuelles à chaque fréquence du peigne. On remarque en outre qu'aucune source n'est localisée au bord d'attaque, quelle que soit la méthode de traitement utilisée, ce qui confirme les résultats de Beausse.

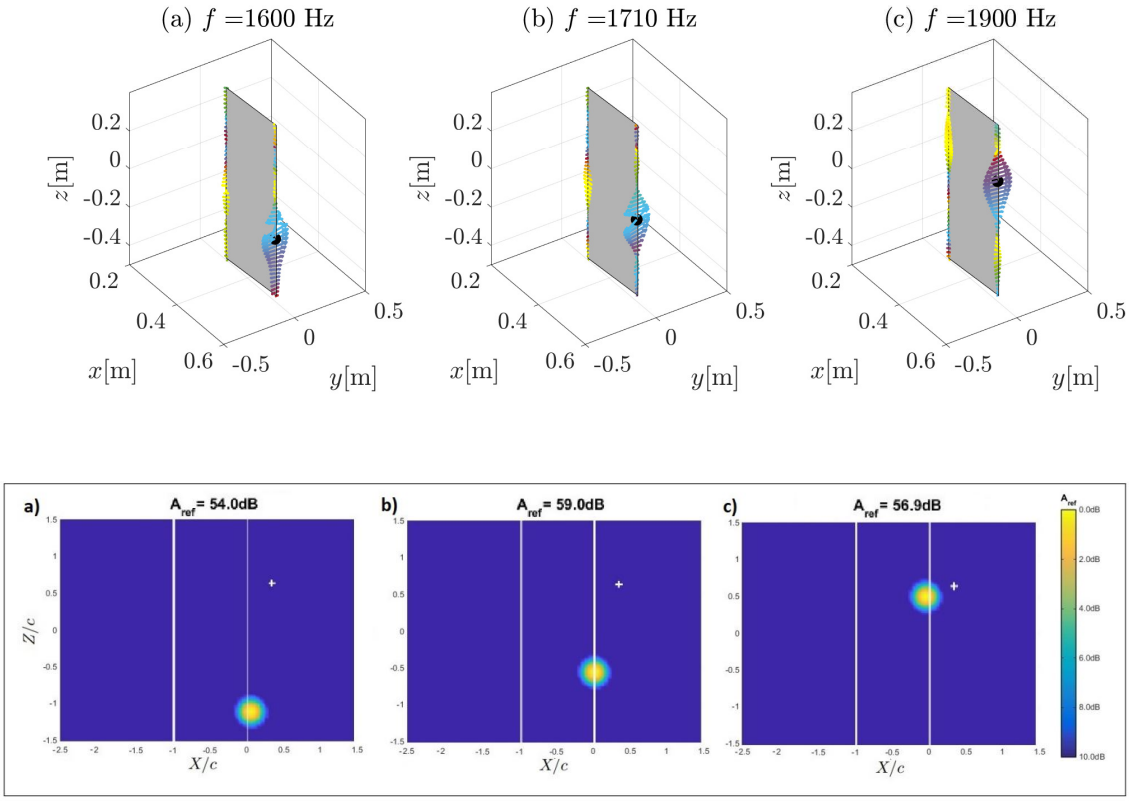


FIGURE III.10 – Haut : Estimation des sources par la méthode TGIB pour trois fréquences d'analyses différentes : (a) 1600 Hz, (b) 1710 Hz, (c) 1900 Hz. Bas : estimations des sources par la méthode CBF+CLEAN-SC des sources sur le plan xy, Résultats de Beausse (2022) (Fig. 62 de la référence [10]).

Profil d'aile avec un angle d'incidence de 12° :

Le même profil d'aile NACA0012 est positionné dans la veine d'essai, cette fois-ci orienté à 12°. Les résultats présentés par Beausse [10] révèlent l'existence d'un unique pic fréquentiel associé à une source de bruit quasi-ponctuelle au bord de fuite, localisée en z =0.1 m. Ce pic est observé sur la DSP en Fig. III.11(a). De même que précédemment, ce pic fréquentiel est associé à un seul mode propre dominant (Fig. III.11(b)). Cette fois-ci, les trois premiers modes (Fig. III.11(d,e,f)) sont représentés afin de vérifier la cohérence des contributions plus faibles le long du bord de fuite de l'aile. On remarque que le mode 2 comporte environ trois distributions de sources, chacune en phase, mais le mode 3 est plus difficile à analyser. La somme des modes (Fig. III.11(c)) est très proche du mode dominant, la distribution de dipôles selon y étant placée autour du point noir correspondant à la source identifiée dans [10]. En revanche, le résultat de la somme des modes retrouve une source distribuée de dipôles sur 20 cm d'envergure. Ainsi, la distribution est moins large que pour les sources identifiées sur le profil d'aile à 8°, mais l'algorithme CLEAN-SC ne permet pas de voir cette distribution, car cette technique discrimine une source singulière à l'origine du rayonnement cohérent observé aux microphones.

En conclusion, la technique TGIB a bien permis la discrimination de la distribution de sources tonales dipolaires au bord de fuite du profil d'aile étudié. Une analyse complémentaire de la cohérence transverse de ces sources de bruit sera proposée en Chap. IV.4.3.2.

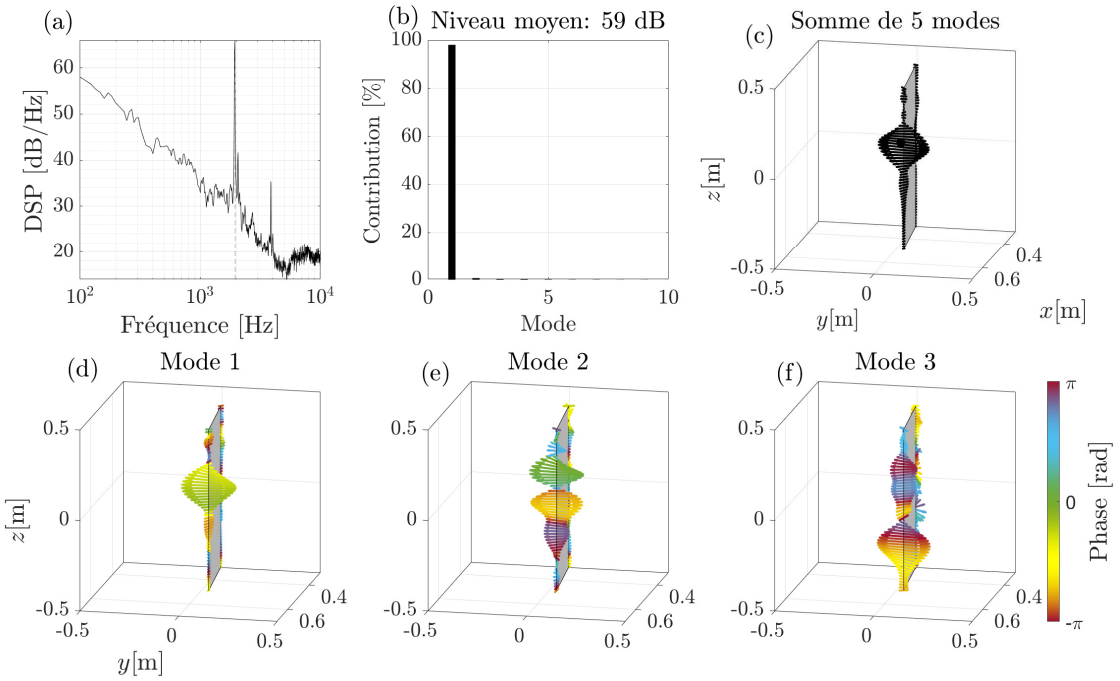


FIGURE III.11 – Identification de sources aux bords d'attaque et de fuite de l'aile inclinée à 12°, à 1950 Hz, et U_∞ =40 m/s, par la méthode TGIB. Les localisations des sources observées par [Beausse, phD Fig.59] avec un algorithme CBF + CLEAN-SC sont reportées avec un point noir. (a) Densité spectrale de puissance, (b) répartition de la contribution des modes (c) distribution de la somme des modes, et (d,e,f) distribution des modes 1, 2 et 3. Ici, la somme des modes est calculée sur ceux qui contribuent à plus de 0.1 % du premier mode.

2.2 Sources distribuées : cas du cylindre

Désormais, on s'intéresse à un obstacle dont les sources sont distribuées le long de son envergure : un cylindre de section circulaire, et de diamètre d=12 mm. Lorsqu'un tel cylindre est placé dans la veine d'essai avec une certaine vitesse d'écoulement, un anneau tourbillonnaire se détache sur l'envergure mouillée du cylindre, plus ou moins en phase. Ainsi, on s'attend à identifier des sources de bruit sur toute cette longueur mouillée, et orthogonales à la direction de l'écoulement, à la fréquence de fluctuation de portance. Le phénomène de bruit tonal émis par l'interaction entre un écoulement et un cylindre est présenté en Section I.1.2.1. La configuration analysée ici est montrée en Fig. III.12 : les quatre pans d'antenne seront utilisés. L'écoulement est appliqué à une vitesse de U_∞ = 50 m/s, et la fréquence de la fluctuation du portance du cylindre circulaire de 12 mm de diamètre est de 781 Hz, ce qui correspond bien à un nombre de Strouhal St = 0.187 (le nombre de Strouhal à la fréquence de sifflement d'un cylindre circulaire est supposé être autour de 0.2). La longueur mouillée du cylindre est de 58 diamètres, c'est à dire un peu moins de 2 longueurs d'ondes ($\approx 1.6\lambda_0$).

Avant toute chose, pour garantir l'absence de couplage entre la fréquence propre de vibration d'un des cylindres et sa fréquence de sifflement aux Reynolds considérés, il est essentiel de calculer l'ordre de grandeur de cette fréquence de vibration en utilisant l'Eq. (I.33). Dans le cas d'un cylindre de section carrée en acier bi-encastré (voir Fig. III.12), la fréquence propre du premier

mode de vibration est d'environ 20 Hz, tandis que pour le cylindre circulaire, elle est d'environ 27 Hz. Par conséquent, les fréquences de flexion n'entreront pas en résonance avec les fréquences de sifflement considérées dans cette thèse, qui sont de l'ordre de $f_0 \approx 1000$ Hz.

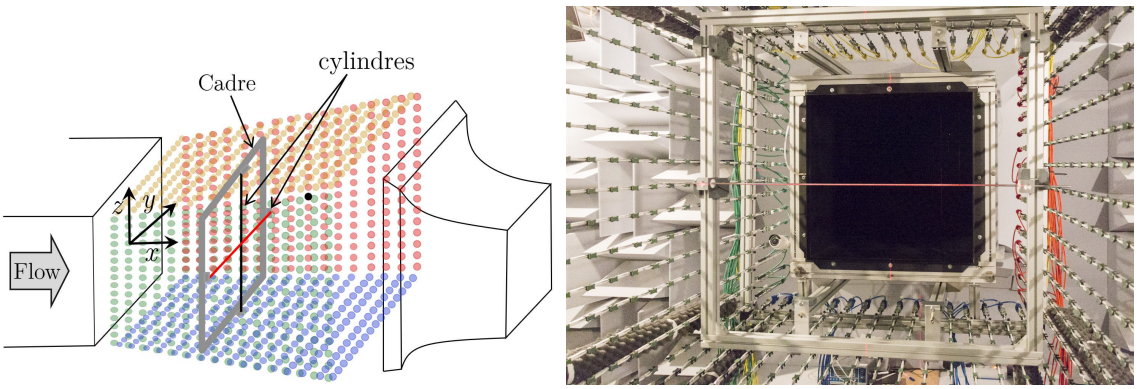


FIGURE III.12 – Photographie de la configuration expérimentale étudiée pour les cylindres simples. Le cylindre est pointé avec un plan laser rouge pour vérifier son horizontalité par rapport au convergent et au collecteur (d'où la couleur rouge sur le cylindre). Prise de vue du point de vue du collecteur.

2.2.1 Estimation par méthode CBF et GIB

Dans un premier temps, on peut observer le comportement des méthodes CBF monopolaire et GIB, lorsqu'elles sont appliquées à un tel type de sources, dans un volume de focalisation de 0.7m^3. Une grille de focalisation de 19^3 points est considérée. En se plaçant à la fréquence de fluctuation de la portance (pic principal d'émission tonale à 781 Hz), la Fig. III.13 est obtenue.

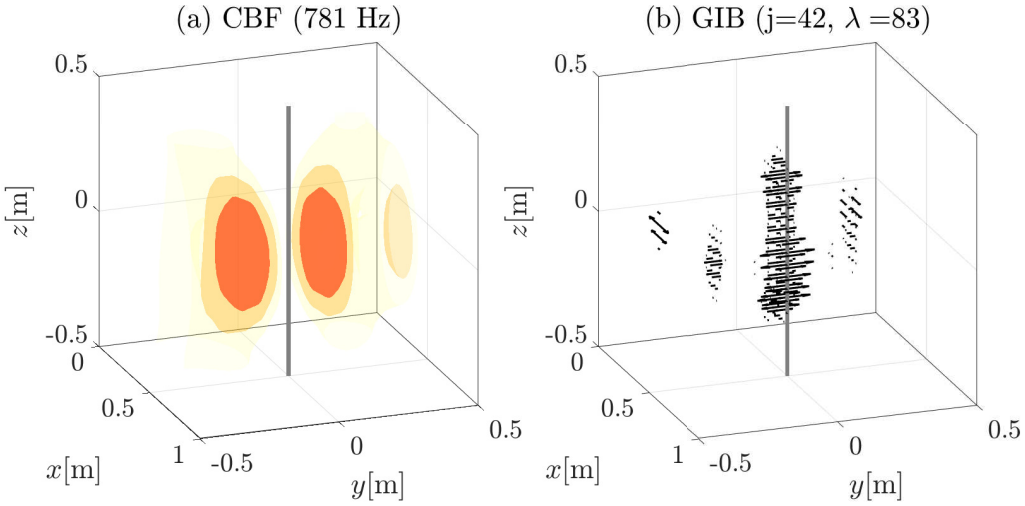


FIGURE III.13 – Estimation dans un volume à la fréquence f_0 =781 Hz, pour un cylindre de section 12 mm disposé selon l'axe z. Les résultats sont obtenus avec (a) la méthode CBF (Conventional Beamforming monopolaire), (b) la méthode GIB (42 itérations, λ=83).

En ce qui concerne le CBF monopolaire (Fig. III.13(a)), deux tâches focales sont reconstruites de part et d'autre du cylindre. Ces tâches, supposées être symétriques par rapport à la position

réelle du dipôle, sont d'une certaine largeur qui est dictée par la PSF à cette fréquence-là. Ces tâches correspondent à des dipôles de portance distribuée dans l'envergure du cylindre. Cette distribution s'étend selon z jusqu'aux couches de cisaillement (jusqu'en $z = \pm 0.35$m). En ce qui concerne la méthode GIB (Fig. III.13(b)), une grande quantité de dipôles sont reconstruits dans l'envergure du cylindre. Bien qu'elles soient principalement localisées sur et autour du cylindre, ces sources sont majoritairement des dipôles orientés selon y, ce qui correspond à l'orientation dipolaire attendue. Cependant, le nombre de sources rend l'estimation de la technique GIB difficile à étudier, donc il n'est pas aisé d'aller plus loin dans l'analyse de ces sources. C'est pourquoi, on utilise dans la suite la grille de focalisation restreinte à la surface du cylindre, en utilisant l'algorithme TGIB plutôt que GIB.

2.2.2 Estimation de la méthode TGIB

La grille de focalisation comporte 60 points répartis le long du cylindre sur une longueur de 1 m, espacés de $\Delta_{grid} \approx \lambda/26$. Dans les cas qui vont être traités ici, plusieurs modes significatifs sont présents, et donc présentés dans les figures.

Les trois premiers modes tracés en Fig. III.14(d,e,f) pour un cylindre circulaire de diamètre d =12 mm montrent des noeuds et des ventres, successivement en opposition de phase : le mode 1 comporte 1 ventre, le mode 2 deux ventres, etc. Cette allure en modes de Fourier sera expliquée plus en détail en Section IV.4 : elle est liée au déphasage régulier de l'anneau tourbillonnaire sur l'envergure du cylindre. Les deux premiers modes contribuent pour $\sim 90\%$ du champ acoustique (b), et la somme des $M_{mod} = 8$ premiers modes (c) ressemble au mode principal : on observe une distribution de sources en envergure orientées comme attendu selon y, avec un maximum au centre, avec une chute vers les bords du jet de la soufflerie (d).

La méthode TGIB a été appliquée à des cylindres de sections variées (section circulaire avec deux diamètres différents, section carrée, section rectangulaire). Les résultats sont analogues à ceux du cylindre circulaire montré ici. En effet, lorsque la somme des modes est tracée, celle-ci a la même forme pour chacune des sections : il s'agit d'une distribution de dipôles, dont l'orientation est perpendiculaire au cylindre et à l'écoulement (à une erreur d'une dizaine de degrés près). Cette distribution présente une chute en amplitude sur les bords du cylindre, au niveau des couches de cisaillements de l'écoulement.

2.2.3 Erreur sur l'estimation

En se basant sur les définitions des angles θ et ϕ de l'Eq. (II.6), on rappelle ici que l'orientation des sources dipolaires distribuées sur le cylindre est supposée être telle que θ =0°, et ϕ =90°. Afin de vérifier l'adéquation des estimations obtenues par la méthode TGIB par rapport aux orientations attendues, l'erreur d'estimation est tracée en fonction de l'axe z, en Fig. III.15. L'erreur en orientation, que ce soit $\Delta\theta$ ou $\Delta\phi$, est en dessous de 10°.

Deux lignes en pointillées sont tracées en $z = \pm 0.35$ m, afin de voir l'influence de la couche de cisaillement sur les sources estimées : on remarque que l'erreur en orientation augmente au delà de ces lignes pointillées. En effet, les sources identifiées au delà sont d'amplitude très faibles, et leur orientation n'a pas de signification physique. L'amplitude des sources est aussi tracée : on voit clairement qu'elle chute au voisinage des couches de cisaillements, ce qui est attendu.

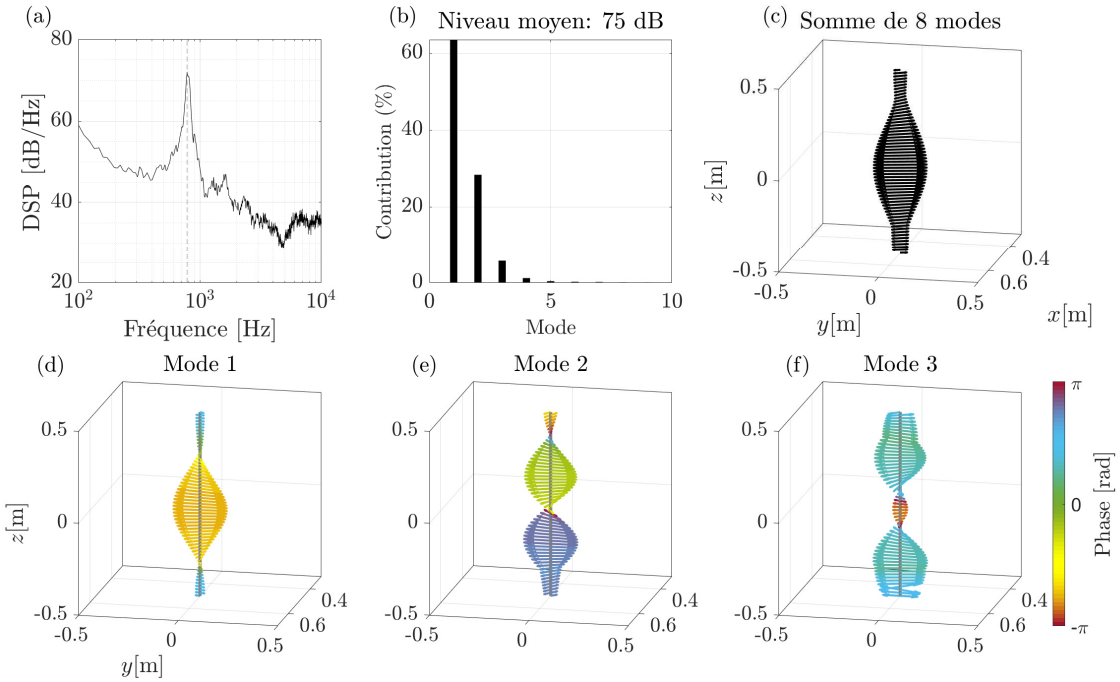


FIGURE III.14 – Résultats expérimentaux obtenus avec la méthode TGIB pour un cylindre circulaire (d =12 mm) placé en z =0m, à f_0 =781 Hz. U_∞ =50 m/s. (a) Densité spectrale de puissance tracée en [dB/Hz], (b) répartition de la contribution des modes, (c) distribution de la somme des modes, représentée avec des flèches noires, et (d,e,f) distribution des trois premiers modes, où la couleur illustre le changement de phase et la taille de la flèche représente l'amplitude de la source.

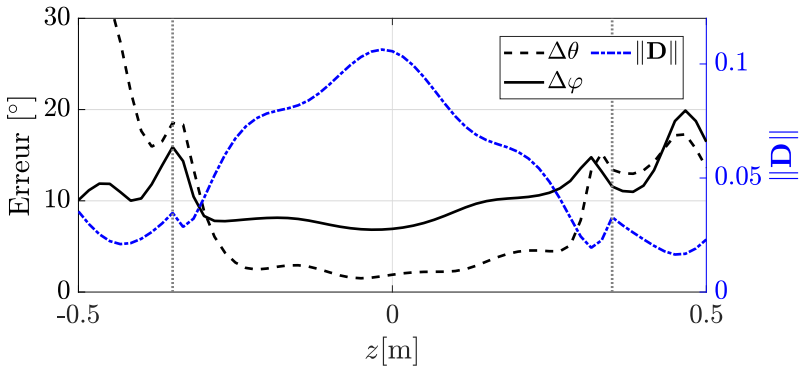


FIGURE III.15 – Erreur par rapport à l'orientation attendue, sur l'orientation des sources dipolaires estimées avec le TGIB. Ligne noire : erreur sur φ ; ligne discontinue noire : erreur sur θ ; ligne bleue : amplitude $\|\boldsymbol{D}\|$ estimée. Lignes pointillées verticales : localisation des couches de cisaillements.

2.2.4 Influence de la définition de la grille de focalisation

Nous souhaitons maintenant vérifier si la forme en modes de Fourier des modes identifiés avec l'algorithme TGIB ne résulte pas d'un artefact induit par la longueur de la grille de focalisation ou par la géométrie de l'antenne.

Dans un premier temps nous modifions le nombre de sources potentielles sur la grille de focalisation. Les trois premiers modes sont tracés sur cette grille modifiée, qui comporte 20

points de focalisation (la distance entre les sources potentielles est donc de $\Delta_{grid} = \lambda_0/8.6$), répartis sur une envergure de 1m, en Fig. III.16(a,b,c). Nous avons donc réduit le nombre de points de la grille par trois par rapport à la Fig. III.14. Aucune différence n'est observée dans la taille des sources en envergure : elles restent confinées entre $z \approx -0.35$ m et $z \approx 0.35$ m, et la taille des sinusoïdes (forme de modes de Fourier) est inchangée.

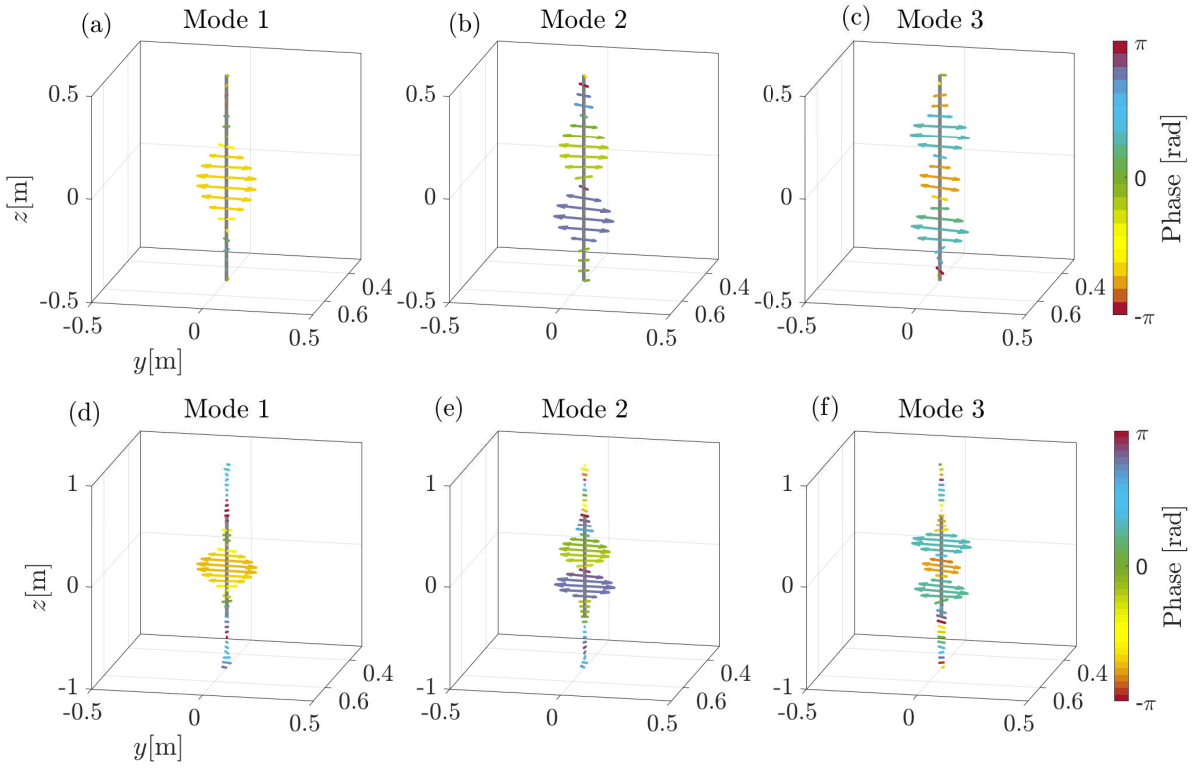


FIGURE III.16 – Estimation du TGIB pour les trois premiers modes propres, réalisées avec (a) une grille de focalisation de 20 points distribués sur une envergure de 1m selon z ; (b) une grille de 40 points distribués sur une envergure de 2 m. La distance entre deux points de la grille est dans les deux cas de $\Delta_{grid} = \lambda_0/8.6$.

Dans un deuxième temps, nous conservons la même distance entre les points de la grille tout en faisant varier la longueur de la grille de focalisation. Cette grille est désormais une distribution de 40 points, sur 2 m d'envergure (donc on a toujours $\Delta_{grid} = \lambda_0/8.6$). L'estimation du TGIB sur cette grille-là et pour les trois premiers modes est présentée en Fig. III.16(d,e,f). Une fois de plus, aucune variation de la forme ou de la taille des modes n'est observée. Les sources restent confinées le long de la longueur mouillée du cylindre. Il est à noter que dans tous les cas, le paramètre de régularisation ($\lambda = 0.2$) ainsi que le nombre de modes significatifs ($M_{mod} = 8$) demeurent inchangés.

Cette analyse démontre que quelle que soit la résolution ou la taille de la grille de focalisation utilisée, cela n'altère pas significativement les résultats de l'algorithme TGIB. Ces observations renforcent notre confiance dans la robustesse des résultats obtenus.

3 Conclusion du chapitre

Ce chapitre d'abord a mis en lumière la robustesse de la méthode GIB pour des cas de sources simulées non bruités, sur une grille de focalisation 2D et 3D. Lors du passage à des sources plus bruitées (comme dans la soufflerie anéchoïque par exemple), une régularisation devient nécessaire, et la valeur du paramètre de régularisation devient cruciale pour l'identification dans un volume. Ce passage en 3D de la grille de focalisation nécessite de rendre parcimonieuse la solution, car sinon, les résultats deviennent inexploitables, car trop de sources sont obtenues, qui ne correspondent pas nécessairement à des sources réelles. En réduisant la grille de focalisation à la surface des objets analysés, rendre la solution parcimonieuse n'est plus une nécessité, car la lecture des cartographies de sources reste très aisée. Le TGIB est donc la méthode retenue afin de traiter des cas de structures plus complexes au chapitre suivant.

Pour ce qui est de la distribution dans les modes propres, des modes de Fourier apparaissent, sur l'envergure des cylindres analysés. Les raisons de cette allure sont discutées plus en détail en Section IV.4 : il s'agit en fait du résultat d'une cohérence de phase des anneaux tourbillonnaires en envergure.

Chapitre IV

Extension aux structures complexes

Sommaire

1 Avantages d'une antenne 3D 84
2 Agencement de cylindres 87
2.1 Cylindre incliné 87
2.2 Cylindres croisés 88
3 Anneau 90
4 Estimation de longueurs de cohérences 93
4.1 Méthodologie 93
4.2 Simulations : distribution de dipôles plus ou moins corrélés en envergure 95
4.3 Expériences en soufflerie 102
4.3.1 Cylindres de section diverses 102
4.3.2 Profil d'aile en incidence 103
5 Conclusion du chapitre 105

Dans ce chapitre, sera tout d'abord abordée l'importance de l'utilisation d'une antenne 3D dans l'estimation de sources tridimensionnelles. Ensuite, seront présentés des résultats d'estimation en trois dimensions grâce à la méthode TGIB. Les quatre configurations développées ici sont : un cylindre de section circulaire qui n'est pas disposé dans l'un des axes de symétrie de l'antenne ni de la soufflerie, puis deux cylindres croisés, et enfin un anneau. Ces configurations sont choisies car l'orientation des sources dipolaires générées varie dans l'espace. Finalement, une discussion sur la longueur de cohérence des sources acoustiques générées par le cylindre (et qui rayonnent vers l'antenne) sera présentée, et ces longueurs de cohérence seront comparées aux longueurs de cohérence mesurées du champ hydrodynamique (données de la littérature). Cette étude sur les longueurs de cohérence nous permettra en outre de mettre en lumière une raison probable de l'allure des modes propres (forme en modes de Fourier) estimés avec l'algorithme TGIB.

1 Avantages d'une antenne 3D

L'antenne utilisée dans ce chapitre, pour rappel, est présentée en Fig. IV.1.

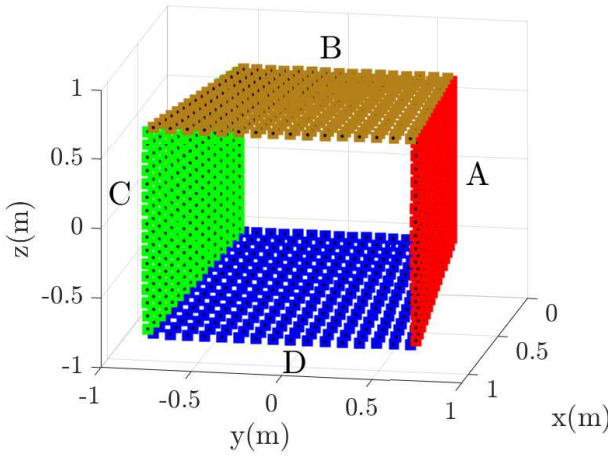


FIGURE IV.1 – Schéma de l'antenne MégaMicros, les noms des pans d'antenne sont spécifiés : A, B, C et D. Chacun des pans présente une couleur différente.

Afin de démontrer l'importance d'utiliser l'antenne MégaMicros dans son entièreté (avec ses 1024 microphones entourant la veine d'essai de la soufflerie), des simulations de sources dipolaires distribuées en espace sont effectuées ici. Ensuite, un traitement avec la méthode TGIB sera effectué en utilisant trois configurations d'antennes différentes de l'antenne MégaMicros. D'abord le pan d'antenne A sera utilisé, puis les deux pans A et B, et enfin l'antenne entière constituée des quatre pans.

Une distribution de dipôles harmoniques en phase est générée, à une fréquence de 1600 Hz. D'abord une ligne de dipôles distribués (a,b,c) distantes de $\lambda_0/8$, et inclinée à 33° par rapport à l'axe x est générée. Ensuite, un cercle de dipôles distribués avec un rayon de 0.24 m, dans le plan yz (d,e,f) est simulé à son tour. Le Tab. IV.1 répertorie les paramètres de cette étude. Ces paramètres sont fixés de sorte de se rapprocher de ce qui est attendu dans les deux cas réels analogues étudiés dans ce manuscrit, dont les analyses sont détaillées en Sections IV.2.1 (cylindre incliné) et IV.3 (cylindre courbé en forme d'anneau). Ainsi, pour ces deux configurations, l'orientation des dipôles est localement perpendiculaire à la fois à la distribution des sources, et à l'axe x (direction de l'écoulement), pour être alignés avec la force de portance locale. Ainsi, la composante dipolaire selon l'axe x est nulle (ϕ =90°). La source distribuée en ligne est simulée uniquement entre -0.35m$< y <$ 0.35m afin de reproduire les effets de bords liés à la taille de l'écoulement. Pour rappel, les angles θ et φ ont été définis en Fig. II.14.

Pour ces deux types de ditribution de sources générées, la méthode TGIB est appliquée en utilisant trois configurations d'antenne différentes, en Fig. IV.2 : le pan A (a,d), les pans A et B (b,e), ou les quatre pans (c,f). On constate que les sources sont estimées avec plus de constance lorsque l'ensemble des microphones sont utilisés (c,f) plutôt qu'un seul pan d'antenne (a,d), pour les deux types de distributions. L'explication à cela est sans doute que lorsque l'on utilise une seule antenne plane, la technique TGIB n'identifie que les sources dipolaires les plus proches du pan d'antenne utilisé. Cependant, la combinaison des pans A et B permet d'estimer assez précisément les dipôles sur la ligne, tandis que l'anneau est assez disparate. Encore une fois, les

sources les plus éloignées des deux pans d'antenne ne sont pas bien discriminées.

TABLEAU IV.1 – Paramètres de l'étude d'estimation de sources dipolaires avec la méthode TGIB.

Configuration	Ligne inclinée	Anneau
Distance entre les sources	$\lambda_0/8$	$\lambda_0/8$
Nombre de dipôles	42	60
Localisation	$y \in [-0.35, 0.35]$m	$r_{cercle} = 0.24$m
orientation (θ, φ)	θ =33°,φ =90°	$\theta \in$[0,360]°, φ =90°
Fréquence des sources	1600 Hz	1600 Hz

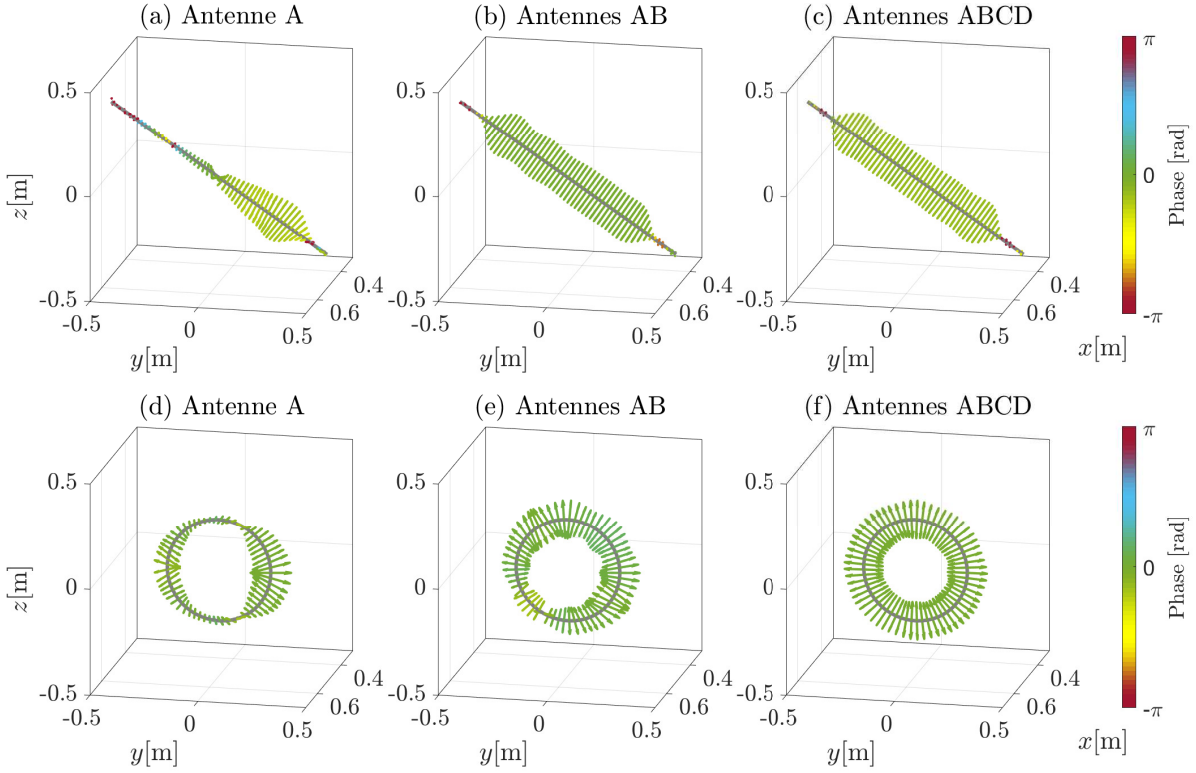


FIGURE IV.2 – Résultats d'identification de sources dipolaires corrélées, simulées sur une ligne formant un angle de 33° avec l'axe y (a,b,c) ou sur un anneau de 24 cm de rayon (d,e,f). Les orientations dipôlaires sont toujours orthogonales à la structure et à l'écoulement, donc ici normale à la ligne ou au cercle. Les cartographies sont calculées avec l'algorithme TGIB en utilisant (a,d) le pan A (b,e) les pans A et B, (c,f) l'antenne entière.

Quantifions maintenant les erreurs d'orientation des dipôles faites par la méthode TGIB. En Fig. IV.3, les erreurs en orientation $\Delta\theta$ et $\Delta\phi$ sont tracés pour chaque source estimée, afin de vérifier l'adéquation de la méthode TGIB par rapport à l'orientation de la source simulée.

Pour la ligne de dipôles, lorsque seul le pan A de l'antenne est utilisé (a,b), l'erreur en θ et ϕ avoisine les 50° (selon la position de la source par rapport à l'antenne). Si deux pans orthogonaux sont utilisés, l'erreur en orientation est plutôt de l'ordre de 5°. Cette étude montre que la méthode TGIB nous permet de retrouver précisément l'orientation des dipôles lorsque l'on est en présence d'une source tridimensionnelle. En revanche, elle ne permet pas d'avoir de bons

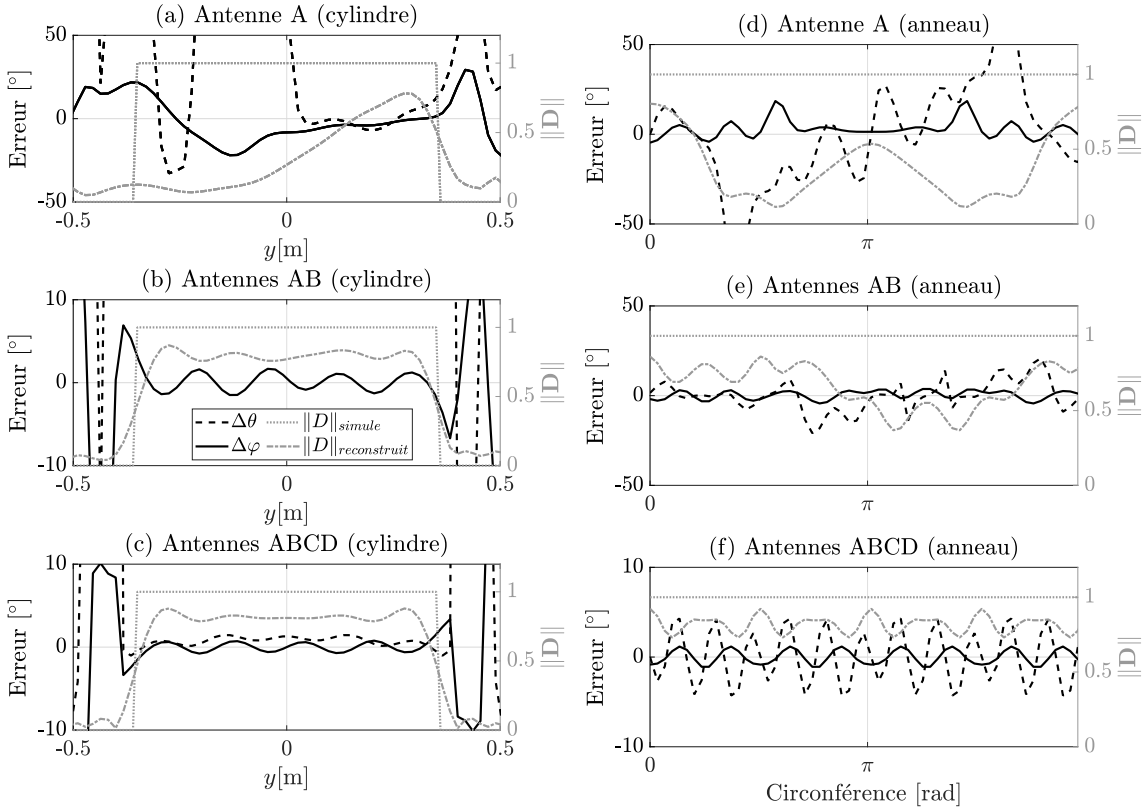


FIGURE IV.3 – En noir, les erreurs d'orientation des dipôles (en pointillés pour $\Delta\theta$, et en lignes pleines pour $\Delta\varphi$). En gris, amplitudes simulées (en pointillés) et estimées (lignes .-) avec la méthode TGIB. Les résultats sont tracés pour des simulations de dipôles corrélés le long d'une ligne (a,b,c) et autour d'un anneau (d,e,f), le tout avec trois différentes configurations d'antenne : l'antenne A seule (a,d), les antennes A et B (b,e), et les quatre antennes (c,f).

résultats en n'utilisant qu'une seule antenne plane, lorsque l'orientation des dipôles est 3D. Il est nécessaire d'utiliser la totalité des pans d'antenne. En ce qui concerne les erreurs en amplitude, ces erreurs sont maximales aux mêmes points où l'erreur en orientation est maximale. On observe que cette erreur est beaucoup plus importante lorsqu'un seul pan d'antenne est utilisé. Avec les quatre pans d'antenne, l'erreur en amplitude est inférieure à 2 dB.

2 Agencement de cylindres

2.1 Cylindre incliné

Désormais, on s'intéresse non plus à des cas simulés, mais à des configurations expérimentales réalisées en soufflerie.

Dans un premier temps, un cylindre circulaire ($d = 6$mm) est placé selon une direction qui n'est pas un axe de symétrie de l'antenne ni de la soufflerie (il forme un angle de 33° par rapport à l'axe y). Ce cylindre s'étend en longueur au delà des antennes de microphones. Cependant, on rappelle que les couches de cisaillement sont positionnées approximativement en $y = -0.35$ m et $y = 0.35$ m, donc l'envergure mouillée du cylindre est limitée à cet intervalle. La vitesse d'écoulement est fixée à 40 m/s, donc le nombre de Reynolds est ici de $Re = 15,385$: le sillage du cylindre est turbulent, mais les lâchers tourbillonnaires turbulents restent quasiment 2D à ce régime. Ainsi, la distribution des sources dipolaires le long du cylindre est supposée homogène en envergure. Les estimations faites avec la méthode TGIB sont présentées en Fig. IV.4.

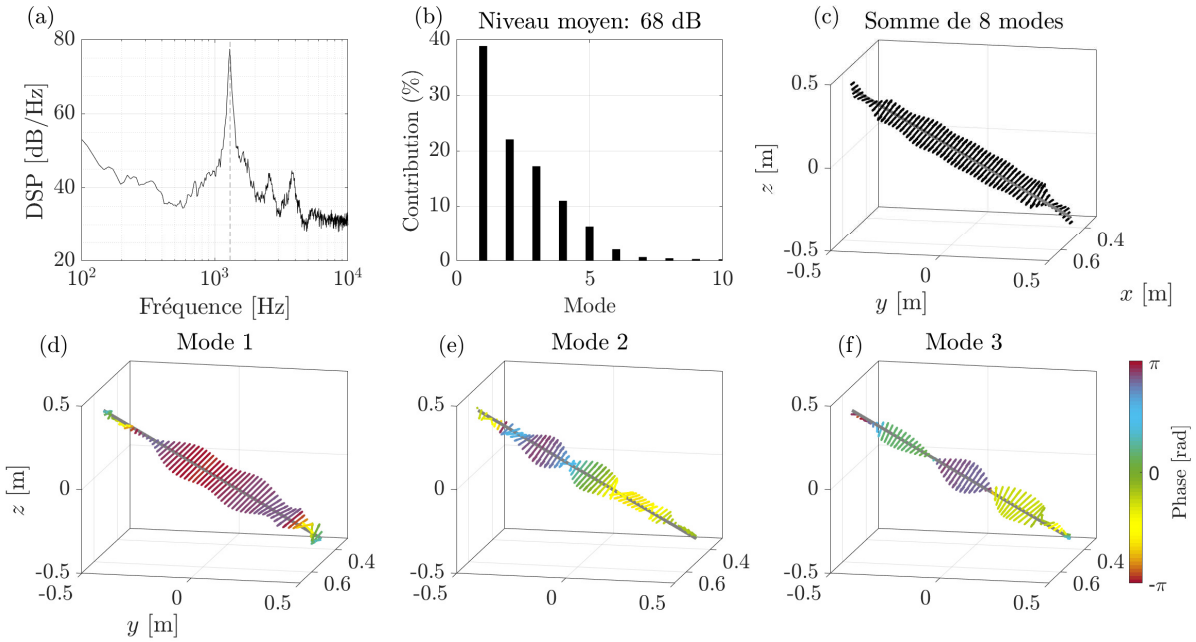


FIGURE IV.4 – Résultats expérimentaux de la méthode TGIB pour le cylindre incliné à 33° à $f_0 = 1300$Hz. (a) Densité spectrale de puissance mesurée au microphone de référence, (b) Pourcentage de contribution de chaque mode, (c) Somme des modes, (d,e,f) Distributions des trois premiers modes. Ces résultats sont obtenus avec les 1024 microphones, et $U_\infty = 40$ m/s.

En Fig. IV.4(a), un pic important est visible dans la DSP à 1300 Hz : on se place à cette fréquence pour la suite des calculs (ce pic correspond bien à St=0.195). En Fig. IV.4(b), on voit que la contribution des modes propres diminue rapidement, et que le nombre significatif de modes est de $M_{mod} = 8$. Les modes les plus énergétiques tracés en Fig. IV.4(d,e,f) montrent des groupes de sources de phase constantes mais en opposition de phase avec le groupe voisin, et de plus en plus nombreux avec le numéro du mode (forme de modes de Fourier). Ces observations sont les mêmes qu'au Chap. III dans le cas du cylindre. En revanche, la somme des modes (Fig. IV.4(c)) montre des sources orthogonales au cylindre, et sur l'envergure entière du cylindre immergé. Au delà de l'envergure immergée, les sources ont une amplitude qui diminue drastiquement.

Cette configuration permet de vérifier la robustesse de l'identification 3D avec cette antenne. En effet, même si les dipôles sont supposés être alignés, leur orientation ne coïncide pas avec une des directions prédéfinies par la méthode TGIB (x, y ou z). L'objectif est ici de démontrer l'efficacité de l'algorithme à retrouver des orientations de dipôles arbitraires. L'erreur sur l'orientation des dipôles reconstruit est inférieure à 8° sur θ et φ par rapport à l'orientation attendue, donc on peut dire que le TGIB est assez robuste.

2.2 Cylindres croisés

Deux cylindres de sections différentes se croisent en y=0 (les cylindres se touchent en ce point) : l'un, de section carrée (d = 7mm), est disposé horizontalement en z=0. L'autre, de section circulaire (d = 6mm), est placé juste en aval, et est incliné à 33° par rapport à l'axe y. La Fig. IV.5 illustre le dispositif.

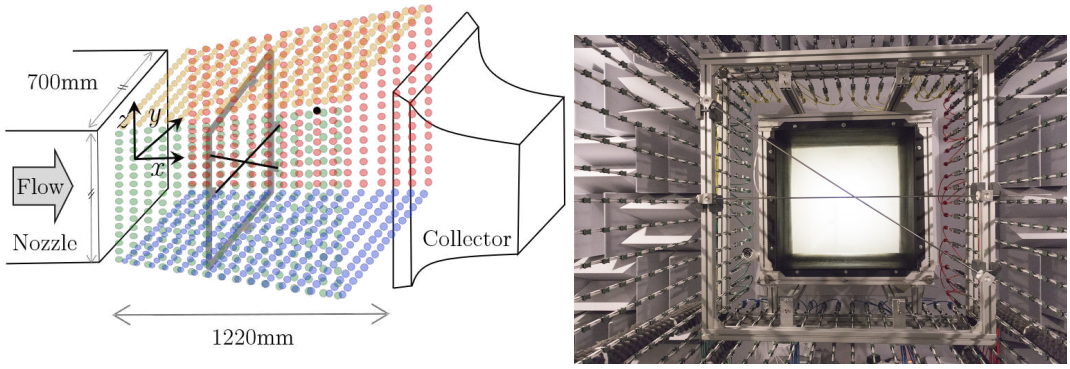


FIGURE IV.5 – Gauche : Schéma du dispositif, l'écoulement venant de la gauche. Les points colorés représentent les 1024 microphones, et le point noir sur l'antenne rouge correspond au microphone utilisé pour tracer les DSP dans la suite. Les traits noirs représentent les cylindres analysés. Droite : Photographie du dispositif expérimental, de la perspective du collecteur vers le convergent.

La DSP pour cette configuration est tracée en Fig. IV.6(a). Celle-ci présente deux pics, correspondant aux fréquences de sifflement des deux cylindres. Les estimations de sources obtenues avec la méthode TGIB aux deux fréquences de sifflement des deux cylindres sont présentés (Fig. IV.6(b,c)). Pour le cylindre carré, le nombre de modes significatifs utilisés afin de tracer la somme des modes est de M_{mod} =12. Pour le cylindre circulaire, le nombre de modes significatifs est de M_{mod} =18.

Analyse de la somme des modes :
Lorsque l'on trace la somme des modes à 1013 Hz (Fig. IV.6(b)), la distributions dipolaire est majoritairement présente sur le cylindre de section carrée (c), ce qui est attendu. De plus, au croisement entre les deux cylindres, une perte d'amplitude est observée. On note que dans cette configuration, les cylindres se touchent en y =0 m. Donc il y a potentiellement une rupture de cohérence dans la formation de l'allée tourbillonnaire générée, ce qui expliquerait la chute d'amplitude.

On s'intéresse désormais aux résultats obtenus à la fréquence de $f_{0,rond}$ = 1600 Hz (Fig. IV.6(c)).

Les sources les plus énergétiques sont placées sur le cylindre incliné, et ont une orientation perpendiculaire à ce cylindre, à 10° près. En outre, il existe une chute d'amplitude au croisement entre les cylindres, ce qui avait déjà été aperçu à la fréquence $f_{0,carré}$. Des sources résiduelles sont observées à cette fréquence sur le cylindre horizontal, ce qui n'est pas attendu.

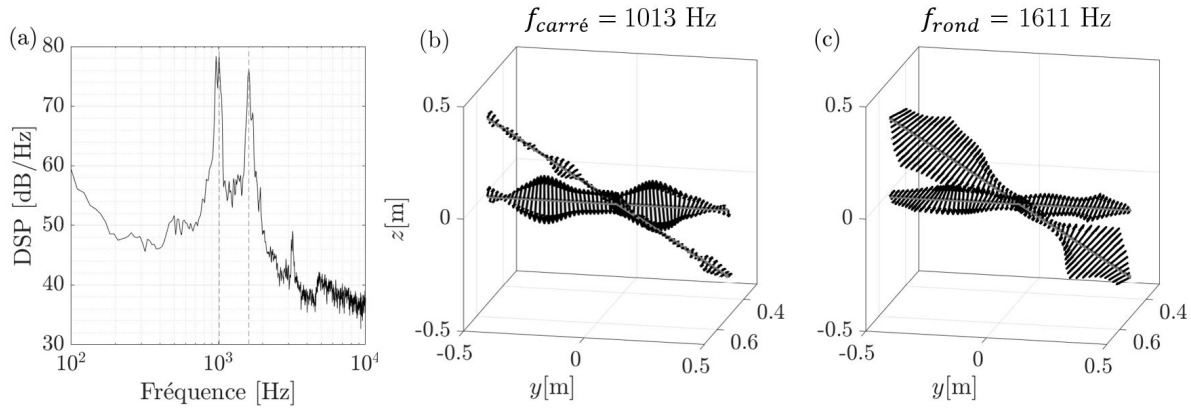


FIGURE IV.6 – Estimation des sources pour deux cylindres croisés, l'un de section carrée (placé selon l'axe y), et l'autre de section circulaire (incliné à 33° par rapport à l'axe y). (a) tracé de la DSP présentant les deux fréquences de sifflements associées aux deux cylindres. Les calculs sont réalisés aux fréquences (b) $f_{0,carré} = 1013$Hz (c), et $f_{0,rond} = 1611$Hz. U_∞ =50 m/s.

Analyse des deux premiers modes SPOD à 1013 Hz :
L'allure des deux premier modes à la fréquence de sifflement du cylindre carré est tracée en Fig. IV.7(c,d). Il est très clair que ces modes montrent des sources apparaissant séparément de part et d'autre du croisement (à gauche puis à droite), et qu'aucune source n'est identifiée au niveau du croisement. Une explication est que les deux moitiés de cylindres génèrent deux allées tourbillonnaires indépendantes et décorrélées du fait de la rupture géométrique au centre. Ainsi, pour vérifier par la simulation cette hypothèse, on a simulé une distribution de dipôles sur deux lignes croisées correspondant à l'emplacement des cylindres réels, et nous leur avons imposé d'être corrélés individuellement sur chacune des deux portions du cylindre horizontal, mais décorrélés des sources présentes sur le cylindre incliné. Les estimations de la méthode TGIB correspondante Fig. IV.7(a,b) sont intéressantes, car on retrouve exactement le même schéma que pour les estimations des sources réelles. Ainsi, cette analyse confirme l'hypothèse de la perte de cohérence de l'anneau tourbillonnaire au croisement entre les deux cylindres.

Finalement, ce que l'on retient de cette configuration, est la chute de l'amplitude des dipôles distribués en envergure lorsque les deux cylindres se croisent. Cette chute semble être liée à une perte de cohérence des tourbillons générés à cet endroit précis puisque les deux sillages se croisent. Cette configuration est donc intéressante dans ce qu'elle apporte à la compréhension des modes retrouvés le long des cylindres avec la technique TGIB.

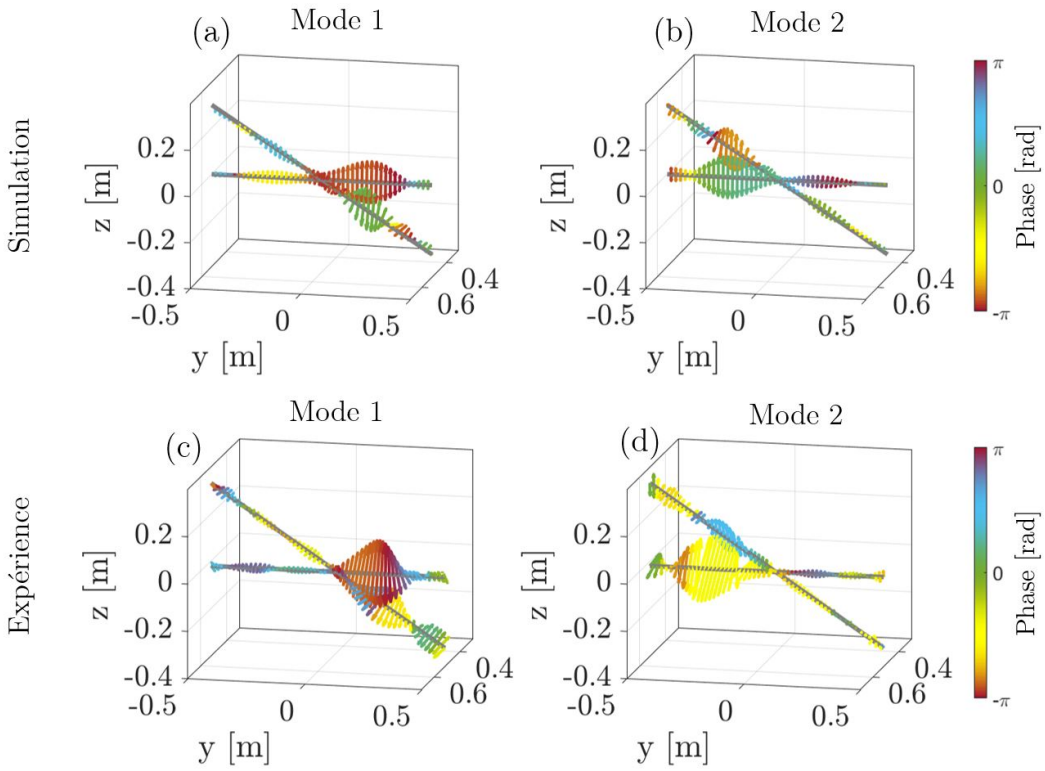


FIGURE IV.7 – Tracé des deux premiers modes SPOD estimés par la méthode TGIB, pour deux cylindres croisés, l'un de section carrée et l'autre de section circulaire. (a,b) estimation à partir de sources simulées et (c,d) à partir des données réelles. Fréquence d'analyse : 1013 Hz. U_∞ =50 m/s.

3 Anneau

Cette expérience consiste en un anneau en cuivre de section circulaire de diamètre 6 mm, maintenu dans la veine d'essai par quatre cylindres de 10 mm de diamètre, eux-mêmes fixés à un cadre métallique (Fig. IV.8).

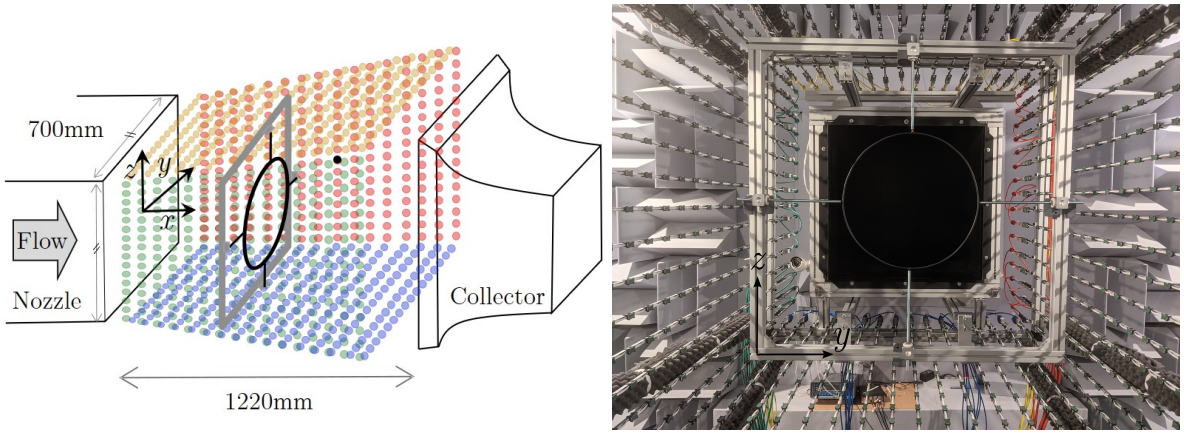


FIGURE IV.8 – Gauche : schéma de l'expérience. L'écoulement va de la gauche vers la droite. Les points colorés représentent les microphones, et le point noir est celui utilisé pour tracer la DSP. Droite : photographie de l'expérience, prise à partir du collecteur vers le convergent. L'anneau est positionné devant le convergent, et peint en noir, et fixé à un cadre avec quatre cylindres.

Les deux structures (anneau et support) émettent un sifflement à deux fréquences différentes, et les sources liées à chacune peuvent ainsi être discriminées. Les sources sont supposées être des dipôles, orientés perpendiculairement à la courbure locale de l'anneau et à l'écoulement. La DSP tracée en Fig. IV.9(a) montre trois pics principaux en fréquence : le premier à 1025 Hz : il s'agit de la fréquence du lâcher tourbillonnaire des fixations. Le pic dominant à 1600 Hz est celui correspondant à l'anneau. Enfin, on peut distinguer un troisième pic, à 3200 Hz donc au double de la fréquence du deuxième pic. Il s'agit ici des sources dipolaires de traînée, orientées selon la direction de l'écoulement, soit x.

Les analyses sont faites à deux fréquences différentes : 1600 Hz (Fig. IV.9), et 1025 Hz (Fig. IV.10). A chaque fois, la grille de focalisation est placée sur la structure entière (anneau + 4 barreaux de maintien).

Sources sur l'anneau :
A 1600 Hz, les contributions sur les divers modes montrent une décroissance lente (Fig. IV.9(b)). On remarque que les sources prédominantes sont localisées sur le contour de l'anneau. Ces sources s'orientent perpendiculairement à la courbure locale de l'anneau, même si celles-ci sont distribuées sur plusieurs modes. Ainsi, la somme de l'ensemble des modes crée un cercle de dipôles autour de l'anneau (Fig. IV.9(c)). Il faut cependant noter que ces sources diminuent en amplitude à l'intersection avec les barreaux de maintien. Cette atténuation locale de la source distribuée est dûe au fait d'une perte probable de la cohérence de l'anneau tourbillonnaire au niveau des intersections, de façon similaire au cas des cylindres croisés.

La variation brutale de la section d'un cylindre crée une variation aussi dans le sifflement émis. Aux intersections, l'anneau est soudé à ces barreaux de maintiens, ce qui rompt localement l'émission des tourbillons, et annule le bruit aéroacoustique à ces endroits.

Sources sur les barreaux de maintien :
Maintenant, si l'on s'intéresse au bruit généré à 1025 Hz (Fig. IV.10), les quatre premiers modes sont clairement les plus significatifs (Fig. IV.10(a)), puisqu'ils contribuent à ∼90 % de l'énergie totale. En regardant plus en détail l'apparence de ces modes (Fig. IV.10(b,c,e,f)), on remarque que les dipôles sont localisés, mode par mode, sur chacun des quatre barreaux de maintien. Les sources sur chacun des barreaux sont donc a priori décorrélées des sources sur les autres barreaux, car elles apparaissent séparément sur quatre modes différents. Cependant, quelques sources sont aussi reconstruites sur le contour de l'anneau. Cela est dû au fait que l'anneau émet probablement du bruit aéroacoustique large bande en dehors du bruit tonal.

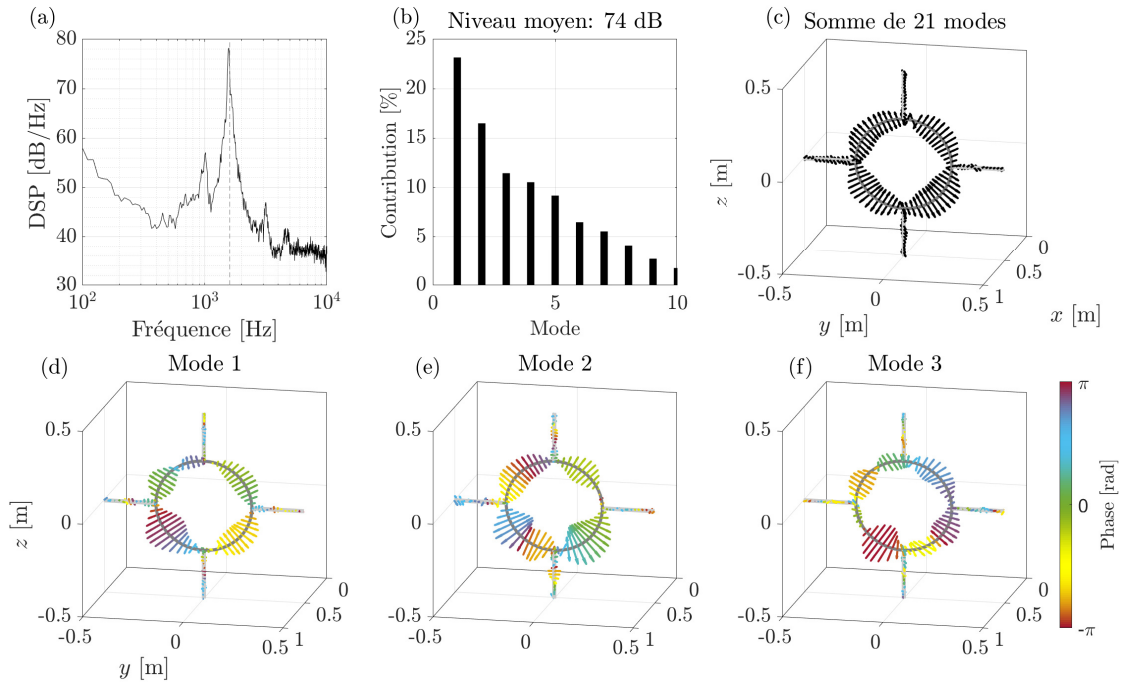


FIGURE IV.9 – Résultats expérimentaux pour l'anneau, tracés à f_0 =1600 Hz (U_∞ = 50 m/s). (a) DSP mesurée au microphone de référence, (b) pourcentage de contribution de chaque mode, (c) somme des modes, (d,e,f) distribution des trois premiers modes. Ces résultats sont calculés par la méthode TGIB avec les 1024 microphones.

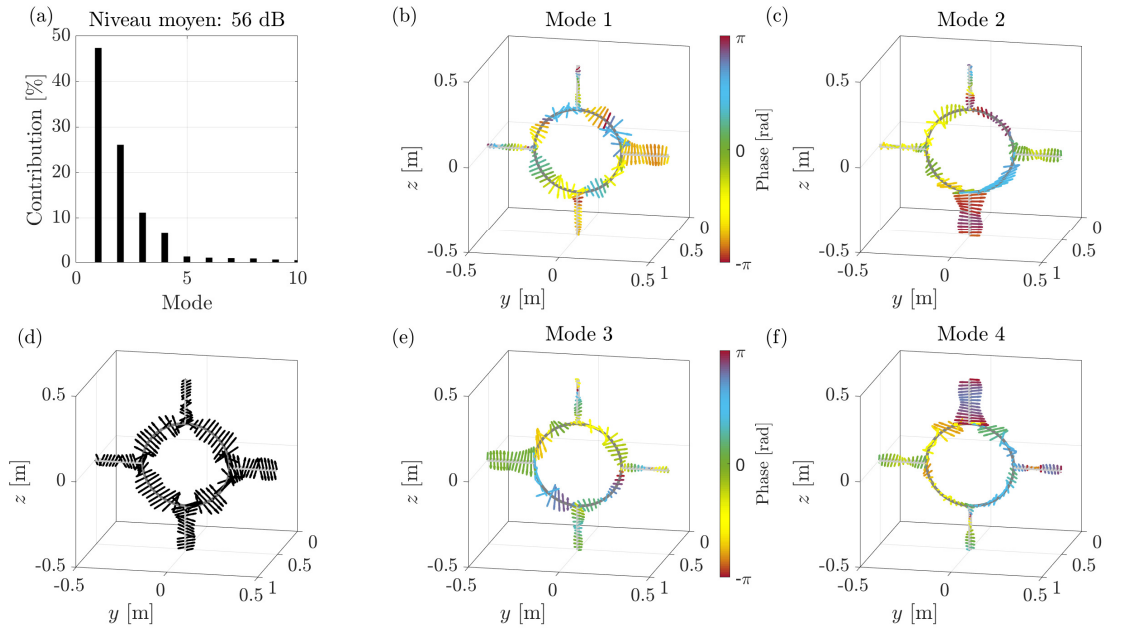


FIGURE IV.10 – Résultats expérimentaux pour les barreaux de maintien tracés à f_0 =1025 Hz (U_∞ = 50 m/s). (a) DSP mesurée au microphone de référence, (b) pourcentage de contribution de chaque mode, (c) somme des quatre premiers modes, (d,e,f) distribution des quatre premiers modes. Ces résultats sont calculés par la méthode TGIB avec les 1024 microphones.

4 Estimation de longueurs de cohérences

4.1 Méthodologie

Si l'écoulement autour d'un cylindre était purement 2D, les fluctuations de force seraient en phase sur toute l'envergure du cylindre. Cependant, dans la réalité, ce n'est pas le cas : Phillips (1956) [110] évoque plusieurs raisons pour lesquelles celles-ci varient sur l'envergure d'un cylindre. Cela peut être dû d'abord à des petites variations sur le diamètre, qui feraient varier localement la fréquence de sifflement f_0. Sur plusieurs cycles de lâchers tourbillonnaires, ces variations induiront des différences de phase dans l'envergure du cylindre. La deuxième explication possible est la présence d'instabilités 3D dans l'écoulement incident, même si celui-ci n'est pas totalement turbulent. Or, la longueur de cohérence en envergure d'un cylindre est constitutive de l'efficacité acoustique des sources dipolaires rayonnées (voir Chap. I.1.2.1). Et lorsque la forme d'un cylindre change, sa longueur de cohérence n'est plus la même, et donc cette efficacité acoutique est altérée sur l'envergure du cylindre.

Pour rappel, la longueur du cylindre immergé dans l'écoulement et son rapport avec la longueur d'ondes du sifflement (selon la section) est détaillée en Tab. IV.2.

Tableau IV.2 – Longueur des cylindres immergés et rapport à la longueur d'onde à la fréquence du sifflement

Section	Nombre de diamètres immergés	Fréquence de sifflement	Nombre de λ_0 immergées
Circulaire (12 mm)	58 d	781 Hz	1.6 λ_0
Circulaire (6 mm)	116 d	1611 Hz	3 λ_0
Carrée (AR=1, 7mm)	100 d	970 Hz	2 λ_0
Rectangulaire (AR=2, 6x11,5mm)	116 d	647 Hz	1.3 λ_0

Margnat et al. (2023) [89] décrivent l'influence de la forme d'un cylindre sur la longueur de cohérence en envergure de l'écoulement dans le sillage. Ils observent que les tourbillons générés par les cylindres de sections circulaires ou carrées, à leurs pics de portance respectifs, présentent une longueur de cohérence dans la direction de l'envergure quasi-similaire, soit d'environ 5 d. Les cylindres de sections rectangulaires, quant à eux, sont cohérents sur ≈15 d, donc leur longueur de cohérence est environ trois fois plus grande. Ces valeurs ne changent quasiment pas pour des nombres de Reynolds variant de 6,000 à 27,000. Cependant, une diminution de cette cohérence est observée aux fréquences harmoniques, car la turbulence est plus élevée [119]. L'influence de la géométrie et du nombre de Reynolds sur la longueur de cohérence d'un cylindre circulaire ou rectangulaire est illustrée par le graphique en Fig. IV.11 (extrait de [89]), et est comparée à un large panel d'études de la littérature. Ainsi, on peut visualiser la constance de ces valeurs indépendamment de l'expérience, pour une section fixée. Ainsi, pour une section circulaire, à des Reynolds compris entre 10,000 et 50,000, la demi-longueur intégrale en envergure est de ∼ 5 mm.

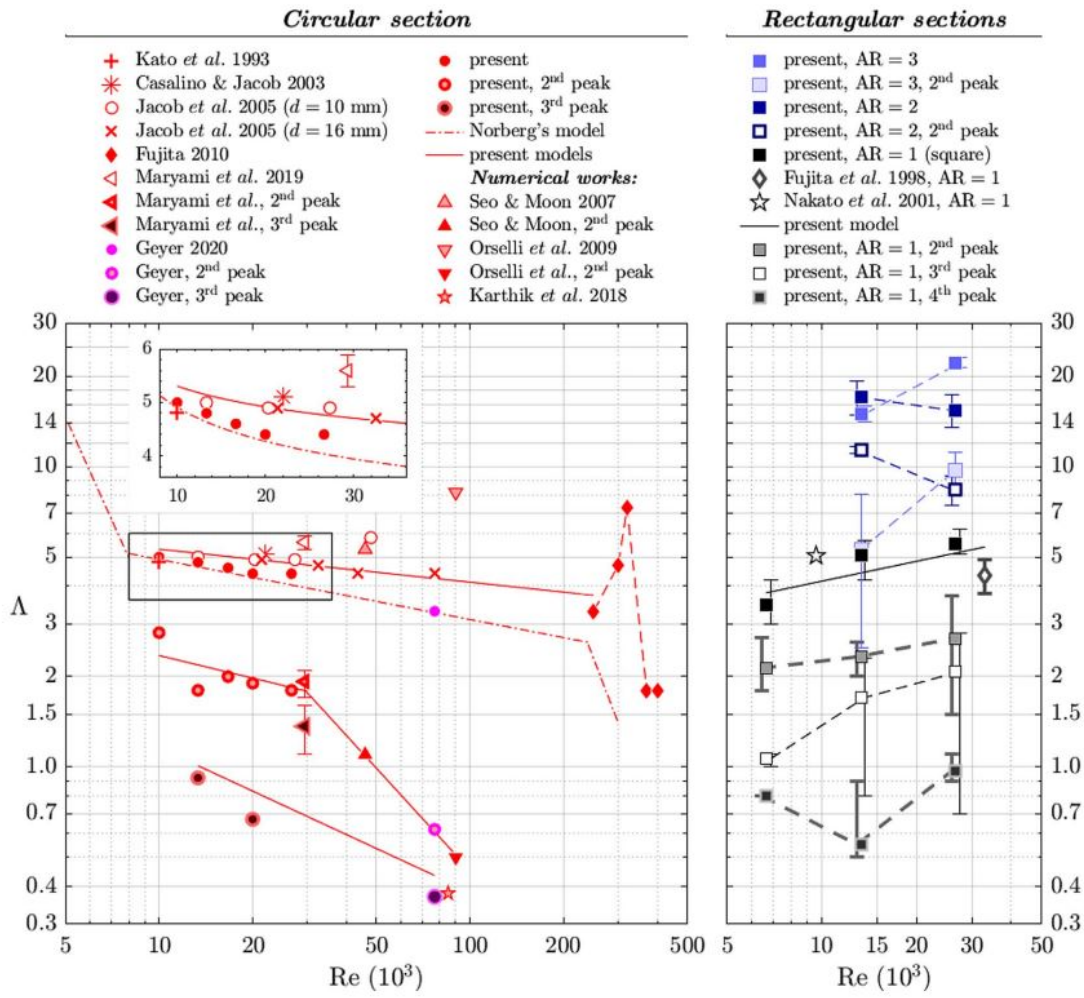


FIGURE IV.11 – Longueur de cohérence Λ (demi-longueur intégrale en envergure) normalisée par d, pour un cylindre de section circulaire ou rectangulaire. Figure de Margnat et al. [89]

La définition consistante aéroacoustiquement de la longueur de cohérence en envergure d'un cylindre est définie par Margnat et al. [89], comme suit :

$$\ell_c(f) = \frac{1}{2}\int_{-\ell/2}^{\ell/2} \Gamma(\eta, f) d\eta \tag{IV.1}$$

où η est la distance entre chaque point du cylindre (sur l'ensemble de l'envergure) et le centre de celui-ci, et ℓ est l'envergure immergée dans l'écoulement (ici l'envergure immergée est de 0.7m). Γ est l'estimateur de cohérence entre deux signaux. La cohérence est égale à 1 lorsque deux sources sont parfaitement corrélés. Cet estimateur se calcule comme suit :

$$\Gamma(\eta_{ij}, f) = \frac{|C_{src,ij}|}{\sqrt{C_{src,ii} C_{src,jj}}} \tag{IV.2}$$

où $C_{src,ij}$ est la valeur de la matrice interspectrale des sources (à la fréquence à laquelle les calculs de la technique TGIB sont faits), à la ligne i et à la colonne j. Dans notre cas, la matrice C_{src} est reconstruite à partir de l'estimation des sources de l'algorithme TGIB, et est définie en Eq. II.12. Ensuite, la matrice de cohérence des sources Γ est tracée à partir de l'Eq. IV.2, et est tracée en Fig. IV.12, en fonction de la position du point sur la grille de focalisation (ici la grille

est selon l'axe z, car l'axe du cylindre est selon z aussi). Dans le cas des cylindres, le point de référence à partir duquel on va tracer la cohérence est le point milieu de l'envergure du cylindre. On tracera donc une colonne située dans le rectangle bleu de la Fig. IV.12 : j est fixée et i varie.

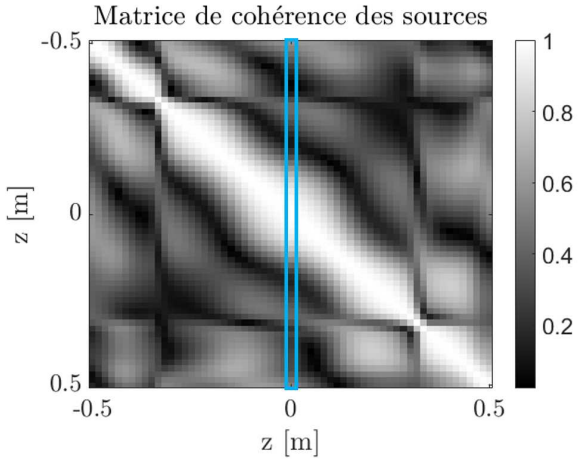


FIGURE IV.12 – Tracé de la matrice de cohérence des sources Γ. Le rectangle bleu correspond à la colonne grâce à laquelle Γ peut être tracée (la matrice est symétrique, donc peu importe si l'on fixe la colonne ou la ligne pour tracer la courbe de cohérence). Configuration : cylindre circulaire de diamètre $d = 12$mm, U_∞ =50 m/s, f_0 =781 Hz.

Afin de comparer les longueurs de cohérence entre différentes géométries de cylindre (diverses sections), une fonction modèle est utilisée. Le modèle gaussien est une des fonctions possibles, et correspond à la fonction suivante [26] :

$$\Gamma_G(\eta, \omega) = exp\left[-\pi\left(\frac{\eta}{2\ell_{c,G}}\right)^2\right] \tag{IV.3}$$

où $\ell_{c,G}$ est la longueur de cohérence gaussienne estimée, et η la distance au centre du cylindre. On note que $\ell_{c,G}$ dépend de la fréquence d'analyse de la méthode TGIB. Ici, est utilisée la demi longueur intégrale pour une forme gaussienne. Cette longueur peut être simplement lue sur l'axe $\Delta y/d$ lorsque $\Gamma_G(\eta = \ell_{c,G}) = exp(-pi/4) \approx 0.46$.

4.2 Simulations : distribution de dipôles plus ou moins corrélés en envergure

Dans le cas des simulations réalisées, ℓ_c est en mètres. Pour se rendre compte de l'influence de la longueur de cohérence ℓ_c en l'envergure d'une distribution de sources dipolaires sur les modes reconstruits avec la méthode TGIB, trois cas sont étudiés ici. D'abord une distribution de dipôles totalement corrélés est simulée, puis une distribution partiellement corrélés, et enfin totalement décorrélés.

Pour ce faire, des distributions de bruit dipolaire large bande le long de l'axe y et orientés selon z seront simulés. Ensuite, l'algorithme TGIB permettra d'estimer ces sources et de vérifier l'influence de la corrélation de ces sources sur le nombre de modes retrouvés et l'allure de ces modes. Afin d'être au plus proche des conditions expérimentales réelles, les calculs sont faits à une fréquence de 1600 Hz, ce qui correspond à la fréquence de sifflement d'un cylindre de diamètre 6 mm.

Distribution de dipôles totalement corrélés :

Une distribution de sources dipolaires totalement corrélées entre -0.35m et 0.35m est simulée avec un même bruit large bande. Les estimations de la méthode TGIB sont tracées en Fig. IV.13 à une fréquence de 1600 Hz.

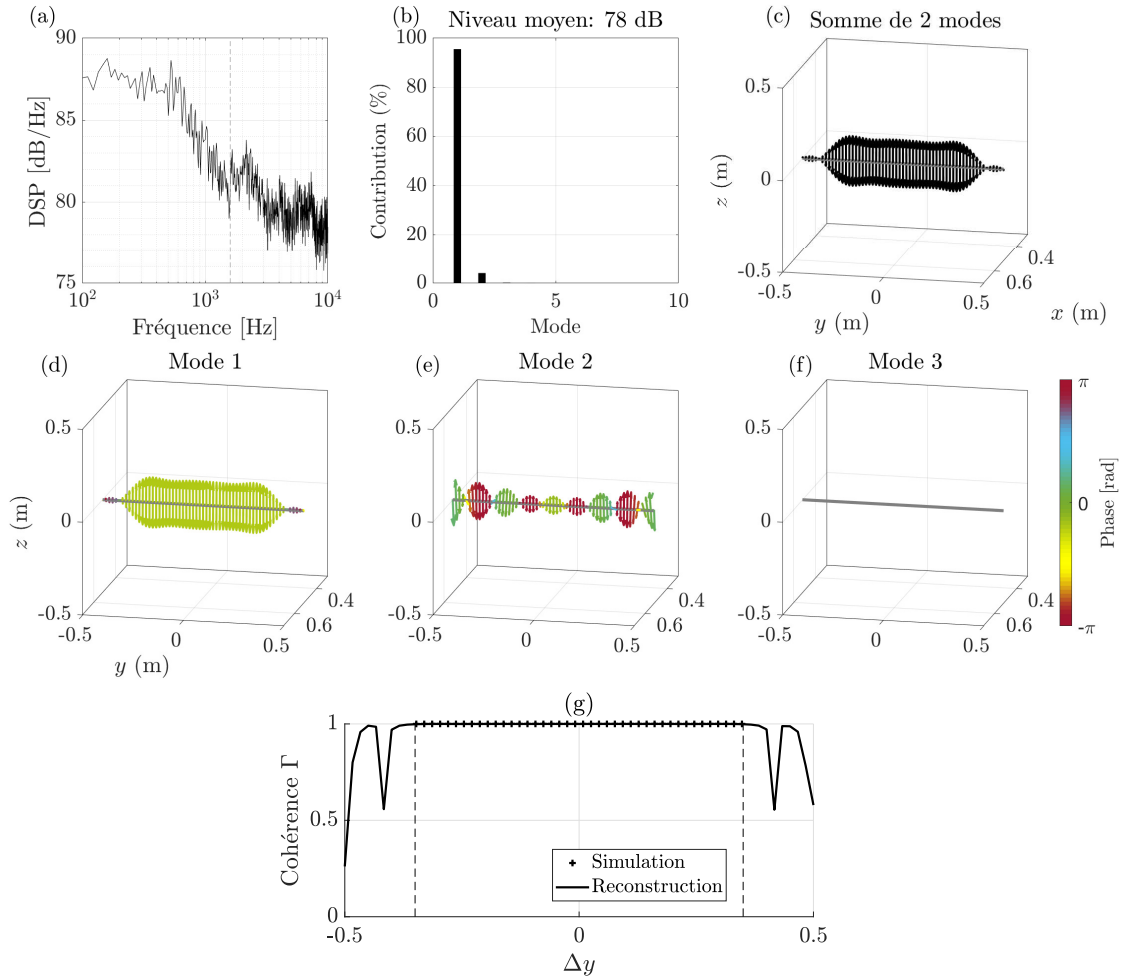


FIGURE IV.13 – Résultats de la méthode TGIB à 1600 Hz pour une distribution de 80 dipôles cohérents en envergure. (a) Densité spectrale de puissance mesurée au microphone de référence, (b) Pourcentage de contribution de chaque mode, (c) Somme des modes, (d,e,f) estimations des trois premiers modes, (g) Cohérence tracée en prenant comme source de référence le milieu de l'envergure de la distribution de source, soit $y = 0$.

La distance entre les dipôles reconstruits est de $\Delta_{grid} \approx \lambda_0/13$, avec λ_0 =0.2 m. La DSP (Fig. IV.13(a)) tracée décroît avec la fréquence, et cette décroissance est peut-être due à une annulation des sources dipolaires lors de leur rayonnement à l'antenne (dans le cas de sources corrélées, il existe un phénomène d'antirésonances, explicité en Annexe C). On observe ensuite que la somme des modes (c) correspond bien à une distribution de dipôles d'orientation attendue. Le mode 1 est très majoritaire (d), le mode 2 (e) compte à moins de 4%, et le reste des modes est inexistant (f). Les cohérences tracées (g) correspondent à la cohérence des sources simulées (croix), et à celle estimée après avoir appliqué la technique TGIB (ligne pleine). On remarque que la cohérence spatiale reconstruite est égale à 1 entre [0.35< z <0.35]m, puis chute sur les bords, ce qui était un résultat attendu.

Distribution de dipôles partiellement corrélés :
Pour décorréler partiellement les sources dipolaires en envergure, un bruit large bande aléatoire est attribué à chaque source de la distribution dipolaire, puis à chacune des sources est additionnée une contribution, pondérée par une gaussienne, du bruit de ses sources voisines, suivant le schéma en Fig. IV.14.

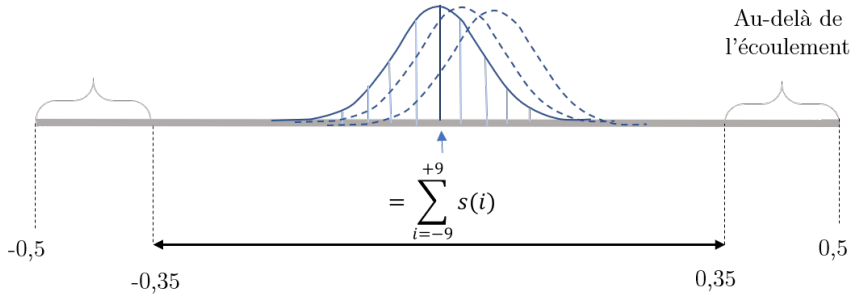


FIGURE IV.14 – Schéma illustrant la méthode de corrélation effectuée

La Fig. IV.15 montre les résultats d'estimation réalisés avec la technique TGIB pour une distribution de sources simulée présentant une longueur de cohérence en envergure de $\ell_c = 0.15\,\mathrm{m}$ (cette cohérence spatiale avant tout calcul est tracée avec des croix en Fig. IV.15(g), et est tracée en calculant la matrice interspectrale des sources simulées au départ).

La densité spectrale de puissance (a) montre une distribution spectrale large bande sur l'ensemble des fréquences. On choisit de se placer à 1600 Hz pour les analyses, encore une fois afin de coller au mieux aux conditions expérimentales de cette thèse. L'histogramme (b) montre que le nombre de modes significatifs a augmenté par rapport au cas totalement corrélé. On comprend donc ici que la corrélation des sources sur l'envergure a une influence importante sur le nombre de modes significatifs trouvés dans la CSM aux microphones. Plus les sources sont décorrélées en envergure, plus on retrouve de modes significatifs. La somme des modes (c), cependant garde toujours la même allure.

En revanche, en se penchant sur les trois premiers modes (d,e,f), on observe qu'ils ressemblent aux modes observés en Chap. III dans les cas des cylindres simples. En effet, on aperçoit clairement une forme de modes de Fourier (mode 1 : un ventre, mode 2 : deux ventres, mode 3 : trois ventres). La comparaison à ce stade nous permet de confirmer l'hypothèse du lien entre corrélation des sources en envergure, et allure sinusoïdale des modes propres de la CSM (modes de Fourier).

Enfin, le tracé de la cohérence spatiale par la méthode TGIB (g, courbe en pointillés) suit parfaitement la courbe de la cohérence des sources simulées au départ. Cette observation est importante pour la suite, car elle implique qu'il serait possible de retrouver la longueur de cohérence de n'importe quelle source étendue, de façon assez précise.

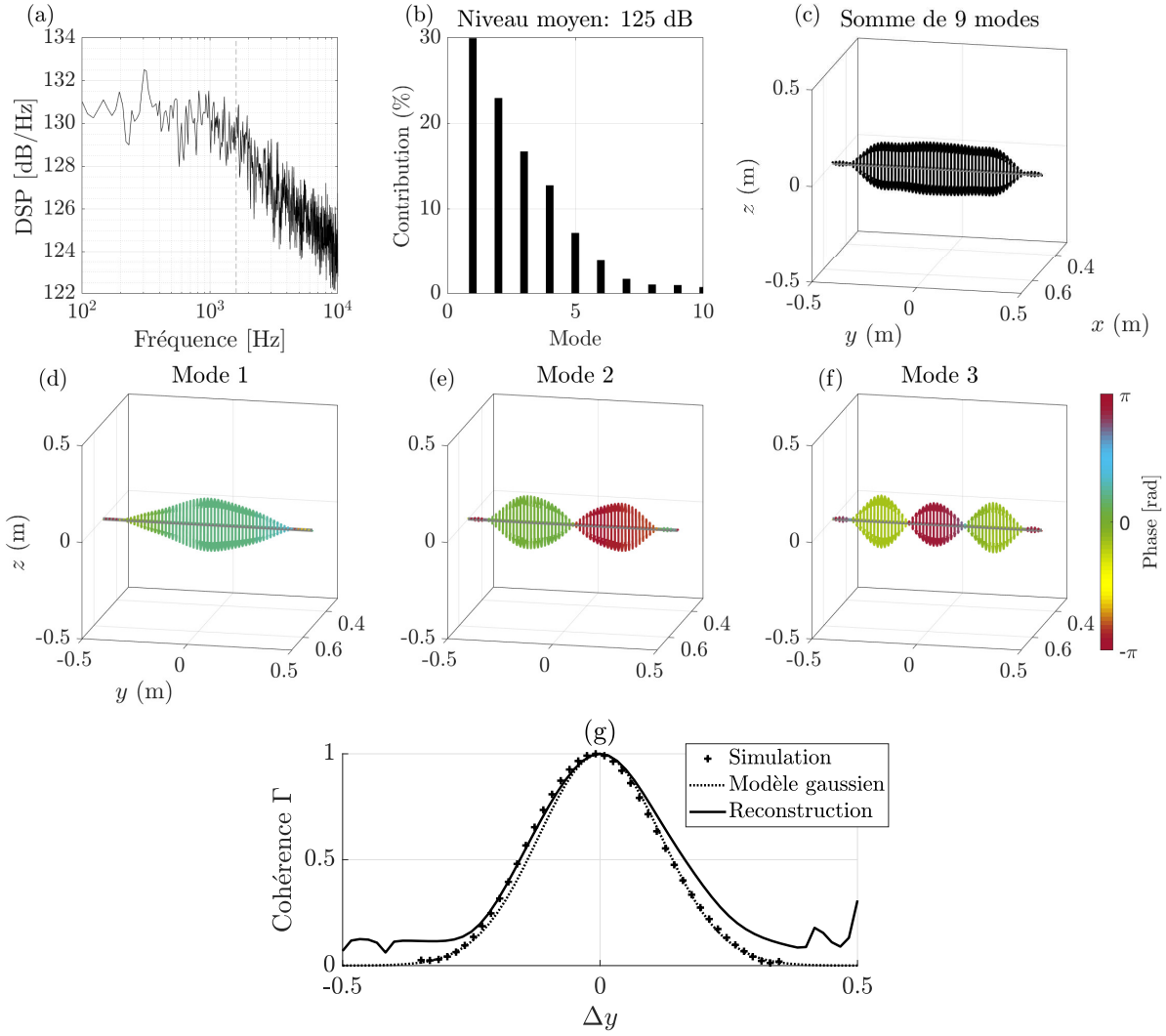


FIGURE IV.15 – Résultats simulés pour une distribution de dipôles partiellement décorrélés en envergure (ℓ_c =0.15 m). (a) Densité spectrale de puissance mesurée au microphone de référence, (b) Pourcentage de contribution de chaque mode, (c) Somme des modes, (d,e,f) Cartographies obtenues par la technique TGIB pour les trois premiers modes, (g) tracé de la cohérence en prenant comme source de référence le milieu de l'envergure de la distribution de sources, soit $y = 0$. Fréquence d'analyse : f_0 =1600 Hz.

Distribution de dipôles totalement décorrélés :

Enfin, on simule des sources totalement décorrélées sur une ligne, c'est-à-dire que le bruit large-bande attribué à chaque source dipolaire est aléatoire, et différent de celui de la source voisine. L'algorithme TGIB permet de tracer la figure IV.16.

L'énergie est cette fois-ci répartie sur plus d'une dizaine de modes (IV.16(b)), c'est-à-dire un nombre de modes significatifs encore plus important que pour le cas des sources partiellement décorrélées. En traçant ces divers modes (d,e,f), on remarque qu'ils présentent une distribution assez aléatoire de sources qui ne sont pas en phase les unes avec les autres, et ne présentent aucune allure de modes de Fourier. Cependant, la somme des modes (c) correspond tout de même à l'allure des sources simulées : ce sont des dipôles d'amplitude constante en envergure (entre −0.35m et 0.35m). La cohérence spatiale des sources simulées tombe cette fois à moins de

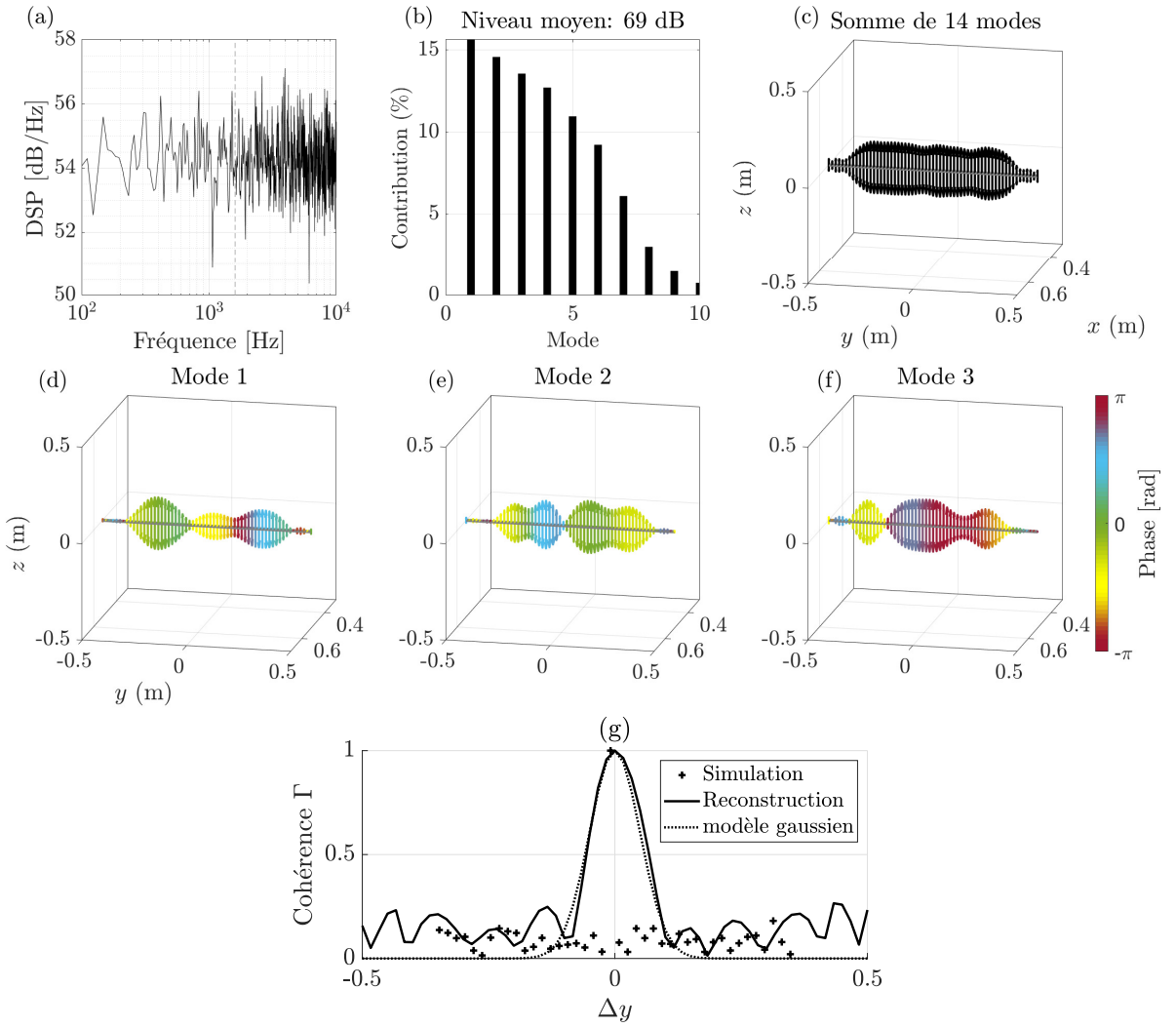


FIGURE IV.16 – Résultats de la méthode TGIB pour une distribution de 80 dipôles simulés décorrélés en envergure. (a) Densité spectrale de puissance mesurée au microphone de référence, (b) Pourcentage de contribution de chaque mode, (c) Somme des modes, (d,e,f) Estimation de trois premiers modes, (g) tracé de la cohérence en prenant comme source de référence le milieu de l'envergure de la distribution de source, soit $y = 0$. Un modèle gaussien à $\ell_g = 0.05$ correspond à cette courbe.

0.2 sur toute l'envergure sauf pour le point de référence (g, croix noires). En revanche, lorsque l'on reconstruit la matrice interspectrale des sources (g, ligne noire), la cohérence des sources reconstruites est proche de $\ell_c = 0.05$m. La longueur de cohérence est donc non-nulle. A ce stade, on peut s'interroger sur une potentielle longueur de cohérence minimale des sources acoustiques reconstruites par la méthode TGIB (qui serait ici de ℓ_c=0.05 m).

Afin de comprendre ce seuil de longueur de cohérence, et savoir à quoi cela est dû, on trace, en Fig. IV.17, les longueurs de cohérence estimées par la méthode TGIB, en fonction de la longueur de cohérence connue, que l'on a simulé.

Finalement, la valeur seuil de la longueur de cohérence dépend de la fréquence d'analyse de la méthode TGIB. A 3000 Hz, $\ell_{c,min}$ =0.03m, alors qu'à 1600 Hz, $\ell_{c,min}$ =0.06m. Cette remarque n'est pas sans rappeler la largeur du lobe principal de la PSF liée à une antenne. Cette valeur

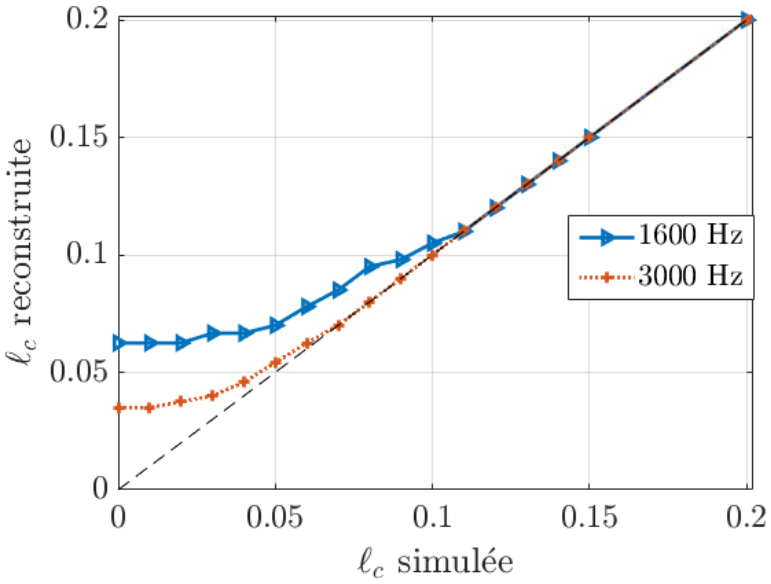


FIGURE IV.17 – Courbe représentant des longueur de cohérence reconstruites, en fonction des longueurs de cohérence simulées, pour trois fréquences d'analyse différentes : 1600 Hz (triangles bleus), et 3000 Hz (croix rouges).

seuil correspond finalement à un type de résolution de notre antenne liée à notre méthode. Au delà de cette valeur seuil, la longueur de cohérence de la source est correctement estimée.

Distribution hybride de dipôles :

Avant de passer aux cas expérimentaux, la Fig. IV.18 présente un résultat de simulation hybride, avec d'un côté un sinus pur donc totalement corrélé (à gauche), et à droite un sinus avec un bruit aléatoire ajouté (à droite) (SNR=-35dB).

On voit bien que la partie gauche n'est représentée que dans le mode principal (d), ce qui était attendu. Le deuxième mode (e), quant à lui, n'est présent que sur la partie droite de la distribution, car il s'agit de la moitié de la distribution qui comporte le bruit large bande en plus du sinus. Ce cas nous montre très clairement que les modes en forme de sinusoïde apparaissent donc bien lorsque l'on a des signaux corrélés mais non identiques. Le tracé de la cohérence (g) montre une cohérence simulée est égale à 1 du côté gauche de la distribution, et qui chute brutalement lorsque $y > 0$. En ce qui concerne la reconstruction, celle-ci est moins claire, mais elle apparaît chuter sur la section de droite, plus qu'à gauche.

Pour comprendre ce qui peut se passer sur un anneau dont les sources dipolaires se décorrèlent petit à petit sur le pourtour de l'anneau (ce qui n'est pas expérimentalement faisable à cause des quatre fixations nécessaires au maintien de l'anneau), un cas de sources qui se décorrèlent peu à peu sur un anneau est présenté en Annexe D.

La question que l'on se pose à ce stade est la suivante : *est-il alors possible de retrouver la longueur de cohérence d'objets réels, grâce à l'unique information des données de pression en champ lointain ?* Pour répondre à cette question, nous traçons cette cohérence spatiale reconstruite grâce au TGIB, mais pour des données expérimentales.

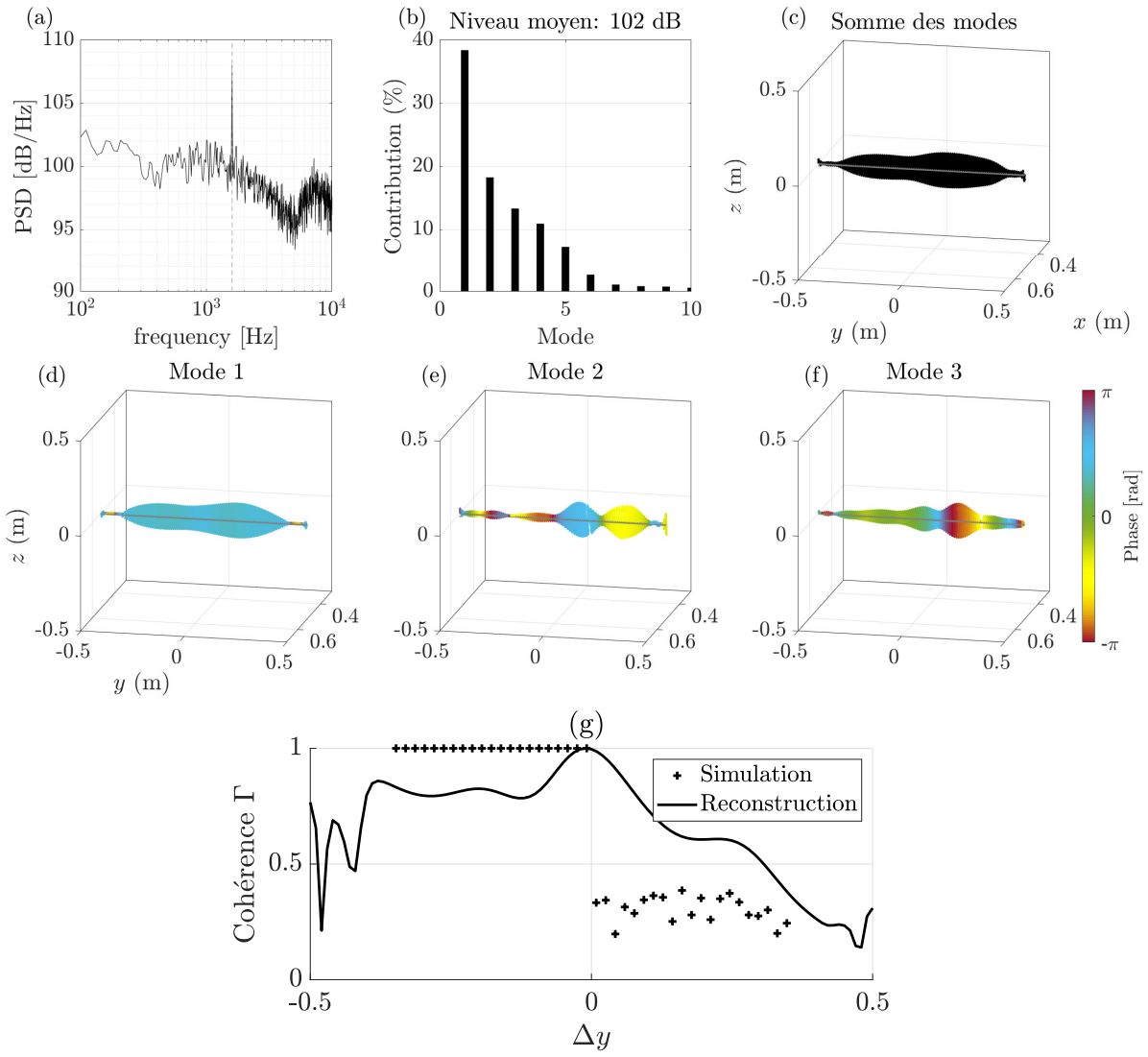


FIGURE IV.18 – Résultats pour des dipôles simulés sur une ligne. (a) Densité spectrale de puissance sur un microphone, (b) Pourcentage de la contribution de chaque mode, (c) Somme des modes significatifs (ceux qui contribuent pour au moins 1% du premier mode), (d,e,f) distribution des trois premiers modes. Ces résultats sont obtenus avec les 1024 microphones, (g) Tracé de la cohérence Γ, avec une corrélation partielle gaussienne (ℓ_g=0.1).

4.3 Expériences en soufflerie

4.3.1 Cylindres de section diverses

Dans cette partie, ℓ_c sera normalisée par le diamètre du cylindre étudié, donc elle est adimensionnée. Pour rappel, après avoir calculé la matrice de corrélation des sources C_{src}, la matrice de cohérence des sources est estimée. Il est alors possible de tracer la cohérence des sources distribuées par rapport à l'une d'entre elles (prise au milieu du cylindre). Cette cohérence est tracée en Fig. IV.19.

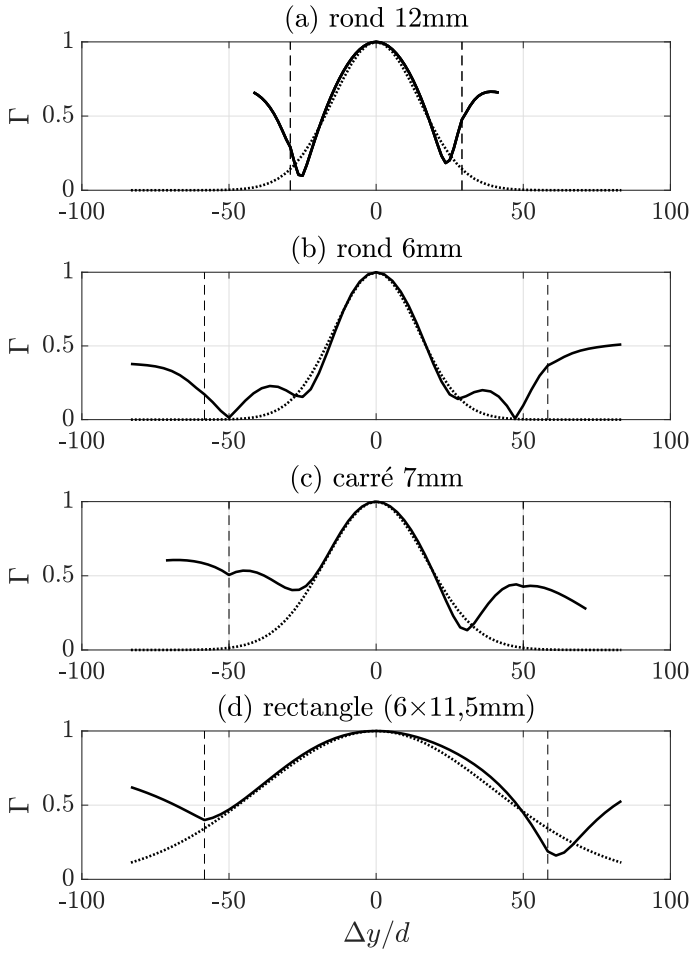


FIGURE IV.19 – Tracé de la cohérence spatiale comparées à des modèles gaussiens (pointillés rouges), pour des cylindres de diverses sections. (a) circulaire de diamètre 12 mm, (b) circulaire de diamètre 6 mm, (c) carré de section 7 mm, (d) rectangulaire de de section 6×11,5mm. En lignes noires verticales sont tracées les positions des couches de cisaillement.

En noir est tracée la cohérence en envergure, et en rouge, le modèle gaussien s'approchant le plus de la courbe noire, permettant d'obtenir la longueur de cohérence ℓ_c. Ainsi, les demi-longueurs de cohérence trouvées (demi car c'est la longueur d'un côté du cylindre que l'on regarde) sont rapportées dans le Tab. IV.3 pour les cylindres de diverses sections étudiés dans cette thèse.

Pinto (2019) [112] a mesuré au fil chaud, les longueurs de cohérences d'un écoulement autour de cylindres de diverses sections. Le fil chaud est une technique consistant à placer une sonde d'anémométrie au sein d'un écoulement permettant de mesurer les fluctuations de vitesses de

l'écoulement en plusieurs points. Nos calculs de longueur de cohérence à la source sont donc comparables, et comparés dans le Tab. IV.3. En se penchant sur les valeurs de longueur de cohérence trouvées pour les diverses sections, on observe que plus le rapport d'aspect est grand, plus la cohérence est importante, ce qui a été montré précédemment par Pinto (2019) [112]. En revanche, les longueurs de cohérence estimées par les mesures acoustiques présentées ici sont beaucoup plus grandes. Cette différence peut s'expliquer par le fait que la longueur de cohérence du champ de vitesse intègre tous les modes de Fourier en envergure, alors que ces modes n'ont pas tous la même efficacité acoustique. Une autre explication à cette différence réside dans le traitement réalisé avec la méthode TGIB, qui n'extrait que les modes les plus énergétiques des sources rayonnées à l'antenne, ce qui filtre les modes les plus efficaces acoustiquement. Cela a pour effet de rendre les sources reconstruites plus cohérentes.

Physiquement, l'augmentation de la longueur de cohérence lorsque le rapport d'aspect augmente est a priori dû, non pas à une fixation du point de décollement de l'écoulement sur des arêtes, mais à une différence de régime (la transition à la turbulence est plus tardive dans les nombres de Reynolds) [88].

Tableau IV.3 – Longueurs de cohérence des cylindres de diverses sections, normalisées par la section.

Section	$\ell_{c,g,pression}$	$\ell_{c,g,vitesse}$
Circulaire (12 mm)	18.5	4
Circulaire (6 mm)	18	4
Carrée (AR=1, 7mm)	21.5	5
Rectangulaire (AR=2, 6x11,5mm)	50	19

4.3.2 Profil d'aile en incidence

Reprenons les deux cas du profil d'aile en incidence, dont les estimations de la méthode TGIB sont développées en Section III.2.1.2, mais cette fois, nous nous intéressons à la cohérence en envergure (calculée grâce à la méthode TGIB, comme précédemment) de ce profil d'aile soumis à un écoulement de U_∞ =40 m/s.

Profil d'aile avec une incidence de 8° :
En ce qui concerne le profil d'aile avec une incidence de 8°, sa cohérence en envergure est tracée aux trois fréquences de sifflement du peigne, en Fig. IV.20.

A chaque fois, la cohérence en pression obtenue grâce à la méthode TGIB (traits pleins) est comparée à celle du champ de vitesse (traits pointillés), calculée par Beausse [11]. Ces cohérences sont tracées par rapport à la même position de référence, correspondant à la position de cohérence maximale des champs de vitesse, à ces fréquences. Ces graphes montrent une certaine similarité entre la cohérence des champ de pression et de vitesse, à ceci près que la cohérence du champ de pression est beaucoup plus lissée. Selon l'étude de Beausse, à la fréquence à 1602 Hz, la cohérence est significative en $z \in [-0.2, -0.1]$m. A la fréquence de 1719 Hz, elle l'est en $z \in [-0.18, 0.1]$m. Enfin, à 1875 Hz, la cohérence est significative entre $z \in [-0.04, 0.24]$m. On retrouve des valeurs proches pour la cohérence reconstruite du champ de pression, bien que celle-ci paraisse significative sur une envergure plus large.

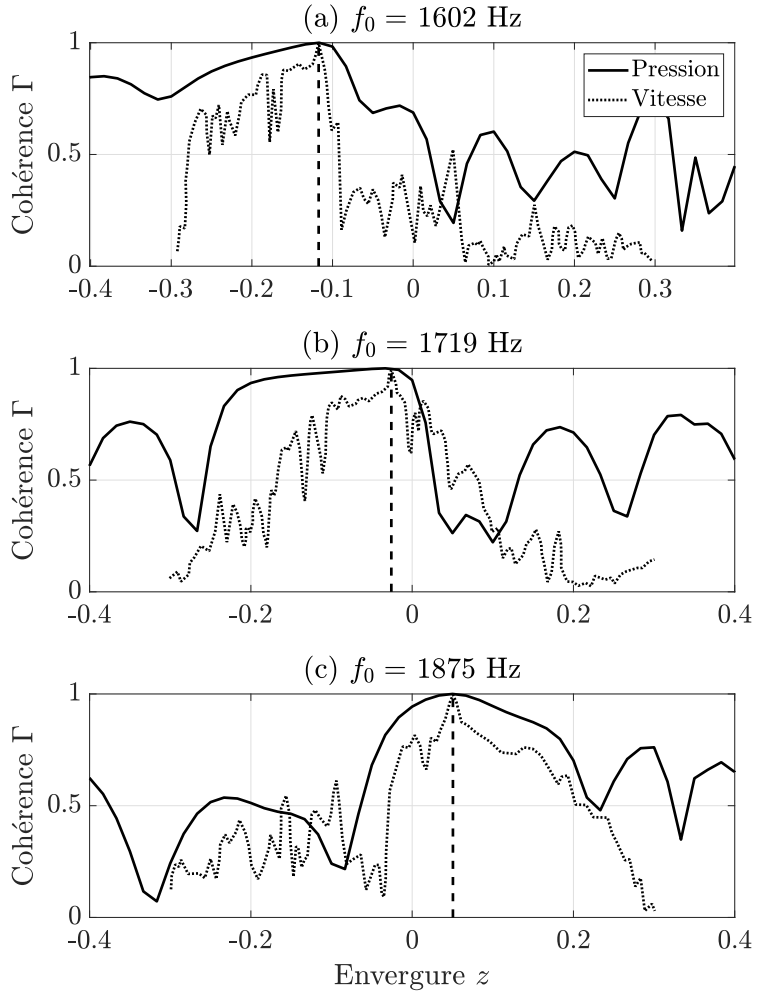


FIGURE IV.20 – Distribution de cohérence Γ transverse mesurée pour le NACA0012, en incidence de 8° par rapport à l'écoulement, à une vitesse de $U_\infty = 40\,\mathrm{m/s}$, aux trois fréquences principales du peigne. (a) 1602 Hz, (b) 1719 Hz, (c) 1875 Hz. Les lignes en trait pleins correspondent à l'estimation de la méthode TGIB à partir des données en pression, et les lignes en pointillés correspondent à l'estimation de Beausse à partir des données en vitesse [11]. Ces cohérences sont calculées par rapport aux positions indiquées par des lignes verticales en pointillés.

Ce lissage aurait pu être dû aux problématiques évoquées précédemment liées aux longueurs de cohérence minimales (seuil) identifiables par la méthode TGIB avec cette antenne. Cependant, au-dessus de 1600 Hz, la longueur de cohérence minimale est assez faible pour qu'elle n'impacte pas significativement la courbe de cohérence. Ce qui est à prendre en compte est surtout ici le fait que l'algorithme TGIB procède à une régularisation pour approximer le champ de pression aux sources, et ne prend en compte que les modes les plus énergétiques de la matrice interspectrale, donc une partie du champ rayonné n'est pas pris en compte dans les calculs.

Profil d'aile avec une incidence de 12° :
La cohérence des sources est calculée cette fois à la fréquence de sifflement de cette configuration, soit à 1950 Hz. Celle-ci est tracée le long de l'envergure du bord de fuite de l'aile, en Fig. IV.21.

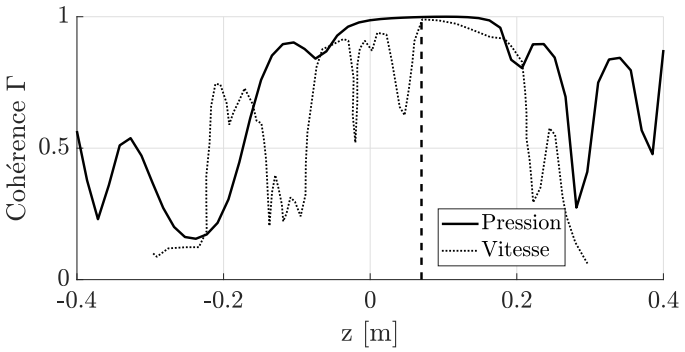


FIGURE IV.21 – Distribution de cohérence Γ transverse mesurée pour le NACA0012, en incidence de 12° par rapport à l'écoulement, à une vitesse de $U_\infty = 40\,\mathrm{m/s}$ et à la fréquence de sifflement $f_0 = 1950\,\mathrm{Hz}$. (ligne) : calculée grâce au champ de pression en champ lointain (pointillés) : calculée par Beausse [11] grâce au champ de vitesse. Ces cohérences sont calculées par rapport à la la position $z = 0.07$ m, indiquée par une ligne verticale en pointillés.

On remarque que, en prenant comme référence la source à $z = 0.07$ m (centre de la tache source), cette cohérence est égale à 1 autour de l'intervalle $[0 \leq z \leq 0.15]$ m. Cela est cohérent avec les conclusions de Beausse, qui a montré que la cohérence du champ de vitesse autour de la source aéroacoustique à 12° était plus importante que pour le profil en incidence de 8°, grâce au fait que l'allée tourbillonnaire au bord de fuite était plus étendu en envergure.

5 Conclusion du chapitre

Dans un premier temps, les avantages de l'utilisation d'une antenne 3D ont été établie dans ce chapitre : une antenne plane ne permet pas d'estimer précisément des sources dont le rayonnement est tridimensionnel. Ce chapitre a permis de montrer la robustesse de l'antenne MégaMicros couplée à l'algorithme TGIB, pour localiser des sources le long de l'envergure d'un obstacle, et estimer leur niveau et orientation dipolaire, que ce soit concernant des sources simulées ou réelles.

La question de l'allure sinusoïdale des modes propres obtenus avec l'algorithme TGIB étant restée en suspend dans les chapitres précédents, une étude sur la longueur de cohérence de sources distribuées a été effectuée dans ce chapitre. Cette allure est finalement due à une certaine homogénéité des sources en envergure.

Une étude est d'abord faite sur des simulations de distributions de dipôles plus ou moins corrélés sur la longueur. Ces travaux ont permis de montrer qu'il est possible de retrouver la cohérence de sources distribuées au sein d'un volume. Cependant, un seuil de longueur de cohérence reconstruite existe, vraisemblablement lié à une résolution de l'antenne et à l'algorithme TGIB qui régularise la solution, car ce seuil diminue avec la fréquence d'analyse.

Finalement, cette étude a montré la capacité de la méthode TGIB a retrouver la cohérence de sources expérimentales distribuées. En ce qui concerne les cylindres, les valeurs obtenues sont plus grandes que celles que Pinto a relevées concernant le champ de vitesse, mais les tendances sont similaires, à savoir que la longueur de cohérence d'un cylindre rectangulaire est plus grande que celle d'un rond ou d'un carré.

Pour le profil d'aile, les mesures acoustiques étaient couplées à des mesures du champ de

vitesse au fil chaud, exploitées par Beausse [11]. Pour une expérience donnée, on a donc pu regarder ce qui se passait au niveau du champ de pression aux microphones, et comparer directement la cohérence trouvée par la méthode TGIB, à la cohérence du champ de vitesse. Cette comparaison est intéressante, car elle montre une tendance similaire des deux courbes de cohérence, même si la cohérence calculée à l'aide de la méthode TGIB est plus lissée, moins nette. Cet aspect « courbe lissée » s'explique notamment par le fait que seuls les modes qui rayonnent acoustiquement sont pris en compte avec la méthode TGIB, donc on a accès à moins de détail de l'écoulement en envergure par rapport aux données fil chaud.

Finalement, de cette étude expérimentale on peut confirmer le lien entre le son d'une source étendue rayonnée à l'antenne, et sa cohérence transverse (et donc l'étendue de son anneau tourbillonnaire en envergure).

Chapitre V

Application : cylindres de section rectangulaire en incidence

Sommaire

1 Revue bibliographique : cylindres en incidence 108
2 Dispositif expérimental 112
3 Méthodes de traitement 114
4 Modèle numérique 116
4.1 Section carrée (AR=1) 117
4.2 Section rectangulaire (AR=2) 117
5 Résultats expérimentaux 120
5.1 Section carrée (AR=1) 120
5.2 Section rectangulaire (AR=2) 125
6 Conclusion du chapitre 128

Dans ce chapitre, une application physique des techniques d'antenneries développées est proposée. Celle-ci concerne l'étude expérimentale de l'impact de l'angle d'incidence d'un écoulement sur le rayonnement acoustique induit d'un cylindre de section rectangulaire. Après une revue bibliographique, deux cylindres sont étudiés, de rapports d'aspect : AR=1 (carré) et AR=2 (rectangle), dans la veine d'essai de la soufflerie anéchoïque. Deux méthodes d'imagerie acoustique (beamforming dipolaire et méthode inverse) exploitent les données microphoniques d'une antenne plane, orthogonale à l'axe du cylindre. Ces expériences sont réalisées à des nombres de Reynolds compris entre $2,000 < Re < 50,000$. Les résultats obtenus sont analysés à l'aide d'un modèle basé sur l'analogie de Curle et alimenté par des données de simulation numérique en régime laminaire incompressible.

1 Revue bibliographique : cylindres en incidence

Documenté en Section. 1.2.1, le bruit tonal émis à la fréquence de fluctuation de la portance d'un cylindre de section symétrique peut être assimilé à un rayonnement dipolaire, orienté orthogonalement à l'écoulement. Dans ce chapitre, l'intérêt est plus particulièrement porté sur les cylindres de section rectangulaire.

Initialement, l'idée de l'étude présentée dans ce chapitre était de connaître la résolution angulaire de l'algorithme GIB que l'on pouvait obtenir avec l'antenne de 1024 microphones, en sachant que dans des cas où la section est asymétrique par rapport à l'écoulement, l'orientation du rayonnement dipolaire varie.

La configuration asymétrique utilisée pour vérifier cela est un cylindre de section rectangulaire, dont l'angle d'incidence (nommé α dans tout ce chapitre) par rapport à l'écoulement est non-nul. Le principe est illustré Fig. V.1 : le vent incident n'arrive pas nécessairement orthogonalement sur une structure dans des conditions réelles.

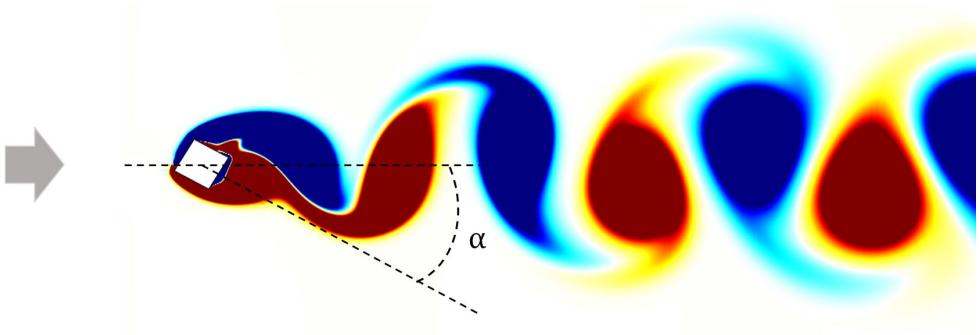


FIGURE V.1 – Illustration réalisé par calcul numérique (méthode des frontières immergées) montrant les allées de Von Karman en aval d'un cylindre de section carrée avec un angle d'incidence α =60° indiqué sur la figure, en vue de coupe. La flèche à gauche indique la direction de l'écoulement incident. Figure réalisée par Abdoulaye Ouattara (doctorant à l'intstitut PPRIME), à un nombre de Reynolds de $Re = 200$, et un nombre de Mach de $M_\infty = 0.25$.

Expérimentalement, la variation du nombre de Strouhal associé à la fréquence de fluctuation de la portance (nommée f_0 dans la suite du chapitre) en fonction de l'angle d'incidence d'un cylindre de section carrée est documentée depuis les années 1980 [102, 67, 50, 152]. Les auteurs ayant travaillé sur les cylindres rectangulaires ou carrés en incidence sont répertoriés de façon non-exhaustive dans le Tab. V.1. On observe que les études faites sur des cylindres de sections d'AR différente de 1 sont peu nombreuses.

Les résultats qui se dégagent de ces différentes études sont les suivants. Lorsque l'angle α est non-nul, le nombre de Strouhal St monte très rapidement jusqu'à un certain angle critique α_{cr}, puis redescend lentement jusqu'à ce que α atteigne 45°.

Cet **angle critique** (α_{cr}) est défini dans la littérature comme l'angle au-dessus duquel on observe un rattachement de l'écoulement moyen (donc de la couche de cisaillement) sur la paroi exposée à l'écoulement. Ce rattachement induit une bulle de séparation [24, 67, 29]. Cet angle d'incidence correspond aussi à l'angle pour lequel on a un coefficient de traînée minimal, et une

TABLEAU V.1 – Description des études de la littérature sur des cylindres rectangulaires en incidence.

Section	Auteurs	Type de travaux	Re
Carré	Obasaju et al. (1983) [102]	expérimental	47,400
Carré	Igarashi et al. (1984) [67]	expérimental	3,850 - 77,000
Carré	Fujita et al. (1998)[50]	expérimental	13,000
Carré	Chen et Liu (1999) [29]	expérimental	2,000-21,000
Carré arêtes diverses	Tamura et al. (1999) [135]	expérimental	30,000
Carré	Dutta et al. (2003) [42]	expérimental	1,340 - 9,980
Carré	Dutta et al. (2008) [43]	expérimental	410
Carré	Yen et al. (2011) [152]	expérimental	4,000-36,000
Carré arêtes arrondies	Carassale et al. (2014) [25]	expérimental	17,000 - 230,000
Carré	Sohankar et al. (1998) [129]	numérique (SIMPLEC)	45 - 200
Carré	Mueller et al. (2011) [97]	numérique (LES)	46,000
Carré chanfreins	Dong et Du (2022) [37]	numérique (LES)	22,000
Rectangle (AR=1 et 0.04)	Knisely (1987) [73]	expérimental	22,000 - 44,000
Rectangle (AR=1 - 3)	Norberg et al. (1994)[100]	expérimental	5,000 - 38,000
Rectangle	Matsumoto et al. (1998) [92]	expérimental	
Rectangle	Pinto (2019) [112]	expérimental	4,000 - 60,000
Rectangle (AR=1,2 et 4)	Margnat et al. (2015) [87]	numérique	200

augmentation brutale du nombre de Strouhal. Le sillage est plus mince, donc on observe une contraction (dans les directions transversale et longitudinale) entre les tourbillons détachés dans le sillage, donc la fréquence de détachement est plus élevée, d'où l'augmentation brutale de cette fréquence et du nombre de Strouhal associé.

Cet angle critique est illustré par la Fig. V.2, réalisée à partir de données expérimentales de PIV (vélocimétrie par images de particule). Trois régimes d'écoulement autour du cylindre se dégagent selon l'angle d'incidence. Lorsque $\alpha < \alpha_{cr}$, l'écoulement se sépare au niveau des arêtes de bord d'attaque du cylindre, et ne se rattache pas sur les côtés du cylindre. c'est le **régime de séparation parfaite en bord d'attaque**. Une bulle de séparation se forme ensuite lorsque $\alpha = \alpha_{cr} \approx 13°$, c'est le **régime de bulle de séparation**. Puis l'écoulement se rattache à l'arête inférieure à partir de $\alpha = 30°$, c'est le **régime d'écoulement rattaché**. En outre, Chen et Liu [29], grâce à des expériences à $2,000 < Re < 21,000$ décrivent une diminution de l'angle critique lorsque le nombre de Reynolds augmente : le rattachement arrive plus tôt, et passe de $\alpha = 17°$ lorsque $2,000$ à $13°$ quand $Re > 8,000$.

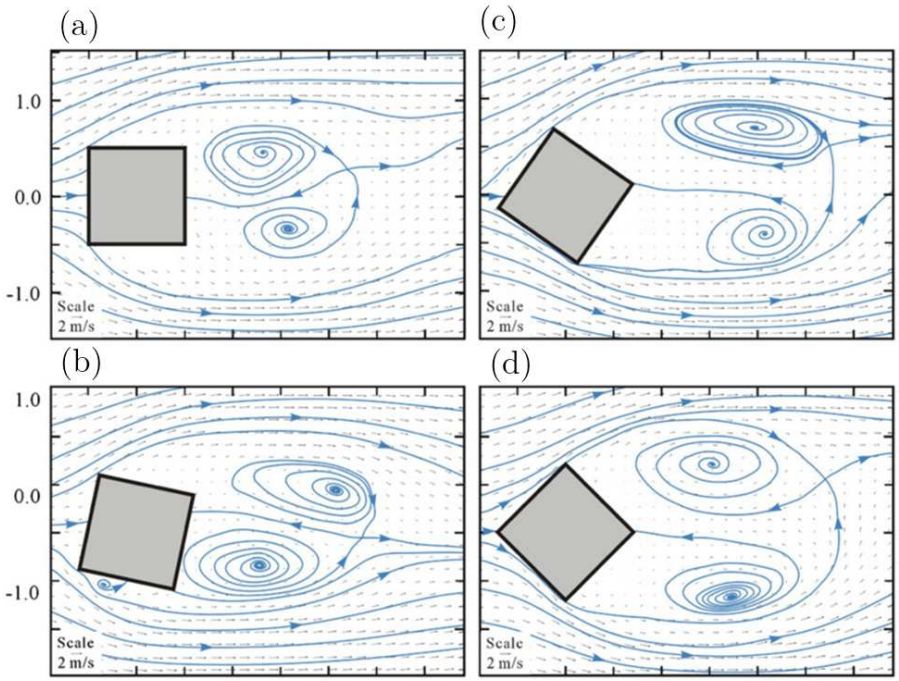


FIGURE V.2 – Vecteurs du champ de vitesse et lignes de courant autour du profil d'un cylindre de section carrée à $Re \approx 6300$, obtenus par PIV, pour 4 angles d'incidences différents : (a) : $\alpha = 0°$; (b) : $\alpha = 12°$; (c) : $\alpha = 30°$; (d) : $\alpha = 45°$. Figure de Yen et al. [152].

Dutta et al. [42] ont étudié les variations temporelles de vitesse derrière un cylindre de section carrée en incidence, grâce à des mesures au fil chaud : les points de séparation de l'écoulement, initialement placés aux arêtes en amont du cylindre, se déplacent vers l'aval et donnent naissance à une bulle de recirculation, lorsque $\alpha > 0$. La taille du sillage augmente, et les tourbillons dans le sillage s'enroulent à des distances plus petites en aval du cylindre. Cela a pour effet de diminuer le coefficient de trainée, et d'augmenter significativement le nombre de Strouhal. D'autres caractéristiques de l'écoulement autour de tels cylindres ont été investiguées par la suite. Dans ses travaux expérimentaux, Carassale [25] démontre par exemple que α_{cr} est plus petit si la courbure des arêtes est arrondie, à cause d'une plus petite fluctuation de portance. Alors, les points de séparation ne sont plus fixes, et il existe une forte dépendance à Re et aux caractéristiques de l'écoulement en amont. Tamura et Miyagi [135] vont jusqu'à donner un classement pour différents types d'arêtes : ils en concluent que $\alpha_{cr,\text{pointu}} > \alpha_{cr,\text{chanfrein}} > \alpha_{cr,\text{arrondi}}$ (voir Fig. V.3). Il en ressort que l'emplacement du rattachement des couches cisaillées (lié au pic du nombre de Strouhal) est plutôt sensible à l'arrondi des arêtes du cylindre, et que le point de séparation est plutôt sensible au taux de turbulence.

Maryami [90] a aussi étudié l'effet d'un taux de turbulence un peu plus fort (de 3 à 5 %) : cette turbulence décale la fréquence de sifflement d'un cylindre de section circulaire vers des fréquences plus basses. Aussi, la longueur de cohérence le long de l'écoulement reste environ la même à la fréquence fondamentale f_0, mais elle décroît plus rapidement pour les fréquences f_1 et f_2 s'il y a présence de turbulence [90]. Cao et Yong [24] montrent que le taux de turbulence de l'écoulement a aussi une influence sur les coefficients de traînée et de portance pour un cylindre

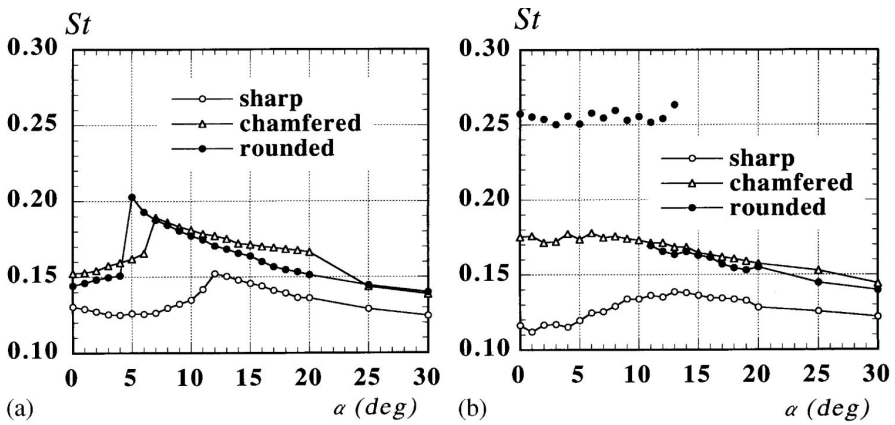


FIGURE V.3 – Effet de la forme des arêtes d'un cylindre de section carré sur le nombre de Strouhal : (a) écoulement uniforme (taux de turbulence de moins de 0.3 %) ; (b) écoulement turbulent (14 %). Figure de Tamura et Miyagi (1999) [135].

de section carrée : plus la turbulence est forte, plus le coefficient de portance diminue, surtout pour des petits angles d'incidence $\alpha < \alpha_{cr}$.

En conclusion, ni l'effet d'une petite modification des arêtes d'un cylindre, ni la turbulence présente dans des conditions réelles de vent, ne peuvent être négligées. Dans nos travaux, le rayon de courbure de l'arête est supposé faible, donc les effets de l'arrondi ne sont pas pris en compte. Pour ce qui est de la turbulence, dans notre cas, (voir Chap. I), le taux de turbulence est assez faible (environ 0.5 %) pour que son effet soit considéré comme négligeable.

Numériquement, le niveau de pression acoustique a aussi été prédit pour un cylindre carré en incidence, par Mueller et al. (2011) [97] : celui-ci est minimal à l'angle critique, et maximal si $\alpha = 0$. D'autre part, à l'aide d'une approche hybride, la directivité de l'emission acoustique d'un rectangle incliné à bas Reynolds ($Re = 200$) est étudiée par Margnat [87] en utilisant l'analogie de Curle (pour AR=4). Ces travaux ont montré une influence certaine de l'incidence de l'écoulement sur l'orientation du dipôle acoustique induit. Cependant, aucune expérience n'a validé ce modèle pour le moment, donc c'est ce que l'on cherche à faire dans ce chapitre, en utilisant des techniques d'antennerie acoustique.

2 Dispositif expérimental

Les expériences de ce chapitre sont situées à des nombres de Reynolds compris entre $2,000 < Re < 50,000$ (vitesse d'écoulement entre 10 et 50 m/s), donc dans le régime (voir Fig. I.8) dans lequel le sillage est turbulent, mais la couche limite est laminaire (aussi appelé régime sous-critique), que ce soit pour une section ronde ou rectangulaire.

Le cylindre en acier étudié est placé verticalement (selon l'axe z) dans la veine d'essai, à $x = 36.5\,\text{cm}$ du convergent, et centré selon l'axe y (y =0), comme illustré en Fig. V.4 et Fig. V.5. Il est fixé à deux supports en métal en haut et en bas, qui sont eux-mêmes couverts de mousse pour éviter des phénomènes de réflexion non souhaités. Les paramètres de ces expériences sont détaillés en Tab. V.2, et les notations sont fixées en Fig. V.6 : les mesures sont réalisées tous les deux degrés d'incidence, pendant une durée de 5 secondes, à la fréquence d'échantillonnage $F_e = 50\,\text{kHz}$. Pour pouvoir déterminer expérimentalement l'angle d'incidence α du cylindre, un demi-disque est disposé sous le cylindre, sur lequel sont marqués les angles de 0 à 180°. Une aiguille est fixée sous le cylindre pour pointer α sur le demi-disque. Il y a donc deux angles à prendre en considération dans cette étude (Fig. V.4) : l'angle α formé entre le côté du cylindre et la direction de l'écoulement (angle d'incidence de l'écoulement), et l'angle θ entre l'axe du dipôle induit et la direction de l'écoulement. Ainsi, lorsque $\alpha = 0°$, alors $\theta = 90°$, puisque l'écoulement est orienté selon l'axe de symétrie de la section.

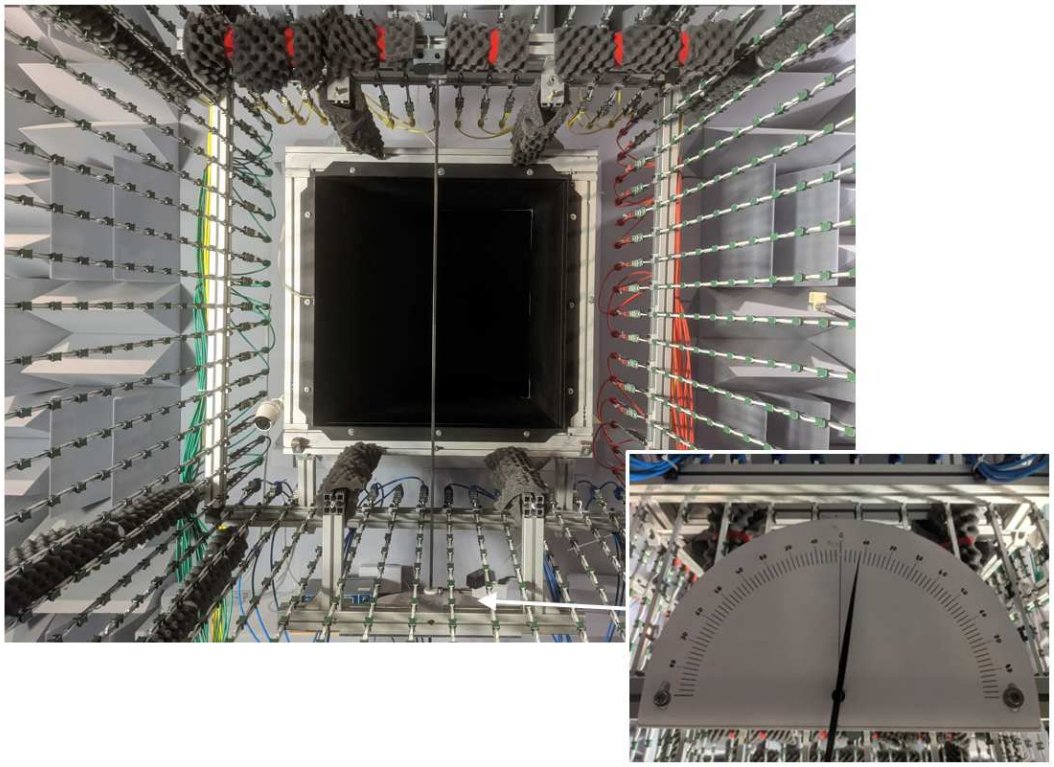


FIGURE V.4 – Photo du montage expérimental du point de vue du collecteur. Au centre, un cylindre de section carrée est placé selon l'axe z. Dans l'encart en bas à droite, est photographié le demi-disque avec la flèche montrant l'angle d'incidence du carré.

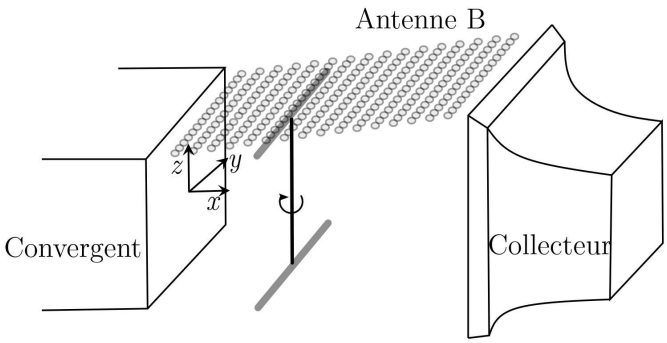


FIGURE V.5 – Schéma de la veine d'essai avec le cylindre en incidence : le convergent est à gauche, le cylindre au milieu fixé à deux barres métalliques, et le collecteur à droite. L'écoulement va de gauche à droite. L'antenne représentée est le pan B de l'antenne MégaMicros.

TABLEAU V.2 – Paramètres utilisés pour les expériences.

Section	Carré	Rectangle
$a(\times b)$	7mm	6×11.5mm
U_∞ [m/s]	10, 15, 30, 50	20, 30, 50
α [°]	$0 \mapsto 90$	$0 \mapsto 90$

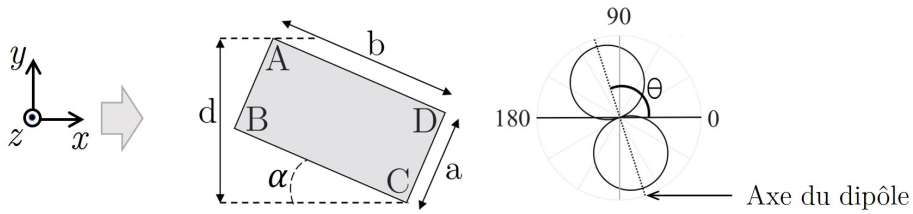


FIGURE V.6 – Configuration et notations de l'expérience avec un cylindre de section rectangulaire en incidence. Vue de coupe du plan (xy). L'axe du dipôle est tracé en pointillés à droite.

Une photo et un schéma de l'expérience sont fournis en Fig. V.4 et Fig. V.5. Dans le cas d'un rectangle, le diamètre effectif d vu par l'écoulement dépend de l'angle d'incidence, et s'écrit (avec a, b et α précisés en Fig. V.6) :

$$d = a.cos(\alpha) + b.sin(\alpha). \tag{V.1}$$

Pour la suite du chapitre, le nombre de Strouhal sera basé sur ce diamètre effectif d (voir Fig. V.6). Celui-ci sera calculé pour chaque angle d'incidence, comme suit :

$$St_d = \frac{f_0(\alpha)d(\alpha)}{U_\infty}, \tag{V.2}$$

où f_0 est la fréquence de lâcher tourbillonnaire, déterminée par le premier pic en fréquence du spectre. De plus, nous définissons un nombre de Reynolds sur le diamètre effectif d tel que :

$$Re_d(\alpha) = \frac{U_\infty d(\alpha)}{\nu}, \tag{V.3}$$

où ν est la viscosité cinématique de l'air. On définit pour la suite un nombre de Reynolds moyen sur l'ensemble des angles d'incidence considérés, pour plus de simplicité d'écriture. Celui-ci est défini comme suit :

$$\overline{Re} = < Re_d >_{0\leq\alpha\leq 90} . \tag{V.4}$$

3 Méthodes de traitement

L'orientation du dipôle peut être estimée selon trois méthodes différentes, illustrées en Fig. V.7, et décrites ci-dessous.

— **La méthode CBF monopolaire** (voir Fig. V.7(a)) : deux tâches focales symétriques par rapport à la position réelle du dipôle sont identifiées. Un cercle d'isovaleurs est recherché autour des deux points de plus grande amplitude du dipôle. Puis, le centre de ces cercles est trouvé, et un trait entre ces deux points est tracé avant de déterminer son angle θ avec l'axe x. Cette méthode ne sera pas utilisée, car trop imprécise. En effet, après vérifications par simulation de dipôles d'orientation précise, celle-ci n'est pas retrouvée précisément avec cette méthode, elle est trop dépendante de la géométrie de l'antenne et de la définition du centre des lobes principaux, donc nous écartons cette méthode.

— **La méthode CBF dipolaire** (voir Fig. V.7(b)) : Proposée par Gao et al. [51] : après le calcul de la matrice interspectrale, un beamforming fréquentiel est appliqué à la fréquence du sifflement, dans le plan xy, en $z = 0\,\text{m}$. Le vecteur de directivité dipolaire utilisé s'écrit [115] :

$$H^{dip,e_\theta}(\boldsymbol{r},\omega) = \frac{e^{-ik_0|\check{\boldsymbol{r}}|}}{4\pi|\boldsymbol{r}|}\frac{\boldsymbol{r}.\boldsymbol{e}_\theta}{|\boldsymbol{r}|}, \tag{V.5}$$

où e_θ est un vecteur orienté dans la direction qui forme un angle θ avec l'observateur, et $\boldsymbol{r}$ est la distance entre le microphone considéré et la position d'un point décrivant le domaine de focalisation. En considérant la localisation du cylindre, on connaît le point de focalisation sur la grille où se trouve la source de bruit : en ce point, le beamforming dipolaire est implémenté successivement pour toutes les orientations dipolaires possibles e_θ avec une précision $\pm 0.1°$. L'orientation estimée pour le dipôle est celle qui maximise l'amplitude de la source estimée.

— **La méthode inverse TGIB** (voir Fig. V.7(c)) : l'algorithme explicité au Chap. II est utilisé en focalisant la grille de points potentiels sur le plan xy, en $z = 0\,\text{m}$. En 2D, l'algorithme donne les estimations de sources pour les deux types de dipôles de la bibliothèque, c'est-à-dire le dipôle orienté selon l'axe x, et celui selon l'axe y. En comparant la composante de la source identifiée selon ces deux directions (au point exact de la grille où est située la source, représenté par un carré blanc sur la figure), on estime l'orientation du dipôle réel.

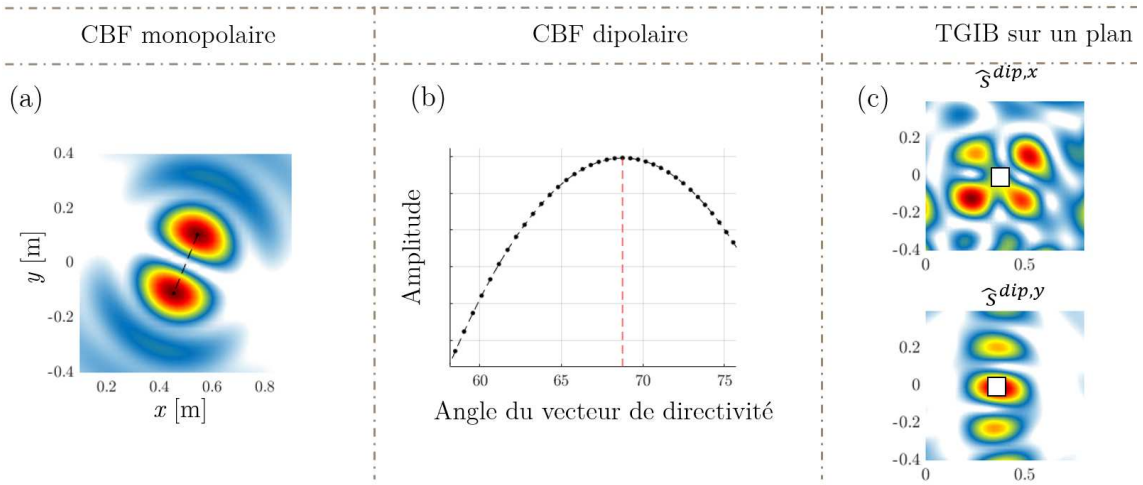


FIGURE V.7 – Méthodes possibles pour retrouver l'orientation d'un dipôle dans un plan xy. (a) CBF monopolaire, (b) CBF dipolaire, (c) TGIB.

Finalement, les deux méthodes retenues sont donc le beamforming dipolaire, et la méthode inverse. La Fig. V.8 montre les erreurs pour les deux méthodes choisies, sur des simulations de dipôles d'orientation connue (source sinusoïdale bruitée) avec une certaine directivité. Lorsque les 1024 microphones sont pris en compte, l'erreur d'orientation peut aller jusqu'à 15° pour le beamforming et 7° pour la méthode inverse. En revanche, lorsque le pan d'antenne B (situé au-dessus du cylindre, voir Fig. V.5) seul est utilisé, cette erreur reste sous respectivement 5° et 0.5°. Ce résultat est inattendu : l'utilisation des quatre pans d'antenne biaise les résultats de l'orientation du dipôle. Une explication est que l'antenne B perçoit le plan nodal du dipôle, c'est-à-dire le plan orthogonal à l'axe du dipôle et passant par son centre, plan dans lequel l'intensité acoustique est nulle (schéma en Fig. V.5). L'antenne utilisée pour ces traitements ici sera donc uniquement l'antenne qui est contenue dans ce plan nodal. Dans cette configuration, les sources sont reconstruites dans le plan (xy), en $z = 0$. On note aussi que la méthode inverse permet de mieux estimer les orientations des dipôles lorsqu'ils ne sont pas à 90°, car cet angle est un des types recherchés, et donc des sources sont toujours retrouvées sur le deuxième type, même de faible amplitude. Le beamforming dipolaire estime mieux, en revanche, l'orientation autour de 90°.

Afin de se rendre compte de la performance de ces deux méthodes, une étude paramétrique a été faite sur des sources dipolaires d'orientations similaires aux sources du cylindre expérimental. Cette étude est illustrée en Annexe E. Il est conclu que ce qui biaise majoritairement la détermination de l'angle du dipôle (pour le CBD ainsi que le GIB) est la forme en trapèze de l'antenne. La meilleure géométrie d'antenne (couplée à nos traitements), pour détecter l'orientation d'un dipôle, serait une antenne plane, carrée. Ici, comme on utilise l'antenne MégaMicros, on pourrait simplement retirer quelques micros aux extrémités de l'antenne, pour avoir une géométrie qui se rapproche d'une antenne symétrique, mais il est montré que cette suppression de microphones n'améliore pas de manière significative les résultats. Ainsi, l'antenne B entière (256 micros) est utilisée pour le reste du chapitre.

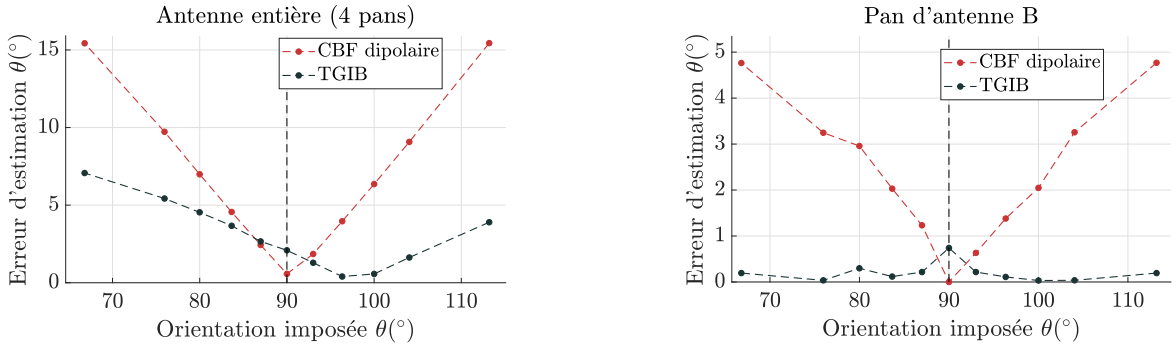


FIGURE V.8 – Comparaison d'une étude avec un pan d'antenne ou 4 pans (antenne entière) dans le but de retrouver l'orientation d'un dipôle. Dipôles simulés avec θ entre 60° et 115°. En rouge : erreurs obtenues avec la méthode de beamforming dipolaire. En noir : erreurs obtenues avec la méthode TGIB.

4 Modèle numérique

Une méthode hybride basée sur un couplage entre l'analogie de Curle et des simulations numériques d'écoulements est mise en oeuvre pour prédire l'orientation des sources induites par un écoulement sur un cylindre, à la manière de la référence [87]. Dans un premier temps, les fluctuations de forces aérodynamiques sont obtenues par résolution des équations de Navier-Stokes en régime 2D et incompressible. Cette étape est réalisée par F. Margnat, avec le solveur Incompact3D [87], et les données de fluctuations de forces nous sont ainsi fournies pour les géométries considérées dans ce chapitre. Ensuite, la méthode de Curle avec l'hypothèse de sources compactes se sert de ces fluctuations pour estimer la pression acoustique en champ lointain. En effet, le champ acoustique en 3D dépend de l'énergie des forces fluctuantes, et de l'envergure sur laquelle cette énergie rayonne efficacement. Donc pour prédire la pression acoustique, les fluctuations de forces aérodynamiques sont calculées : les forces de portance F_y et de traînée F_x sont respectivement les composantes de forces appliquées à la surface de l'obstacle par le fluide. L'intensité acoustique s'exprime alors :

$$I_a(R,\varphi,f_0) \approx \frac{f_0}{2\rho_0 c_0^2 R}\left[|\hat{F}_x|^2\cos^2\varphi + |\hat{F}_y|^2\sin^2\varphi + (\hat{F}_x\hat{F}_y^* + \hat{F}_x^*\hat{F}_y)\cos\varphi\sin\varphi\right], \tag{V.6}$$

où ρ_0 est la masse volumique de l'air, (R,φ) sont les coordonnées polaires centrées sur le cylindre et $\varphi = 0$ dans la direction de l'écoulement, f_0 la fréquence de fluctuation de portance, * le complexe conjugué, et $\hat{F}_x$, $\hat{F}_y$ les transformées de Fourier de F_x et F_y à la fréquence f_0. Cependant, $|\hat{F}_x|$ est beaucoup plus faible que $|\hat{F}_y|$, en particulier pour des corps symétriques (par exemple un carré à 0° ou 45° d'incidence). Malgré cette différence d'ordre de grandeur, la directivité du dipôle peut s'écarter de $\theta = 90°$ à cause du dernier terme dans l'Eq. (V.6). Les coefficients de portance C_L et de traînée C_D sont déduits des forces de fluctuations, et s'écrivent :

$$\begin{cases} C_L = \dfrac{F_y}{\frac{1}{2}\rho_0 U_\infty^2 d}, \\ C_D = \dfrac{F_x}{\frac{1}{2}\rho_0 U_\infty^2 d}. \end{cases} \tag{V.7}$$

Pour tous les angles possibles φ, l'intensité est calculée en utilisant Eq. (V.6), et la plus grande valeur obtenue correspond à l'orientation du dipôle.

Finalement, le son émis par l'écoulement autour du cylindre rectangulaire à $Re = 200$, basé sur la vitesse et la largeur effective du cylindre d, est calculée pour 10 valeurs de $\alpha \in [0°, 90°]$. L'incidence varie alors que d et le rapport d'aspect sont maintenus constants ($b/a = 1$ et 2). La différence avec les expériences en soufflerie réside principalement (au delà de la différence de Reynolds) dans la variation de la taille du cylindre à chaque angle d'incidence pour que Re_d reste constant [87].

4.1 Section carrée (AR=1)

Les simulations d'écoulements permettent de tracer à partir des fluctuations des forces de portance et de traînée, les coefficients de portance C_L et de traînée C_D moyennes en fonction de α. Ces quantités sont tracées en Fig. V.9 pour différents angles d'incidences, et comparés aux résultats de Sohankar et al. [128], issus d'un code incompressible 2D, à $Re = 200$. Les courbes sont très proches, la différence résidant dans le fait que le modèle utilisé par Sohankar ne prend pas en compte la viscosité. En outre, on observe un minimum local sur les courbes de C_D et C_L autour de $\alpha \approx 5°$. Ce minimum correspond peut-être au déplacement du point d'arrêt sur l'arête du bas du cylindre, de B vers C, cependant, à des Reynolds aussi faibles, il n'y a pas de rattachement de l'écoulement sur la face BC. En revanche, cet angle critique n'est pas retrouvé sur le tracé du nombre de Strouhal : celui-ci monte doucement jusqu'à atteindre un pallier autour de $\alpha = 45°$, puis redescend de manière symétrique. La courbe est antisymétrique avant et après 45°, ce qui est cohérent avec la symétrie du cylindre.

D'après l'Eq. (V.6), les fluctuations de forces de traînée et de portance sont cruciales pour pouvoir déterminer les variations d'angles du dipôle induit. Ces fluctuations, issues de la simulation, sont présentées en Fig. V.10 : la fluctuation de portance est tracée en fonction de la fluctuation de traînée, montrant la trajectoire du vecteur de fluctuation de force, pour un cycle de lâcher tourbillonnaire. Ainsi, en chaque instant, l'orientation des forces est différente, et l'orientation du dipôle qui en résulte aussi. La configuration apparaît symétrique par rapport à l'axe des abscisses quand $\alpha = 0°$ et $\alpha = 45°$, ce qui est dû à la symétrie de l'écoulement. Il sera montré plus tard qu'à ces incidences, le dipôle est orienté dans la direction Y ($\theta = 90°$). Bien que cette observation soit visuellement accentuée par le fait que le graphe ne soit pas orthonormé, on peut constater un changement d'orientation à $\alpha = 45°$: avant, le diagramme a une orientation Nord-ouest/ Sud-est, et après celle-ci, une orientation Sud-ouest/ Nord-est. On note que le schéma se répète tous les 90°, ce qui sera commenté en Section 5.1. Aussi, l'amplitude des boucles monte jusqu'à $\alpha = 20°$, puis reste stable et rediminue à 80°.

4.2 Section rectangulaire (AR=2)

De même que pour le carré, on trace en Fig. V.11 : St_d, $\overline{C_D}$, et $\overline{C_L}$, en fonction de l'angle d'incidence α. Cette fois, St_d n'est pas symétrique par rapport à $\alpha = 45°$, et l'angle critique ne ressort plus sur C_D et C_L.

La Fig. V.12 est la même que Fig. V.10, mais pour la section rectangulaire. Plusieurs différences sont observées. D'abord, on vérifie bien que les incidences pour lesquelles le graphe est

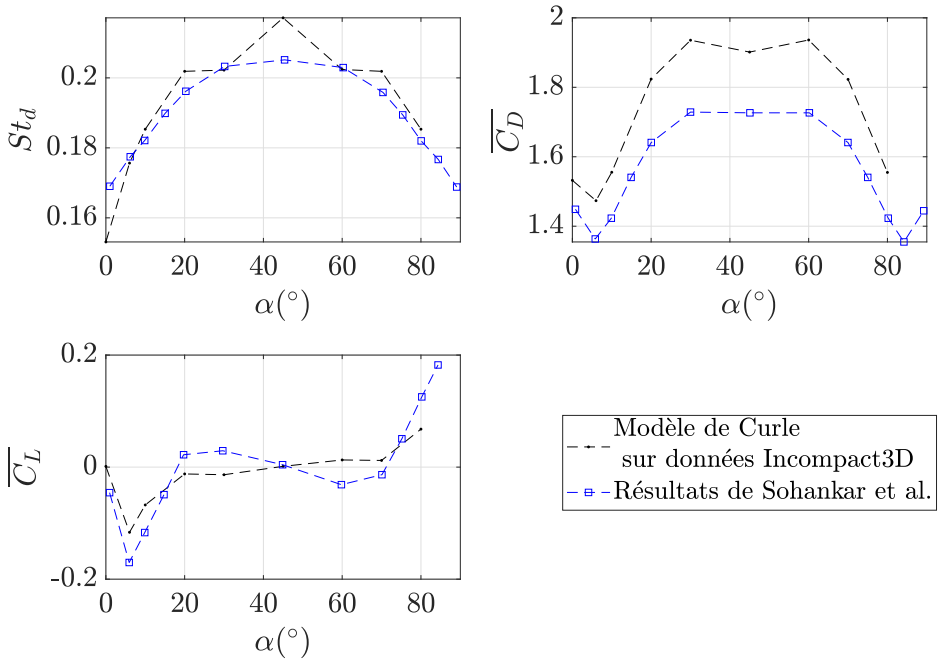


FIGURE V.9 – Tracé du nombre de Strouhal St, et des coefficients de traînée $\overline{C_D}$ et de portance $\overline{C_L}$ en fonction de l'angle d'incidence α pour un cylindre de section carrée, obtenus avec le solveur Incompact3D [87]. Comparaison des résultats avec ceux de Sohankar et al. (1997) [128].

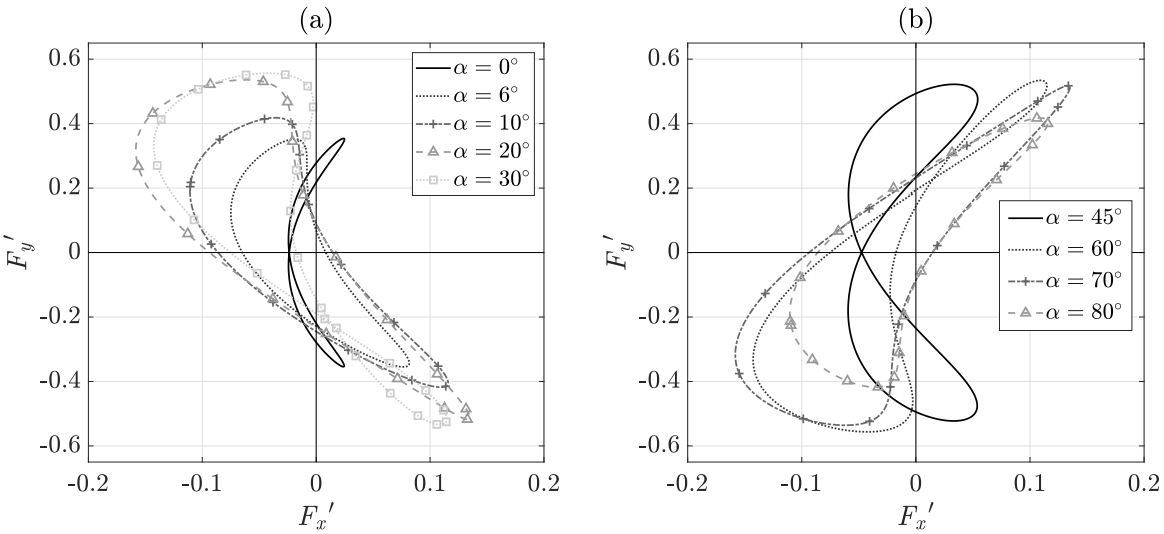


FIGURE V.10 – Fluctuation de portance en fonction de la fluctuation de traînée sur un cycle de lâcher tourbillonnaire, pour un cylindre de section carrée (AR=1). A gauche : petits angles d'incidences ($0° \leq \alpha \leq 30°$), et à droite : les grands angles d'incidences ($45° \leq \alpha \leq 80°$). Les valeurs viennent du modèle de prédiction à $Re = 200$.

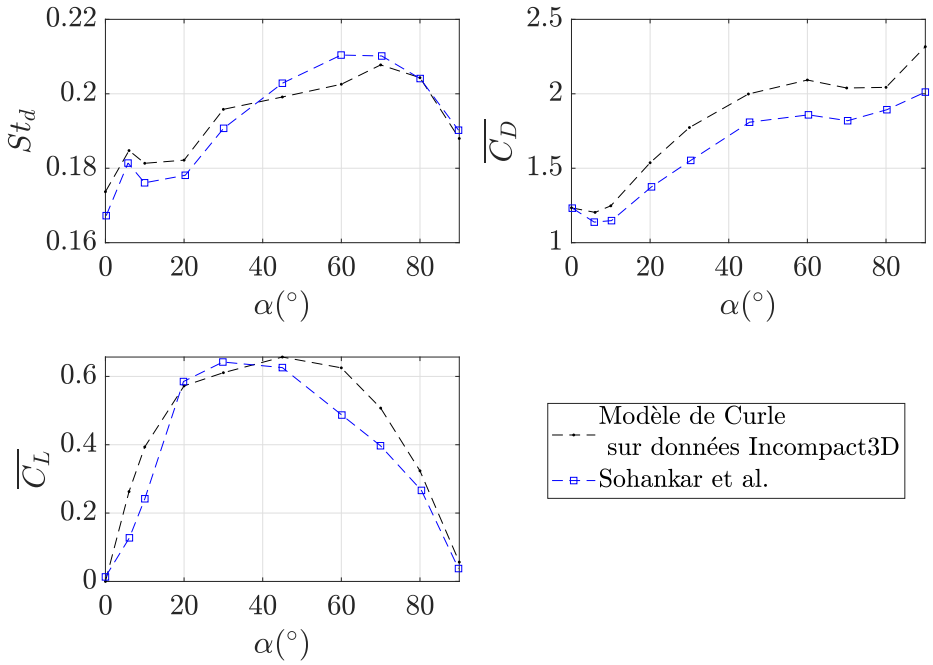


FIGURE V.11 – Tracé du nombre de Strouhal St, et des coefficients de traînée $\overline{C_D}$ et de portance $\overline{C_L}$ en fonction de l'angle d'incidence α pour un cylindre de section rectangulaire (AR=2), obtenus avec le solveur Incompact3D [87]. Comparaison avec Sohankar et al. [128].

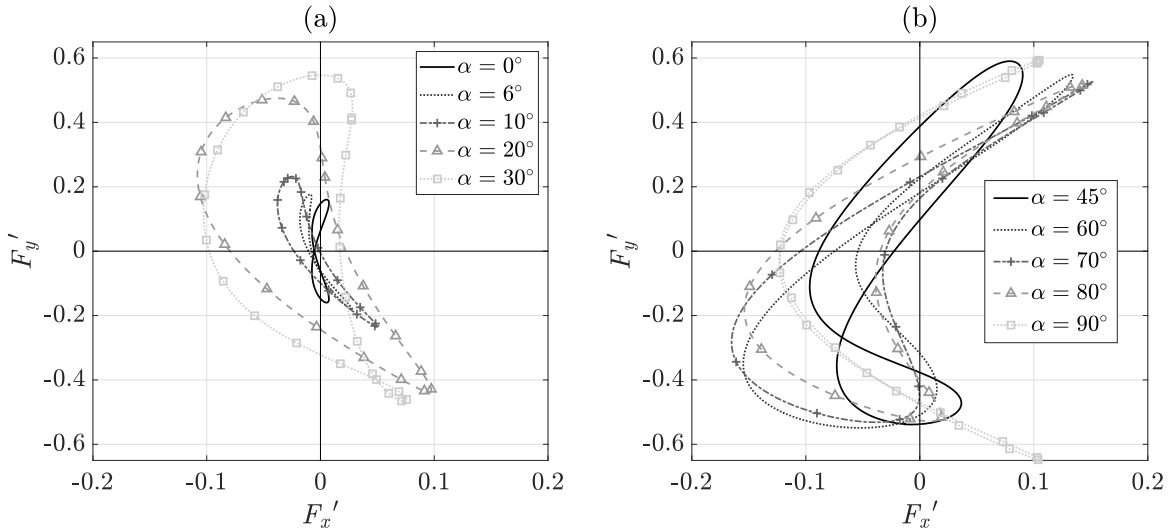


FIGURE V.12 – Fluctuation de portance en fonction de la fluctuation de traînée sur un cycle de lâcher tourbillonnaire, pour un cylindre de section rectangulaire (AR=2). A gauche : petits angles d'incidences ($0^\circ \leq \alpha \leq 30^\circ$), et à droite : grands angles d'incidences ($45^\circ \leq \alpha \leq 90^\circ$). Les valeurs viennent du modèle de prédiction à $Re = 200$.

symétrique sont $\alpha = 0°$ et $90°$. De plus, les graphes à $[90° - \alpha]$ et $[90° + \alpha]$ sont symétriques aussi. La rotation du rectangle se répète tous les 180°. De plus, le diagramme se croise lui-même à $\alpha = 30°$. Il sera détaillé tard que cet angle indique le moment où le dipôle acoustique se détourne brusquement de la direction de l'écoulement. On note que pour $0° < \alpha \leq 30°$, le diagramme s'oriente selon l'axe Nord-ouest/ Sud-Est. Au contraire, pour $30° < \alpha < 90°$, il tourne pour s'orienter selon l'axe Nord-Est/ Sud-est. Ce comportement sera mis en relation avec les résultats expérimentaux dans la suite.

5 Résultats expérimentaux

5.1 Section carrée (AR=1)

On note que nos mesures ont été réalisées de $-45°$ à $90°$ pour vérifier que l'angle initial de $\alpha = 0°$ n'est pas décalé. Cela nous permet de compenser l'éventuel décalage d'angle de départ, en vérifiant la symétrie du nombre de Strouhal et des autres paramètres autour de $\alpha = 0$.

Nombre de Strouhal :
La première donnée à comparer à la littérature pour avoir confiance en nos données expérimentales est le nombre de Strouhal. En Fig. V.13, est donc tracée l'évolution du nombre de Strouhal en fonction de l'angle l'incidence d'un cylindre de section carrée de section a =7 mm, comparé à ceux de la littérature [29, 64, 67, 112].

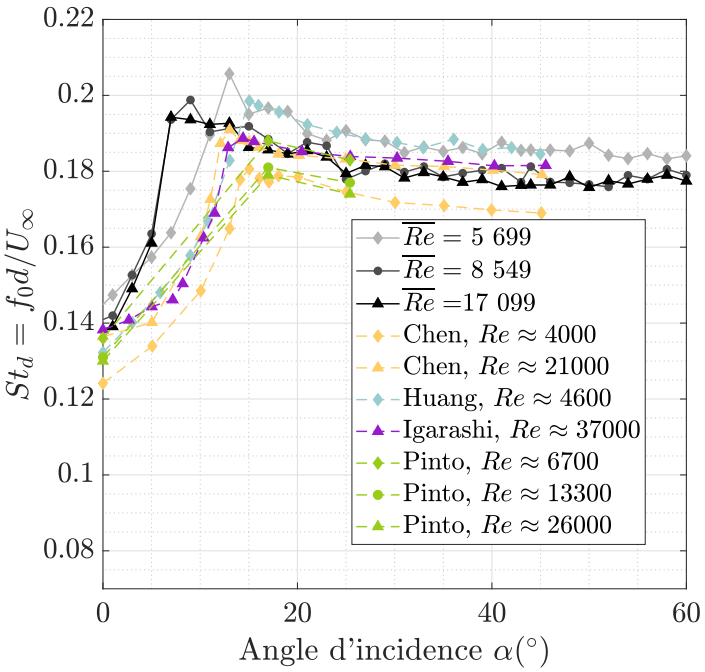


FIGURE V.13 – Nombre de Strouhal en fonction de l'angle d'incidence (de 0 à 60°) de cylindres de section carrée (en traits gris : données issues de nos expériences), et comparaison aux résultats de la littérature en pointillés de couleurs différentes.

Les résultats obtenus pour le nombre de Strouhal sont très dépendants des conditions expérimentales : il existe une dispersion de $\approx 10\,\%$ dans les divers résultats en Fig. V.13. En revanche, nos résultats sont reproductibles dans la même configuration expérimentale. En effet, l'expérience a été réalisée deux fois dans le sens horaire et anti-horaire, et les travaux de Pinto [112] effectués dans la même soufflerie quelques années auparavant sont similaires : la variance est de $\approx 5\,\%$ avec les résultats de Pinto. Cette figure montre que le nombre de Strouhal est dépendant de l'angle d'incidence imposé, et qu'il existe un angle α pour lequel St est maximal. Cet angle critique, dans la littérature, et pour des Reynolds variables, est situé aux alentours de $5° < \alpha < 20°$. En outre, la tendance présentée en Section 1 selon laquelle l'angle critique se rapproche de zéro lorsque Re augmente, est aussi retrouvée dans ces graphes.

Le nombre de Strouhal est retracé en Fig. V.14(a) avec un pas de 2° pour l'angle α, et comparé au modèle numérique ($Re = 200$), en fonction de l'angle d'incidence imposé. Ce nombre atteint son maximum à $St_{max} = 0.2$ pour nos expériences, et $St_{max} \approx 0.22$ pour le modèle. Comme attendu, le graphe est symétrique avant et après $\alpha = 45°$. On note que lorsque $\alpha = 0°$, St est à sa valeur minimale, puis croît jusqu'au premier pic, qui correspond à l'angle critique α_{cr}. Cet angle critique α_{cr} semble correspondre au rattachement de l'écoulement sur le côté B-C [37], et dépend fortement de Re. Cette dépendance est reportée en Tab. V.3 : plus Re est grand, plus α_{cr} observé est petit. En ce qui concerne les prédictions numériques, aucun saut de Strouhal n'apparaît à α_{cr}, mais la tendance entre $0 < \alpha < 20°$ est similaire.

Orientation du dipôle :

Le pas de mesure est de 2°. La Fig. V.15 expose les résultats de l'orientation du dipôle à 50 m/s, pour les deux méthodes utilisées : on note que, comme indiqué dans la Section 3, il y a une imprécision de la méthode inverse lorsque $\theta \approx 90°$, mais celle-ci est peut-être plus précise lorsque θ arrive aux extrêmes. Cependant, les graphes sont suffisamment proches pour estimer que l'erreur (estimée à $\sim 4°$ maximum) faite par la méthode CBF dipolaire est faible. Pour la suite, les résultats seront tracés avec cette méthode (CBF dipolaire).

L'orientation du dipôle θ est tracée en fonction de l'angle d'incidence en Fig. V.14(b). Le dipôle effectue une rotation maximale de $\pm 15°$ en tout, et les différentes phases subies par le dipôle sont résumées en Tab. V.4, dans lequel le gradient de gris à noir montre les variations de l'orientation du dipôle lorsque le cylindre tourne. Quand $\alpha = 0$, le dipôle est orienté selon $\theta = 90°$ et les forces de fluctuations de trainée et de portance sont parfaitement symétriques : c'est le régime subcritique [64], les détachements tourbillonnaires sont aussi symétriques, en haut et en bas de la section carrée (le point de rattachement varie avec Re). Lorsque α passe de 0° à α_{cr}, le nombre de Strouhal monte très rapidement avant d'atteindre sa valeur maximale à α_{cr} (voir Tab. V.3). L'orientation du dipôle, elle, évolue de manière linéaire pour atteindre $\theta \approx 85°$ avant de se détourner brutalement de la direction de l'écoulement, pour arriver à son maximum (autour de $\theta \approx 100°$). Selon [64], quand le nombre de Strouhal atteint son pic, l'écoulement se détache sur le coin B et se rattache à la surface du cylindre sur la face B-C, ce qui induit un changement de pression sur cette face. A cet angle précis ($\alpha = \alpha_{cr}$), le point d'arrêt se rapproche de B (voir Fig. V.6) [153]. C'est ce qui est appelé le régime critique. Ensuite, en régime supercritique ($\alpha > \alpha_{cr}$), les points de séparations de l'écoulement sont situés aux arêtes A et C, et le point d'arrêt est en B. On note que θ diminue lentement jusqu'à revenir à 0 lorsque $\alpha = 45°$.

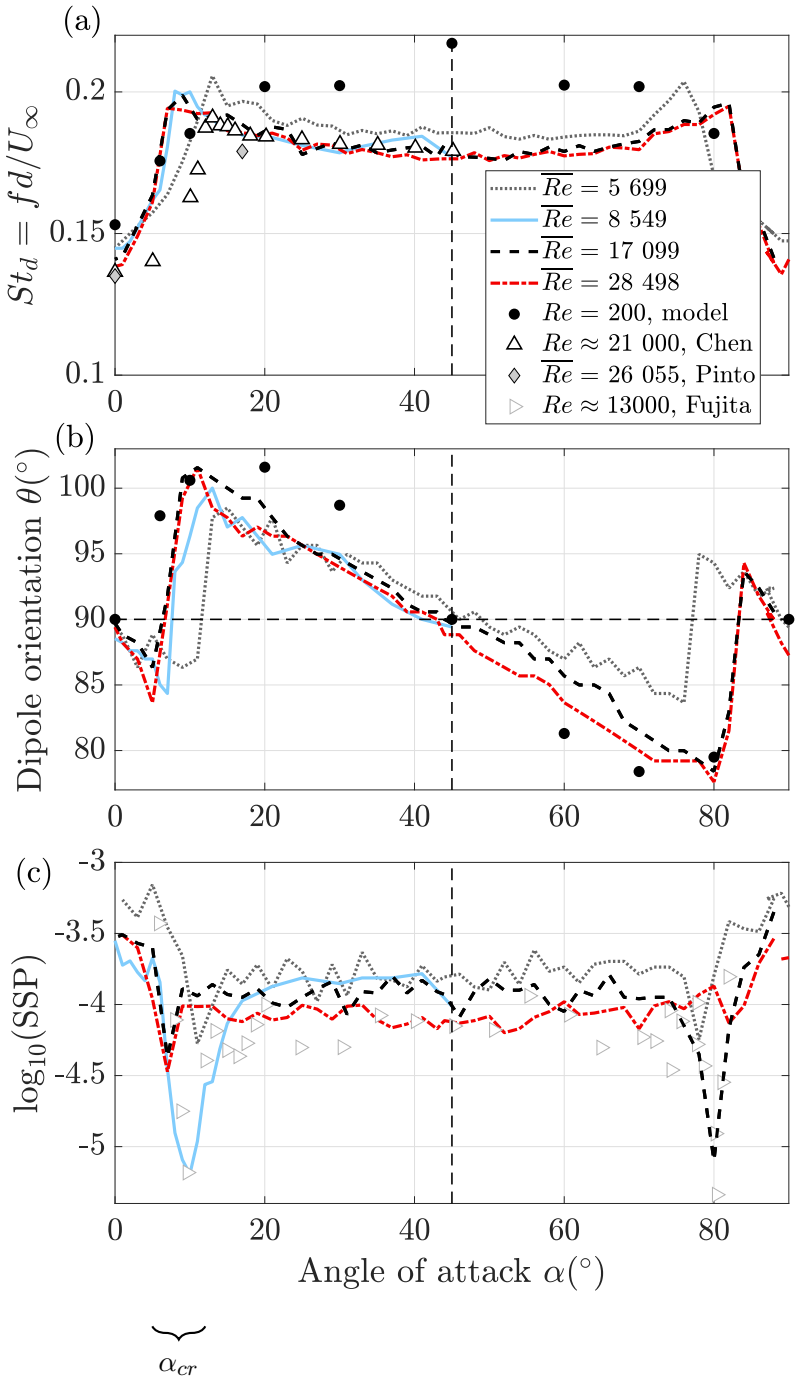


FIGURE V.14 – Tracés (a) du Nombre de Strouhal, (b) de la directivité du dipôle θ et (c) du niveau moyen adimensionné sur l'antenne, en fonction de l'angle d'incidence α pour un cylindre de section carrée (b/a=1), et différents nombres de Reynolds. La prédiction numérique pour des bas nombres de Reynolds $Re = 200$ est tracée à titre de comparaison (correspondant au modèle numérique décrit plus haut). Toujours à titre de comparaison, le St_d issu de Chen et Liu [29] est tracé, ainsi que le niveau issu de Fujita et al. [50]. Le pas pour l'angle d'incidence est de 2° dans nos expériences.

TABLEAU V.3 – Angles critiques observés pour chaque vitesse d'écoulement, accompagnée du nombre de Reynolds correspondant.

U_∞ (m/s)	$Re = U_\infty d/\nu$	$\overline{Re}$	α_{cr} (°)
10	$\in$ [4 487, 6 345]	5 699	13
15	$\in$ [6 730, 9 518]	8 549	10
30	$\in$ [13 462, 19 037]	17 099	9
50	$\in$ [22 435, 31 729]	28 498	7

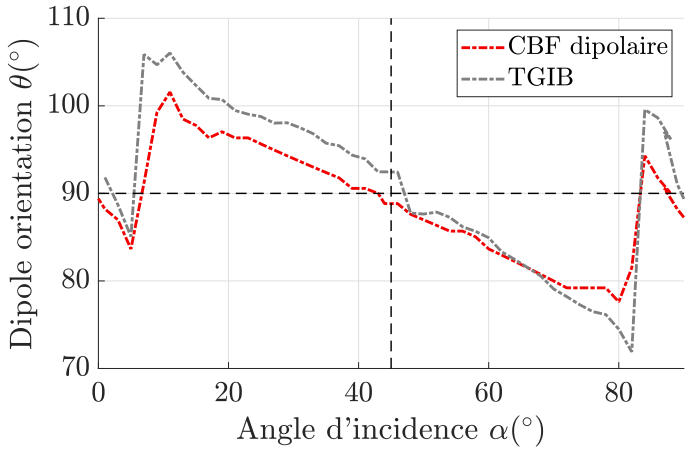


FIGURE V.15 – Comparaison de l'orientation du dipôle avec la méthode CBF dipolaire (en rouge), et avec la méthode inverse TGIB (en gris).

La Fig. V.14(c) montre le niveau en fonction de l'angle d'incidence. Pour pouvoir comparer nos résultats à la littérature, une mise à l'échelle est nécessaire, et se base sur l'Eq. (I.32). Il est nécessaire de définir le niveau SSP adimensionné (Scaled Sound Pressure), en multipliant la pression RMS par la distance normalisée au microphone considéré au carré, et par les quantités relatives à l'écoulement amont [112] :

$$\mathrm{SSP} = \frac{\overline{p}^2}{\rho_0^2 U_\infty^4} \cdot \frac{c_0^2}{U_\infty^2} \cdot \frac{\overline{r}^2}{d^2} \tag{V.8}$$

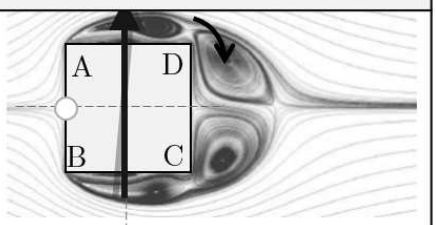
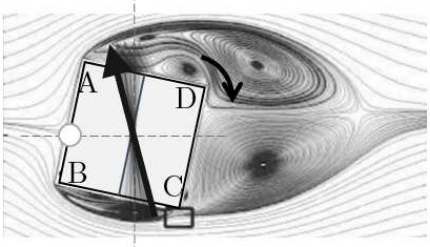
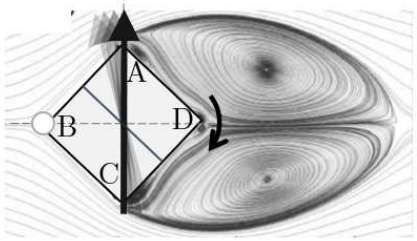
$\overline{r}$ la moyenne de la distance micro-source, puisqu'ici le niveau est moyenné sur l'antenne entière, et :

$$\overline{p}^2 = P_{\mathrm{ref}}^2 . 10^{\mathrm{SPL}/10} \tag{V.9}$$

Dans le cas de Fujita et al. [50], ce niveau SPL(α) est déjà tracé pour un microphone fixé à 1m du cylindre orthogonalement au plan cylindre-écoulement. En comparant leurs valeurs expérimentales à celles de notre étude (Fig. V.14(c)), on observe une forte adéquation des valeurs SSP adimensionnées. Cela indique que nos valeurs expérimentales sont valables et reproductibles.

On note que le schéma décrit ci-dessus est le même pour toutes les mesures réalisées à différents nombres de Reynolds, et les angles critiques sont les mêmes pour les deux graphes (a,b) de la Fig. V.14 (St et θ).

TABLEAU V.4 – Schéma des différents régimes lors de la rotation d'un cylindre de section carrée. Les lignes de courants moyennées en temps autour du cylindre proviennent de résultats numériques (Large Eddy simulation) issus de Dong et al. (2022) [37]. Le point blanc représente le point d'arrêt [153], et les flèches représentent la variation d'orientation du dipôle : pour α_{cr}, le dipôle change brusquement de sens et ce changement est illustré de la flèche la plus claire à la plus foncée. L'écoulement vient de la gauche. La flèche courbée montre le sens de rotation du cylindre.

Régime	Lignes de courant moyennes (Re=22 000, [*Dong,2022*])
Sous-critique/ séparation en bord d'attaque $0° < \alpha < \alpha_{cr}$	
Régime critique/ Bulle de séparation α_{cr} (depend de Re)	
Supercritique/ Lignes de courant attachées $\alpha_{cr} < \alpha < 45°$	

Le modèle numérique a été réalisé à $Re = 200$, en écoulement laminaire (2D) : il ne peut pas être comparé quantitativement avec les expériences, qui sont faites en régime turbulent (3D). Cependant, une comparaison qualitative peut être faite : pour ce qui est de l'orientation du dipôle, la courbe a le même comportement et les mêmes valeurs maximales, même si on n'observe pas d'angle critique sur la courbe modèle (cela peut être dû au manque de points entre $\alpha = 0°$ and $6°$ ou à la différence de Re).

5.2 Section rectangulaire (AR=2)

Ce paragraphe présente les résultats obtenus pour le cylindre de section rectangulaire, qui a été étudié pour les angles d'incidence $0° < \alpha < 90°$. Cependant, pour les mêmes raisons que précédemment, les expériences ont été réalisées aussi jusqu'à $\alpha = -10°$. Les angles critiques observés sont listés en Tab. V.5. Le nombre de Strouhal et l'angle estimé du dipôle θ sont tracés en V.16(a,b), comme en section V.5.1.

TABLEAU V.5 – Angles critiques observés pour chaque vitesse d'écoulement.

U_∞ (m/s)	$Re = U_\infty d/\nu$	$\overline{Re}$	$\alpha_{cr,1}$ (°)	$\alpha_{cr,2}$ (°)
20	$\in$ [7 692, 16 629]	14 249	5	70
30	$\in$ [11 538, 24 944]	21 374	5	70
50	$\in$ [19 231, 41 573]	35 623	5	70

La courbe de l'évolution du nombre de Strouhal présente deux pics (ou zones de transitions) (Fig. V.16(a)), une en $\alpha_{cr,1} = 5°$, et une en $\alpha_{cr,2} = 70°$, pour toutes les vitesses d'écoulements. Le deuxième pic est moins marqué que le premier cependant. Ces deux pics sont observés sur le graphe de l'orientation du dipôle également, en Fig. V.16(b). Le dipôle suit de manière linéaire les variations de α pour $0° < \alpha < \alpha_{cr,1}$, et tourne dans la direction opposée pour atteindre son angle maximum $\theta \approx 105°$. Après $\alpha_{cr,1}$, le dipôle revient lentement à sa position initiale, ce qui est observé en $\alpha = 30°$. Cette position correspond au moment où le point d'arrêt atteint B [87] (voir Tab. V.6), et aussi au changement de comportement des boucles en Fig. V.12. Ensuite, le dipôle atteint lentement $\theta = 80°$, puis tourne dans le sens opposé à la direction de l'écoulement (en $\alpha = 70°$). Enfin, il revient dans la direction y, pour $\alpha = 90°$.

La première rotation ($\Delta\theta_1 \approx 20°$) est plus importante que la deuxième ($\Delta\theta_2 \approx 10°$) Le comportement du dipôle acoustique lorsque l'angle d'incidence varie est résumé en Tab. V.6. En ce qui concerne le niveau (Fig. V.16(c)), les tendances observées pour le cylindre carré sont retrouvées, mais la chute en niveau est beaucoup plus importante en $\alpha_{cr,1}$ par rapport à $\alpha_{cr,2}$, ce qui est en accord avec les observations faites sur les graphes (a) et (b).

Pour conclure, la section rectangulaire est assez similaire à la section carrée, mis à part que les angles critiques sont différents à cause du fait que le point d'arrêt se déplace plus lentement de A à B que de B à C, étant donné le rapport d'aspect du rectangle utilisé.

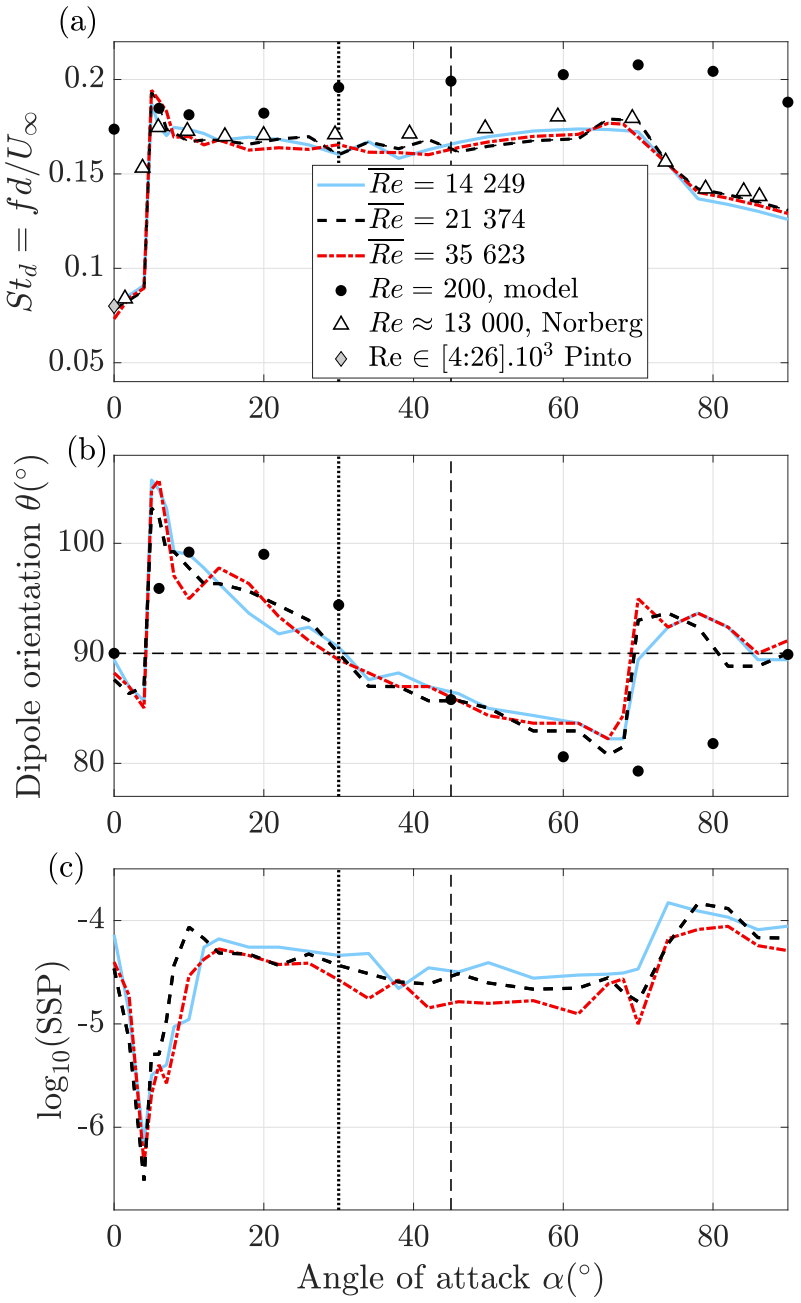
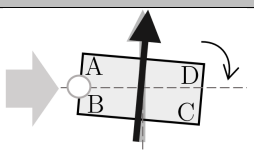
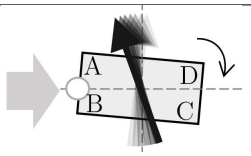
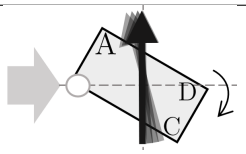
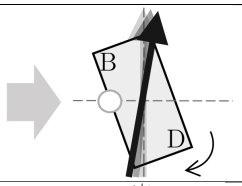
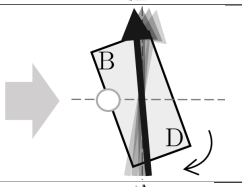
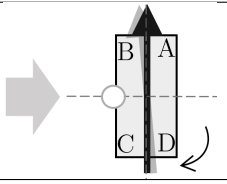


FIGURE V.16 – Tracés (a) du Nombre de Strouhal, (b) de la directivité du dipôle θ et (c) du niveau moyen adimensionné sur l'antenne, en fonction de l'angle d'incidence α pour un cylindre de section rectangulaire (b/a=2), et différents Re. La prédiction numérique pour des bas nombres de Reynolds $Re = 200$ est tracée à titre de comparaison, de même que la courbe St_d de [23]. Le point de mesure de Pinto est uniquement présent en α =0. Le pas pour l'angle d'incidence est de 2° dans nos expériences. La ligne verticale en pointillés à gauche montre l'angle d'incidence auquel l'orientation du dipôle est de 90°. La ligne en pointillés au milieu désigne α =45°.

TABLEAU V.6 – Schéma des différents régimes lors de la rotation d'un cylindre de section rectangulaire (b/a=2). Le point blanc représente le point d'arrêt, et les flèches représentent la variation d'orientation du dipôle. Pour $\alpha_{cr,1}$ ou $\alpha_{cr,2}$, le dipôle change brusquement de sens, et ce changement est illustré de la flèche la plus claire à la plus foncée. L'écoulement vient de la gauche. La flèche courbée montre le sens de rotation du cylindre.

Régime	Orientation du dipôle
Subcritique $0° \leq \alpha \leq \alpha_{cr,1}$	
Critique $\alpha = \alpha_{cr,1}$ (depends on Re)	
Supercritique $\alpha_{cr,1} \leq \alpha \leq 30°$	
Supercritique $30° \leq \alpha \leq \alpha_{cr,2}$	
Critique $\alpha = \alpha_{cr,2}$	
Subcritique $\alpha_{cr,2} \leq \alpha \leq 90°$	

6 Conclusion du chapitre

Méthodologie :
L'intérêt de cette étude était d'abord de vérifier expérimentalement l'influence de l'incidence d'un écoulement sur un cylindre de section rectangulaire. En termes de traitements algorithmiques, le beamforming dipolaire et le TGIB ont permis de trouver les mêmes tendances en ce qui concerne l'orientation des dipôles. En ce qui concerne l'antenne utilisée, il a été montré qu'un seul pan d'antenne placée dans le plan nodal du dipôle étudié suffit à retrouver son orientation. Non seulement cette antenne est suffisante, mais si l'on utilise l'antenne entière de 1024 microphones, l'orientation est dégradée. Ce résultat est étonnant, et nécessiterait d'être amélioré en utilisant d'autres méthodes de traitements.

Aspects physiques :
Les travaux présentés dans ce chapitre ont confirmé une forte corrélation entre le nombre de Strouhal, et les variations d'orientations du dipôle rayonné lors d'un changement de l'angle d'incidence. Les phénomènes impliqués sont les fluctuations de force aérodynamiques, et le changement de la position du point d'arrêt sur le cylindre. Ces quantités sont très sensibles à de petites variations d'incidence de l'écoulement.

De plus, les tendances des variations de l'angle θ d'orientation du dipôle acoustique sont les même pour tous les nombres de Reynolds et rapports d'aspects étudiés (b/a=1 ou 2). Plus précisément, θ suit l'angle d'incidence jusqu'à un angle critique, et ensuite tourne dans le sens opposé à l'écoulement, jusqu'à ce que le point d'arrêt atteigne la prochaine arête du cylindre (nommée B ici).

Enfin, le modèle 2D à bas Re montre des variations qualitatives du dipôle, qui sont en très bon accord avec la tendance mesurée dans les cas de régimes d'écoulement sous-critiques 3D. Cela suggère que l'orientation du dipôle peut être expliquée par des dynamiques 2D, et n'est pas sensible à la cohérence en envergure du champ source [89].

Conclusion générale et perspectives

Conclusions

Les deux objectifs principaux de cette thèse se déclinent comme suit : premièrement, utiliser une antenne de microphones tridimensionnelle (le système MégaMicros) pour localiser des sources aéroacoustiques dans un volume de calcul ; deuxièmement, développer une méthode permettant, après avoir localisé ces sources dans un espace 3D, de déterminer la nature de leur rayonnement : distribution spatiale, directivité, niveau. Dans le contexte des sources aéroacoustiques issues de l'interaction obstacle/écoulement, et en particulier dans les cas étudiés dans cette thèse, les sources sont de nature dipolaire, et l'orientation des dipôles peut varier dans l'espace (suivant la géométrie de l'obstacle). Par conséquent, la présence d'une antenne 3D et le développement de ces méthodes de traitements sont d'autant plus intéressantes dans de tels cas.

A propos de l'antenne MégaMicros :
L'antenne Mégamicros, constituée de 1024 microphones, est installée dans la soufflerie BETI de l'institut PPRIME. Celle-ci a la spécificité d'entourer la veine d'essai, grâce à sa forme de tunnel évasé. Dans un premier temps, et afin d'évaluer les capacités de cette antenne pour la reconstruction tridimensionnelle, des simulations de sources dipolaires en 3D ont été effectuées, avec la géométrie de l'antenne MégaMicros. En complément, des sources réelles de directivité connue ont été étudiées dans la soufflerie BETI, comme un profil d'aile ou un cylindre. Ces études nous ont permis de vérifier que cette antenne est capable d'identifier des sources monopolaires et dipolaires en 2D et en 3D. Dans les cas simples comme le cas d'un cylindre orienté selon un axe de symétrie de l'antenne, ou le cas d'une source profilée, l'antenne MégaMicros entière n'est pas nécessaire, car il est possible de traiter ces données avec une antenne 2D pour obtenir la localisation et la directivité des sources. Cependant, des configurations générant des distributions de dipôles dont l'orientation varie dans l'espace sont aussi traitées dans cette thèse, comme des agencements de cylindres (cylindres croisés), et un anneau. Il a été montré que les résultats obtenus pour ces structures n'auraient pas pu l'être de manière aussi précise avec une antenne en 2D. L'intérêt d'une telle antenne entourant la veine d'essai est donc pertinente pour la reconstruction de sources de bruit dont la directivité est tridimensionnelle.

A propos des méthodes de traitements :
La littérature en ce qui concerne les algorithmes de localisation de sources de bruit est très fournie : beaucoup de méthodes ont été développées jusqu'ici, y compris dans le domaine spécifique de l'aéroacoustique. Cependant, il s'agit majoritairement de traitements associés à une antenne

bidimensionnelle, où la reconstruction des sources est faite dans un plan parallèle à l'antenne. Ce type de configuration est adaptée pour des sources acoustiques dont on sait qu'elles sont intégrées dans ce plan. Afin de répondre à des problématiques liées à des objets tridimensionnels, il est nécessaire de développer des algorithmes alternatifs pouvant être appliqués dans un volume de focalisation. Deux algorithmes dérivant de la même méthode sont développés dans cette thèse. La méthode GIB (Generalized Inverse Beamforming) itérative permet de retrouver avec une bonne précision des sources non bruitées, en 2D comme en 3D. Cependant, en environnement bruité tel que celui d'une soufflerie, cette méthode montre des limites. En effet, la méthode de régularisation utilisée supprime itérativement des sources de bruit afin de trouver la meilleure distribution parcimonieuse de sources possible. Cette étape est nécessaire pour que les résultats soient exploitables, mais elle ne permet pas d'identifier les sources de bruit 3D réelles dans leur globalité.

Afin d'aller plus loin dans les analyses de certaines sources de bruit, nous adaptons cet algorithme en restreignant la grille de sources potentielles à la surface des obstacles étudiés. Cette restriction est légitime physiquement car les sources de sont liées aux fluctuations de pression à la paroi de l'obstacle, et elle permet d'omettre la condition de parcimonie des sources (et donc d'éviter les itérations dans lesquelles des sources potentielles sont supprimées). Cette méthode alternative est appelée TGIB (Tikhonov Generalized Beamforming). Cette technique nous a permis d'identifier avec succès des sources dans des configurations délicates à traiter : cylindres de sections diverses, agencements de cylindres croisés, cylindre courbé en forme d'anneau. Par ailleurs, elle nous a permis d'estimer la cohérence des sources distribuées à la surface de certaines structures.

A propos de la cohérence des sources :
La méthode TGIB permet de reconstruire les sources de bruit à la surface des obstacles analysés. Ceci permet de pouvoir construire la matrice de cohérence des sources de bruit, et d'en déduire la longueur de cohérence d'une source de bruit quand elle est distribuée spatialement (par exemple le long de l'envergure d'un obstacle). Cette longueur a pu être comparée à la longueur de cohérence de l'écoulement, pour des cas expérimentaux, notamment pour lesquelles des mesures vélocimétriques par fil chaud antérieures le permettent. Ces mesures de la cohérence d'une distribution de sources grâce aux mesures en champ lointain ouvre des perspectives intéressantes, car les mesures par fil chaud sont très efficaces, mais présentent l'inconvénient d'être intrusives et sont génératrices de bruit.

Concernant le cas des cylindres de sections diverses, les résultats de cohérence du champ source reconstruit à partir du champ lointain de pression suivent la tendance de la cohérence du champ de vitesse établis dans la littérature : la longueur de cohérence du cylindre rectangulaire est significativement plus grande que celle des cylindres de sections circulaires ou carrées.

Le rayonnement au bord de fuite d'un profil d'aile symétrique (NACA 0012) dans un écoulement a également été étudié. La cohérence transverse de l'écoulement, calculée lors d'études précédentes, a été comparée à la cohérence du champ reconstruit par la méthode TGIB. La comparaison est assez encourageante, car elle révèle que les mêmes dynamiques sont retrouvées à différentes fréquences de détachement tourbillonnaire, même si la cohérence du champ de pression est lissée. Cette observation s'explique par le fait que les modes rayonnant à l'antenne sont

les modes les plus efficaces sur le plan acoustique, et que la méthode TGIB ne permet qu'une approximation du champ de pression à la source, mais ne permet pas de le reconstruire de façon exacte.

A propos des cylindres en incidence

L'étude sur les cylindres de section carrée et rectangulaire en incidence permet d'aborder une problématique plus physique, qui est la question de leur rayonnement dipolaire réel, en appliquant la méthodologie développée plus haut. Cette étude permet en même temps de tester la résolution angulaire de la méthode. Il a été montré que ce rayonnement dipolaire change d'orientation lorsque l'angle d'incidence par rapport à l'écoulement varie. Cette variation n'est pas intuitive, et est fortement liée à un angle critique, qui apparaît lors du rattachement de l'écoulement sur une des arêtes du cylindre. L'utilisation d'un modèle 2D et à des bas nombres de Reynolds a permis d'obtenir des résultats très proches des estimations expérimentales, ce qui montre que l'orientation des dipôles de portance est en grande partie expliquée par des dynamiques 2D. Cette proximité est vraie partout, sauf pour un saut, qui a lieu à l'angle critique α_{cr}. Ainsi, il serait intéressant d'acquérir des données expérimentales et numériques de nombres de Reynolds similaires, pour pouvoir comparer quantitativement ces résultats entre eux et savoir si ce saut d'orientation en α_{cr} est un effet du nombre de Reynolds. On peut se demander si ce saut pourrait être vu lors de calculs numériques 2D, ou si le 3D est nécessaire pour l'apercevoir. Cependant, ces calculs numériques à haut Reynolds sont très coûteux.

D'autre part, les expériences réalisées pourraient aussi l'être avec des cylindres de matériaux différents possédant des arêtes plus ou moins marquées. Lorsque les arêtes sont arrondies, l'angle critique α_{cr} est plus petit, donc il serait intéressant de voir si les dipôles sont déviés vers l'amont de l'écoulement plus tôt également. Enfin, un taux de turbulence plus élevé en amont pourrait annihiler totalement cette variation d'orientation dipolaire en α_{cr}, ou à l'inverse la rendre plus marquée, puisque la turbulence implique un saut de nombre de Strouhal très important lorsque les arêtes sont arrondies, mais pas si celles-ci sont en chanfrein. Il serait donc pertinent d'évaluer l'impact d'une turbulence plus importante sur ces orientations dipolaires.

Perspectives

Intégration de sources d'ordre supérieur :
Dans ce travail de thèse, la décomposition en harmoniques sphériques (HS) considérée est limitée aux quatre premières harmoniques : on considère le monopôle (HS d'ordre 0), et trois dipôles orthogonaux (HS d'ordre 1). Or, certains objets peuvent engendrer des rayonnements quadripolaires dont le modèle analytique est connu. Cet aspect a été testé en 2D dans cette thèse, mais il serait possible d'inclure la base nécessaire permettant de reconstruire des quadripôles de directivité quelconque, dans le dictionnaire de la méthode GIB/TGIB. Il serait même envisageable d'ajouter des sources d'ordres supérieurs, afin d'étudier des sources qui n'ont pas encore été modélisées. Un tel développement pourrait permettre d'envisager des applications sur du bruit de jet dont le rayonnement peut être de nature quadripolaire. Cependant, le principal obstacle que pose cette perspective concerne l'impact sur le coût de calcul.

Intégration des surfaces rigides dans les traitements :
Dans cette thèse, on utilise une hypothèse de champ libre. Or, en réalité, les obstacles analysés induisent des conditions plus complexes qui altèrent ce champ libre par reflexion ou diffraction, en particulier si l'obstacle n'est pas compact acoustiquement (à hautes fréquences). Il serait donc intéressant d'intégrer dans nos méthodes de traitements des modèles de propagation plus réalistes.

Extension des applications :
Les outils développés dans le cadre de cette thèse ouvrent de nouvelles perspectives d'études et d'applications. Le caractère tridimensionnel de la reconstruction des sources de bruit devrait permettre d'étudier le rayonnement acoustique d'obstacles présentant des formes complexes : corps non profilés 3D, obstacles en interaction (dispositifs hypersustentateurs par exemple). Les applications et études contractuelles du laboratoire en soufflerie sur la thématique émergente du bruit aéroacoustique généré en façade des bâtiments, en particulier portant sur le bruit aéroacoustique émis par des structures périodiques, devraient pouvoir tirer profit de ces nouveaux outils pour approfondir l'analyse physique des phénomènes. Ce type de méthodes de localisation pourrait aussi être étendue dans le cadre de mesures in-situ de sources de bruit aéroacoustique (transport, bâtiment), ou bien dans d'autres domaines émergents comme l'écoacoustique, à des fins de quantification et de qualification de la biodiversité [133].

Bibliographie

[1] Organisation Mondiale de la Santé, Environmental noise guidelines for the european region. Rap. tech., 2011.

[2] Organisation Mondiale de la Santé, Environmental Noise Guidelines for the European Region. Rap. tech., 2018.

[3] Rapport Bruitparif - Effets sanitaires du bruit dans l'environnement, l'OMS revoit ses exigences à la hausse. Rap. tech., 2018.

[4] M. Alziadeh : *Flow-sound interaction mechanism of a single spirally finned cylinder in cross-flow*. Thèse de doctorat, University of Ontario Institute of Technology, 2017.

[5] J. Antoni : A bayesian approach to sound source reconstruction : optimal basis, regularization, and focusing. *Acoustical Society of America*, 131(4):2873–2890, 2012.

[6] H. Arbey et J. Bataille : Noise generated by airfoil profiles placed in a uniform laminar flow. *J. Fluid Mech.*, 134(-1):33, 1983.

[7] 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. *Int. J. Aeroacoust.*, 10(5-6):497–530, 2011.

[8] M. R. Bai : Application of BEM (boundary element method)-based acoustic holography to radiation analysis of sound sources with arbitrarily shaped geometries. *J. Acoust. Soc. Am.*, 92(1):533–549, 1992.

[9] G. Battista, P. Chiariotti, M. Martarelli et P. Castellini : Inverse methods in aeroacoustic three-dimensional volumetric noise source localization and quantification. *J. Sound Vib.*, 473:115208, 2020.

[10] Y. Beausse : *Étude du bruit tonal généré au bord de fuite d'un profil d'aile NACA 0012 par méthode de formation de voies et de l'écoulement associé par vélocimétrie par images de particules résolue en temps*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2022. ⟨NNT : 2022POIT2272⟩. ⟨tel-03814853⟩.

[11] Y. Beausse, F. Margnat, V. Valeau et L. Brizzi : Identifying spanwise source distribution of tonal trailing-edge noise with microphone array techniques and TR-PIV. *28th AIAA/CEAS Aeroacoustics 2022 Conference*, 2022.

[12] Y. Beausse, V. Valeau, F. Margnat, L. Brizzi, F. Ollivier et R. Marchiano : Experimental study of the aerodynamic noise produced by flow-body interaction by synchronous PIV and microphone array measurements. p. 735–740, e-Forum Acusticum 2020, Lyon, France, 2020.

[13] J. S. Bendat et A. G. Piersol : *Random Data : analysis and measurement procedures*. 1971.

[14] G. Berkooz, P. Holmes et J. L. Lumley : The proper orthogonal decomposition in the analysis of turbulent flows. *Annual review of fluid mechanics*, 25(1):539–575, 1993.

[15] D. Blacodon et G. Elias : Level Estimation of Extended Acoustic Sources Using a Parametric Method. *Journal of Aircraft*, 41(6):1360–1369, nov. 2004.

[16] W. K. Blake : *Mechanics of Flow-Induced Sound and Vibration*. Academic Press, London, second edition édn, 2017.

[17] T. F. Brooks : Extension of DAMAS Phased Array Processing for Spatial Coherence Determination (DAMAS-C). Cambridge, 2006.

[18] T. F. Brooks et W. M. Humphreys : Flap-edge aeroacoustic measurements and predictions. *J. Sound Vib.*, 264:31–74, 2002.

[19] T. F. Brooks et W. M. Humphreys : A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays. *J. Sound Vib.*, 294(4-5):856–879, 2006.

[20] T. F. Brooks et W. M. H. Jr. : Three-dimensional application of DAMAS Methodology for aeroacoustic noise source definition. *AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2015*, 2005.

[21] T. F. Brooks et D. S. Pope : *Airfoil self-noise and prediction*. 1989.

[22] Brüel & Kjaer : Technical Review - Beamforming. 2004.

[23] C. Norberg : Flow around rectangular cylinders : pressure forces and wake frequencies. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, p. 187–196, 1993.

[24] Y. Cao et T. Tamura : Low-frequency unsteadiness in the flow around a square cylinder with critical angle of 14 ° at the Reynolds number of 2.2 × 10^4. *J. Fluid. Struct.*, 97:103087, 2020.

[25] L. Carassale, A. Freda et M. Marrè-Brunenghi : Experimental investigation on the aerodynamic behavior of square cylinders with rounded corners. *J. Fluid. Struct.*, 44:195–204, 2014.

[26] D. Casalino et M. Jacob : Prediction of aerodynamic sound from circular rods via spanwise statistical modelling. *J. Sound Vib.*, 262(4):815–844, 2003.

[27] J. Castellanos, S. Gómez et V. Guerra : The triangle method for finding the corner of the L-curve. *Applied Numerical Mathematics*, 43(4):359–373, déc. 2002.

[28] R. Chartrand et W. Yin : Iteratively reweighted algorithms for compressive sensing. *IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing*, 2008.

[29] J. M. Chen et C.-H. Liu : Vortex shedding and surface pressures on a square cylinder at incidence to a uniform air stream. *Int. J. Heat Fluid Fl.*, 20(6):592–597, 1999.

[30] P. Chiariotti, G. Battista, M. Ettorre et P. Castellini : Average acoustic beamforming in car cabins : An automatic system for acoustic mapping over 3d surfaces. *Appl. Acoust.*, 129:47–63, 2018.

[31] P. Chiariotti, M. Martarelli et P. Castellini : Acoustic beamforming for noise source localization – Reviews, methodology and applications. *Mech. Syst. Signal Process.*, 120:422–448, 2019.

[32] Christian Clason : Regularization of inverse problems - lecture notes, 2021.

[33] H. Cox, R. M. Zeskind et M. M. Owen : Robust Adaptive Beamforming. ASSP-35(10), 1987.

[34] N. Curle : The influence of solid boundaries upon aerodynamic sound. *Proc. R. Soc. A : Math. Phys. Sci.*, 231(1187):505–514, sept. 1955.

[35] G. Desquesnes, M. Terracol et P. Sagaut : Numerical investigation of the tone noise mechanism over laminar airfoils. *J. Fluid Mech.*, 591:155–182, 2007.

[36] D. Doebler, G. Heilmann, A. Meyer et H. Waibel : Fields of application for three-dimensional microphone array for room acoustic purposes. *Acoustic Camera-Newsletter*, 3, 2011.

[37] H. Dong, L. Chen, X. Du, L. Fang et X. Jin : Effects of corner chamfers on the extreme pressures on a square cylinder at incidence to a uniform flow. *Comput. Fluids*, 244:105539, 2022.

[38] R. P. Dougherty : Improved generalized beamforming for jet noise. *aeroacoustics*, 11(3&4):259–290, 2012.

[39] R. P. Dougherty : Functional Beamforming. *In 5th BeBeC : GFal*, p. 19–20, Berlin, 2014.

[40] R. P. Dougherty, R. Ramachandran et G. Raman : Deconvolution of sources in aeroacoustic images from phased microphone arrays using linear programming. *Int. J. Aeroacoust.*, 12(7&8):699–718, 2013.

[41] A. Dowling et J. Ffowcs Williams : *Sound and sources of sound*. Ellis Horwood publishers, 1983.

[42] S. Dutta, K. Muralidhar et P. Panigrahi : Influence of the orientation of a square cylinder on the wake properties. *Experiments in Fluids*, 34(1):16–23, 2003.

[43] s. Dutta, P. K. Panigrahi et K. Muralidhar : Experimental investigation of flow past a square cylinder at an angle of incidence. 2008.

[44] K. Ehrenfried et L. Koop : Comparison of Iterative Deconvolution Algorithms for the Mapping of Acoustic Sources. *AIAA Journal*, 45(7):1584–1595, 2007.

[45] B. Etkin, G. K. Korbacher et R. T. Keefe : Acoustic radiation from a stationary cylinder in a fluid stream (aeolian tones). *J. Acoust. Soc. Am.*, 29(1), 1957.

[46] F. J. Fahy : *Foundations of engineering acoustics*. Elsevier édn, 2000.

[47] D. Fernandez Comesaña, K. Holland et E. Fernandez-Grande : Spatial resolution limits for the localization of noise sources using direct sound mapping. *J. Sound Vib.*, 375:53–62, 2016.

[48] L. Feugère, J.-H. Seo, U. Ismail, G. Gibson et R. Mittal : 3d audio-visual recordings of mosquito wings for aeroacoustic simulation. *In Forum Acusticum*, Turin, 2023.

[49] L. R. O. F.R.S. : LXXXII. On the motion of solid bodies through viscous liquid. *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science*, 21(126):697–711, 1911.

[50] H. Fujita, W. Sha, H. Furutani et H. Suzuki : Experimental investigations and prediction of aerodynamic sound generated from square cylinders. *4th AIAA/CEAS aeroacoustics conference*, p. 2369, 1998.

[51] J. Gao, H. Wu et W. Jiang : Dipole-based beamforming method for locating dipole sources with unknown orientations in three-dimensional domains. *J. Acoust. Soc. Am.*, 147(1):125–136, 2020.

[52] T. F. Geyer : Effect of a porous coating on the vortex shedding noise of a cylinder in turbulent flow. *Appl. Acoust.*, 195:108834, 2022.

[53] A. Gréciet : Phénomènes aéroacoustiques des éléments de facades & Acoustique et impact environnemental des matériaux de construction. Rap. tech., AVLS, 2021.

[54] V. Guerra et V. Hernandez : Numerical aspects in locating the corner of the L-curve. *Approximation, Optimization and Mathematical Economics*, p. 121–131, 2001.

[55] H. Nakaguchi, K. Hashimoto et S. Muto : An experimental study on aerodynamic drag of rectangular cylinders. 16(168):1–5, 1968.

[56] K. Haddad et J. Hald : 3d localization of acoustic sources with a spherical array. *In Euronoise*, Paris, 2008.

[57] J. Hald : Basic theory and properties of statistically optimized near-field acoustical holography. *J. Acoust. Soc. Am.*, 125(4):2105–2120, 2009.

[58] P. C. Hansen : Regularization tools : a matlab package for analysis and solution of discrete ill-posed problems. *Numerical algorithms*, 6(1):1–35, 1994.

[59] M. Hartenstein, F. Ollivier, F. Silva et P. Luizard : Batch Substitution Calibration of a Mems Microphone Array : Impact of Sensor Performance Dispersion on Directivity Estimation. *ICASSP 2024 - 2024 IEEE International Conference on Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP)*, p. 8731–8735, 2024.

[60] G. Herold, E. Sarradj et T. Geyer : Covariance matrix fitting for aeroacoustic application. *AIA-DAGA 2013*, p. 1926–1928, 2013.

[61] J. Holmes : *Wind loading structures*. Spon Press, London ; New York, 2001.

[62] M. Howe : Trailing edge noise at low Mach numbers. 225(2):211–238, 1999.

[63] M. S. Howe : *Acoustics of fluid-structure interactions*. Cambridge University Press, 1 édn, août 1998. DOI : 10.1017/CBO9780511662898.

[64] R. Huang, B. Lin et S. Yen : Time-averaged topological flow patterns and their influence on vortex shedding of a square cylinder in crossflow at incidence. *J. Fluid. Struct.*, 26(3):406–429, 2010.

[65] P. J. Huber : *Robust statistics*. Wiley series in probability and mathematical statistics. Wiley, New York, 1981.

[66] P. Hémon : Vibrations couplées avec le vent. 2004.

[67] T. Igarashi : Characteristics of the flow around a square prism. *Bulletin of JSME*, 27(231), 1984.

[68] A. Inasawa, M. Asai et T. Nakano : Sound generation in the flow behind a rectangular cylinder of various aspect ratios at low Mach numbers. *Comput. Fluids*, 82:148–157, 2013.

[69] J. Billingsley et R. Kinns : The acoustic telescope. *J. Sound Vib.*, 48(4):485–510, 1976.

[70] J.A. Högbom : Aperture synthesis with a non-regular distribution of interferometer baselines. *A&AS*, 15:417–426, 1974.

[71] J.H Gerrard : Measurements of the sound from circular cylinders in an air stream. *Proc. Phys. Soc.*, 68(453), 1955.

[72] Y. Kim et P. Nelson : Optimal regularisation for acoustic source reconstruction by inverse methods. *J. Sound Vib.*, 275(3-5):463–487, 2004.

[73] C. W. Knisely : Strouhal numbers of rectangular cylinders at incidence : a review and new data. p. 371–393, 1987.

[74] L. S. G. Kovasznay : Hot-wire investigation of the wake behind cylinders at low Reynolds numbers. *Proc. R. Soc. A : Math. Phys. Sci.*, 198(1053):174–190, août 1949.

[75] L. Hutinet et E. Devilart : Bruit et biodiversité. Rap. tech., Bruitparif, 2020.

[76] L. Lamotte, T. L. Magueresse et C. Picard : Mesurer et corriger la réponse en fréquence d'un MEMS. Le Havre, 2018.

[77] L. Landesa, F. Obelleiro, J. L. Rodr'guez et M. R. Pino : Stable Solution of the GMT-MOM Method by TIKHONOV Regularization. *Prog. Electromagn. Res.*, 20:45–61, 1998.

[78] Q. Leclère, A. Pereira, C. Bailly, J. Antoni et C. Picard : A unified formalism for acoustic imaging based on microphone array measurements. *Int. J. Aeroacoust.*, 16(4-5):431–456, juil. 2017.

[79] S. Lee : Review : the use of equivalent source method in computational acoustics. *J. Comput. Acoust*, 25(01):1630001, 2017.

[80] M. Legg et S. Bradley : Automatic 3d scanning surface generation for microphone array acoustic imaging. *Appl. Acoust.*, 76:230–237, 2014.

[81] J. Lienhard : *Synopsis of lift, drag, and vortex frequency data for rigif circular cylinder*, vol. 300 de *Technical Extension Service*. Washington State University, 1966.

[82] M. J. Lighthill : I. General theory. *In On sound generated aerodynamically*, p. 564–587. Department of Mathematics, Manchester, 1952.

[83] R. Madoliat, N. M. Nouri et A. Rahrovi : Equalization of acoustic source using multipole sources and source strength estimation using inverse method. *Appl. Acoust.*, 113:210–220, 2016.

[84] T. L. Magueresse : *Approche multidimensionnelle du problème d'identification acoustique inverse*. Thèse de doctorat, INSA Lyon, 2016.

[85] D. Maia, S. Gala et L. DELUGIN : Le coût social du bruit en France. Rap. tech., ADEME, 2021.

[86] A. Malgoezar, M. Snellen, P. Sijtsma et D. Simons : Improving beamforming by optimization of acoustic array microphones postitions. 2016.

[87] F. Margnat : Hybrid prediction of the aerodynamic noise radiated by a rectangular cylinder at incidence. *Comput. Fluids*, 109:13–26, 2015.

[88] F. Margnat : Analyses, modélisations et concepts aéroacoustiques. Applications au bruit de forme. Rap. tech., 2024.

[89] F. Margnat, W. J. G. D. S. Pinto et C. Noûs : Cylinder aeroacoustics : experimental study of the influence of cross-section shape on spanwise coherence length. *Acta Acustica*, 7:4, 2023.

[90] R. Maryami, S. A. Showkat Ali et M. Azarpeyvand : Experimental investigation of coherent and turbulent fluid flow interactions with a circular cylinder. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2023.

[91] A. Mashhadi, A. Sohankar et M. M. Alam : Flow over rectangular cylinder : Effects of cylinder aspect ratio and Reynolds number. *Int. J. Mech. Sci.*, 195:106264, 2021.

[92] M. Matsumoto, H. Ishizaki et C. Mat : Aerodynamic effects of the angle of attack on a rectangular prism, 1998.

[93] R. Merino-Martínez, P. Sijtsma, M. Snellen, T. Ahlefeldt, J. Antoni, C. J. Bahr, D. Blacodon, D. Ernst, A. Finez, S. Funke, T. F. Geyer, S. Haxter, G. Herold, X. Huang, W. M. Humphreys, Q. Leclère, A. Malgoezar, U. Michel, T. Padois, A. Pereira, C. Picard, E. Sarradj, H. Siller, D. G. Simons et C. Spehr : A review of acoustic imaging methods using phased microphone arrays : Part of the "Aircraft Noise Generation and Assessment" Special Issue. *CEAS Aeronaut. J.*, 10(1):197–230, 2019.

[94] A. Meyer et D. Döbler : Noise source localization within a car interior using 3d-microphone array. *In Proceedings of the BeBec*, p. 1–7, Berlin, 2006.

[95] J. Meyer et G. Elko : A highly scalable spherical microphone array based on an orthonormal decomposition of the soundfield. *IEEE Proceedings of ICASSP - Orlando, FL, USA*, p. 1781–1784, 2002.

[96] S. Moreau et M. Roger : Back-scattering correction and further extensions of Amiet's trailing-edge noise model. Part II : Application. *J. Sound Vib.*, 323(1-2):397–425, 2009.

[97] A. Mueller : *Large Eddy Simulation of cross-flow around a square rod at incidence with application to tonal noise prediction.* Thèse de doctorat, University of Twente, Twente, 2011.

[98] A. B. Nagy, J. Delfs et G. J. Bennett : Aeroacoustics research in Europe : The CEAS-ASC report on 2020 & 2021 highlights. *J. Sound Vib.*, 534:117002, 2022.

[99] F. Ning, J. Wei, L. Qiu, H. Shi et X. Li : Three-dimensional acoustic imaging with planar microphone arrays and compressive sensing. *J. Sound Vib.*, 380:112–128, 2016.

[100] C. Norberg : An experimental investigation of the flow around a circular cylinder : influence of aspect ratio. *J. Fluid Mech.*, 258:287–316, 1994.

[101] M. P. Norton et D. G. Karczub : *Fundamentals of noise and vibration analysis for engineers.* Cambridge Univ. Press, Cambridge, 2. ed édn, 2003. OCLC : 249270481.

[102] E. Obasaju : An Investigation of the Effects of Incidence on the Flow Around a Square Section Cylinder. *Aeronautical Quarterly*, 34(4):243–259, 1983.

[103] B. Oudompheng, A. Pereira, C. Picard, Q. Leclere et B. Nicolas : A theoretical and experimental comparision of the iterative equivalent source method and the generalized inverse beamforming. *In 5th BeBeC*, Berlin, 2014.

[104] T. Padois, C. Prax et V. Valeau : Numerical validation of shear flow corrections for beamforming acoustic source localisation in open wind-tunnels. *Appl. Acoust.*, 74(4):591–601, 2013.

[105] T. Padois, C. Prax, V. Valeau et D. Marx : Experimental localization of an acoustic sound source in a wind-tunnel flow by using a numerical time-reversal technique. *J. Acoust. Soc. Am.*, 132(4):2397–2407, 2012.

[106] T. Padois, O. Robin et A. Berry : 3d Source localization in a closed wind-tunnel using microphone arrays. AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, AIAA 2013, 2013. American Institute of Aeronautics and Astronautics.

[107] P.A.G. Zavala, W. De Roeck, K. Janssens, J.R.F. Arruda, P. Sas et W. Desmet : Generalized inverse beamforming investigation and hybrid estimation. Berlin, 2010.

[108] R. W. Paterson, P. G. Vogt, M. R. Fink et C. L. Munch : Vortex Noise of Isolated Airfoils. *Journal of Aircraft*, 10(5):296–302, 1973.

[109] A. Pereira : *Acoustic imaging in enclosed spaces*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2013.

[110] O. M. Phillips : The intensity of Aeolian tones. *J. Fluid Mech.*, 1(06):607, 1956.

[111] G. Ping, E. Fernandez-Grande, P. Gerstoft et Z. Chu : Three-dimensional source localization using sparse Bayesian learning on a spherical microphone array. *J. Acoust. Soc. Am.*, 147(6):3895–3904, 2020.

[112] W. J. G. D. S. Pinto : *Modelling airframe noise : from aerodynamic topology to acoustic efficiency*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, 2019.

[113] W. J. G. D. S. Pinto, F. Margnat et Y. Gervais : Influence of cross-section on the aeolian tone : a numerical study in the laminar regime. American Institute of Aeronautics and Astronautics, 2019.

[114] W. J. G. S. Pinto et F. Margnat : Influence of cylinder breadth and shape on the onset of flow unsteadiness and the aeolian tone level. *Comput. Fluids*, 228:105067, 2021.

[115] R. Porteous, Z. Prime, C. Doolan, D. Moreau et V. Valeau : Three-dimensional beamforming of dipolar aeroacoustic sources. *J. Sound Vib.*, 355:117–134, 2015.

[116] W. H. Press, éd. *FORTRAN numerical recipes*. Cambridge University Press, Cambridge [England] ; New York, 2nd ed édn, 1996.

[117] R. K. Amiet : Refraction of sound by a shear layer. *J. Sound Vib.*, 58(4):467–482, 1978.

[118] P. Ravetta, R. Burdisso et W. Ng : Noise source localization and optimization of phased-array results. *12th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, 47:2520–2533, 2009.

[119] A. Rokugou, T. Kiwata, A. Okajima, S. Kimura et H. Yamamoto : Numerical analysis of aerodynamic sound radiated from rectangular cylinder. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 96(10-11):2203–2216, 2008.

[120] D. A. Russel, J. P. Titlow et Y.-J. Bemmen : Acoustic monopoles, dipoles, and quadrupoles : An experiment revisited. *American association of Physics Teachers*, 1999.

[121] D. A. Russell : On the sound field radiated by a tuning fork. *Am. J. Phys.*, 68(12):1139–1145, 2000.

[122] S. Dumbacher, J. Blough, D. Hallman et P. Wang : Source identification using acoustic array techniques. *S.A.E Technical Paper*, (951360), 1995.

[123] J. Sachar, H. Silverman et W. Patterson : Microphone position and gain calibration for a large-aperture microphone array. *IEEE Transactions on Speech and Audio Processing*, 13(1):42–52, jan. 2005.

[124] E. Sarradj : Three-dimensional acoustic source mapping with different beamforming steering vector formulations. *Advances in Acoustics and Vibration*, 2012:1–12, juin 2012.

[125] E. Sarradj et C. Schultze : Identification of noise source mechanisms using Orthogonal Beamforming. *NOVEM (NOise and vibration : emerging methods)*, 2005.

[126] A. Schuhmacher, J. Hald, K. B. Rasmussen et P. C. Hansen : Sound source reconstruction using inverse boundary element calculations. *J. Acoust. Soc. Am.*, 113(1):114–127, 2003.

[127] P. Sijtsma : Clean based on spatial source coherence. *Int. J. Aeroacoust*, 6(4):357–374, 2007.

[128] A. Sohankar, C. Norberg et L. Davidson : Numerical simulation of unsteady low-Reynolds number flow around rectangular cylinders at incidence. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, p. 189–201, 1997.

[129] A. Sohankar, C. Norberg et L. Davidson : Low-reynolds number flow around a square cylinder at incidence : study of blockage, onset of vortex shedding and outlet boundary condition. *Int. J. Numer. Methods Fluids*, 26:39–56, 1998.

[130] A. Stoffel, F. Margnat, C. Prax et F. v. Herpe : Experimental and Numerical Analysis of Whistling in Flows around Side-View Mirrors. *In 16ème Congrès Français d'Acoustique, CFA2022*, Marseille, 2022.

[131] R. Stoughton et S. Strait : Source imaging with minimum mean-squared error. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94:827–834, 1993.

[132] J. Sueur : *Histoire naturelle du silence.* Actes sud édn, 2023.

[133] R. Suzuki, K. Hayashi, H. Osaka, S. Matsubayashi, T. Arita, K. Nakadai et H. G. Okuno : Estimating the Soundscape Structure and Dynamics of Forest Bird Vocalizations in an Azimuth-Elevation Space Using a Microphone Array. *Appl. Sci.*, 13(6):3607, 2023.

[134] T. Suzuki : L1 generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources. *J. Sound Vib.*, 330(24):5835–5851, 2011.

[135] T. Tamura et T. Miyagi : The effect of turbulence on aerodynamic forces on a square cylinder with various corner shapes. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, p. 135–145, 1999.

[136] R. Tibshirani : Regression Shrinkage and Selection via the Lasso. *J. R. Stat. Soc.*, 58(1):267–288, 1996.

[137] A. Towne, O. T. Schmidt et T. Colonius : Spectral proper orthogonal decomposition and its relationship to dynamic mode decomposition and resolvent analysis. *J. Fluid Mech.*, 847:821–867, 2018.

[138] J. R. Underbrink : Circularly symmetric, zero redundancy, planar array having broad frequency range applications, 2001. U.S. Patent No. 6,205,224.

[139] J. R. Underbrink : Aeroacoustic phased array testing in low speed wind tunnels. *In Aeroacoustic Measurements*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg 2002, p. 98–217. Washington, 2002.

[140] R. Upton, K. Haddad et J. Sorensen : Conformal mapping techniques for consumer products. *Sound Vib.*, 42(7):8–11, 2008.

[141] V. Strouhal : Ueber eine besondere art der tonerregung. 1878.

[142] V. Valeau : Compte-rendu de fin de projet, Projet ANR-18{CE}22-0005-01, Mega Array of Microphones for the Identification of Environmental aeroacoustic Sources (MAMIES). Rap. tech., 2022.

[143] C. Vanwynsberghe, P. Challande, F. Ollivier, J. Marchal et R. Marchiano : Geometric calibration of very large microphone arrays in mismatched free field. *J. Acoust. Soc. Am.*, 145(1):215–227, 2019.

[144] C. Vanwynsberghe, R. Marchiano, F. Ollivier, P. Challande, H. Moingeon et J. Marchal : Design and implementation of a multi-octave-band audio camera for realtime diagnosis. *Appl. Acoust.*, 89:281–287, 2015.

[145] T. Von Karman et H. Rubach : Uber den mechanismus den widerstands, den ein bewegter korper in einer flussigkeit erfarht. *Math. Phys.*, 12(509), 1912.

[146] Z. Wang et S. F. Wu : Helmholtz equation–least-squares method for reconstructing the acoustic pressure field. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102(4):2020–2032, 1997.

[147] Q. Wei, W. Yu et X. Huang : Acoustic wind tunnel measurements on a live level flight pigeon. *JASA Express Letters*, 2013.

[148] G. Weinreich : Sound hole sum rule and the dipole moment of the violin. *J. Acoust. Soc. Am.*, 77(2):710–718, 1985.

[149] E. G. Williams, J. D. Maynard et E. Skudrzyk : Sound source reconstructions using a microphone array. *J. Acoust. Soc. Am.*, 68(1):340–344, 1980.

[150] J. Williams : Fast beam-forming algorithm. *J. Acoust. Soc. Am.*, 44(5):1454–1455, 1968.

[151] A. Xenaki, F. Jacobsen et E. Fernandez-Grande : Improving the resolution of three-dimensional acoustic imaging with planar phased arrays. *J. Sound Vib.*, 331(8):1939–1950, 2012.

[152] S. C. Yen et C. W. Yang : Flow patterns and vortex shedding behavior behind a square cylinder. *J. Wind Eng. Ind. Aerodyn.*, 99(8):868–878, 2011.

[153] D.-H. Yoon, K.-S. Yang et C.-B. Choi : Flow past a square cylinder with an angle of incidence. *Physics of Fluids*, 22(4):043603, 2010.

[154] G. S. Young et J. Zawislak : An Observational Study of Vortex Spacing in Island Wake Vortex Streets. *Monthly Weather Review*, 134(8):2285–2294, 2006.

[155] L. Yu, Q. Guo, N. Chu et R. Wang : Achieving 3d beamforming by non-synchronous microphone array measurements. *Sensors*, 20(24):7308, 2020.

[156] H. Zhao, M. J. Irshad, H. Shi et W. Xu : Passive Source Localization Using Compressive Sensing. *Sensors*, 19(20):4522, 2019.

[157] Y. Zhou, M. A. Diaz, D. Marx, R. Marchiano, C. Prax et V. Valeau : Localizing aeroacoustic sources in complex geometries : a hybrid method coupling 3d microphone array and time-reversal. *J. Sound Vib., à paraître*, 2024.

[158] Y. Zhou, F. Ollivier, P. Challande, R. Marchiano, V. Valeau, D. Marx et C. Prax : Design and use of a three-dimensional array of mems microphones for aeroacoustic measurements in wind-tunnels. *8th BeBeC, Berlin*, 2020.

[159] Y. Zhou, V. Valeau, J. Marchal, F. Ollivier et R. Marchiano : Three-dimensional identification of flow-induced noise sources with a tunnel-shaped array of MEMS microphones. *J. Sound Vib.*, 482(4):115459, 2020.

Annexe A

Rayonnement de la source profilée

En Fig. A.1, le rayonnement de la source profilée est analysé par la méthode de Beamforming conventionnel monopolaire (CBF) sur un plan (xz) avec l'antenne A. On observe que cette source a une directivité monopolaire pour des fréquences inférieures à 3000 Hz et supérieures à 4000 Hz, puis une directivité qui s'apparente à un dipole entre 3000 et 4000 Hz.

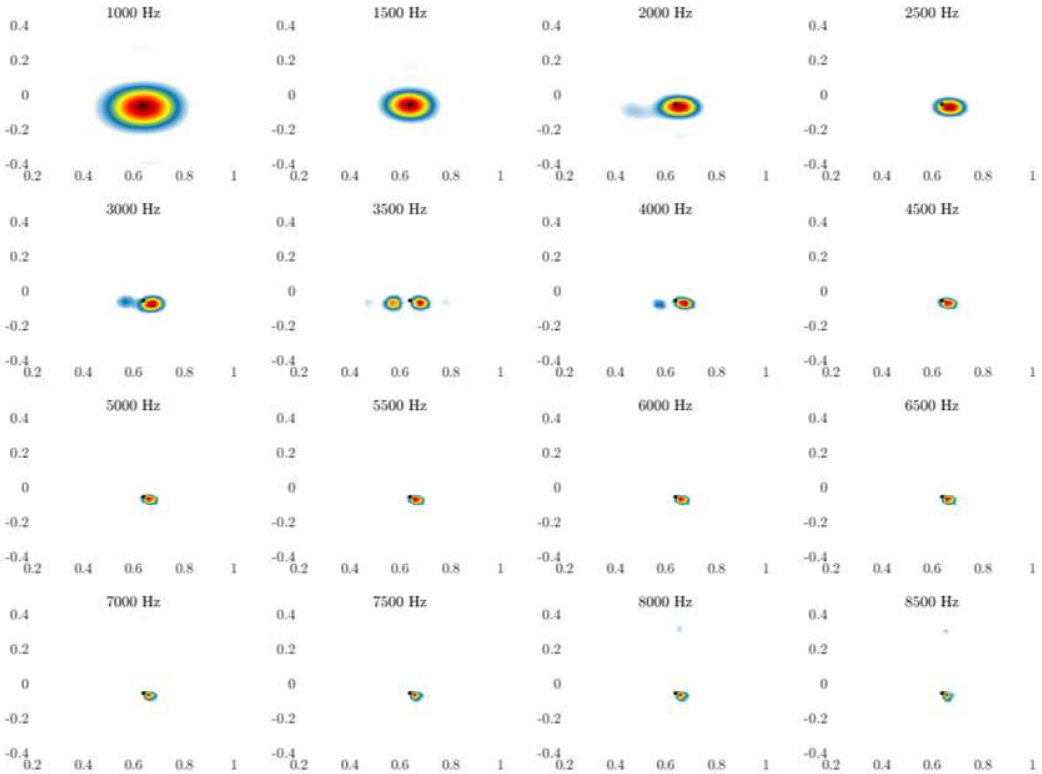


FIGURE A.1 – Méthode CBF appliquée sur une source profilée, avec l'antenne A, dans le plan xz. U_∞ =0 m/s, pour un large panel de fréquences entre 1000 et 8500 Hz.

Annexe B

Forme du rayonnement d'un cylindre de section circulaire

Avant toute chose, nous choisissons d'apporter des éléments préliminaires sur le rayonnement acoustique des cylindres analysés dans cette thèse. En effet, la forme du rayonnement acoustique de structures cylindriques au sein d'un écoulement est peu documentée dans la littérature, quelles que soient les conditions aux limites. Dans la soufflerie BETI, il se trouve que la taille de l'écoulement sur l'envergure du cylindre est finie (et de taille ≈ 0.7m). Mais, même si la longueur mouillée du cylindre était infinie, on ne connaît pas la forme de rayonnement de celui-ci, car cette forme dépend de s'il est en phase ou non sur son envergure totale.

Pour se rendre compte de la forme du rayonnement d'un cylindre circulaire (rayonnement de type cylindrique ou sphérique ?) dans la soufflerie BETI, l'expérience suivante est réalisée : un cylindre est placé verticalement au centre de la veine d'essai, puis est décalé selon l'axe y, pour le rapprocher de l'antenne C. Cette expérience est faite pour 3 cylindres de section différentes : un rond de diamètre 12 mm, un rond de diamètre 6 mm, et un rectangle de côtés 6×11,5 mm. Le schéma en Fig. B.1 montre le dispositif mis en oeuvre pour cette expérience.

En Fig. B.2, pour trois types de cylindres qui sont placés en $y = 0$ donc exactement entre les deux antennes A et C, est tracé le niveau au pic de fréquence (PSPL) en [dB/Hz]. D'abord il est tracé en fonction de l'envergure du cylindre en z (en utilisant les microphones d'une colonne des antennes A et C), puis ce même niveau est tracé en fonction de y (en utilisant les microphones d'une ligne des antennes B et D). Il est clair que le niveau maximal est obtenu au centre du cylindre (figures du haut), et qu'il diminue lorsqu'on s'approche de ses bords. Les niveaux obtenus sur les deux antennes de part et d'autre du cylindre sont similaires. Lorsqu'on regarde le niveau vue des antennes du haut et du bas (B et D), ces deux antennes repèrent aussi un niveau similaire, et cette fois on voit un niveau minimal en $y = 0$, ce qui est attendu au vue de la directivité dipolaire de tels cylindres. En effet, les antennes B et D sont situées dans ce que l'on appelle le « plan nodal » des dipôles de portances rayonnés. Ce plan sera important à retenir pour le Chap. V. On note déjà que le niveau le plus élevé est obtenu pour le cylindre circulaire de 12mm, puis pour le cylindre circulaire de 8mm, et enfin le plus faible pour le cylindre rectangulaire.

En Fig. B.3 est tracé la décroissance du niveau selon la distance au cylindre, pour une vitesse d'écoulement d'air de 30 m/s. On notera que les résultats pour le rectangle ne sont pas tracés car

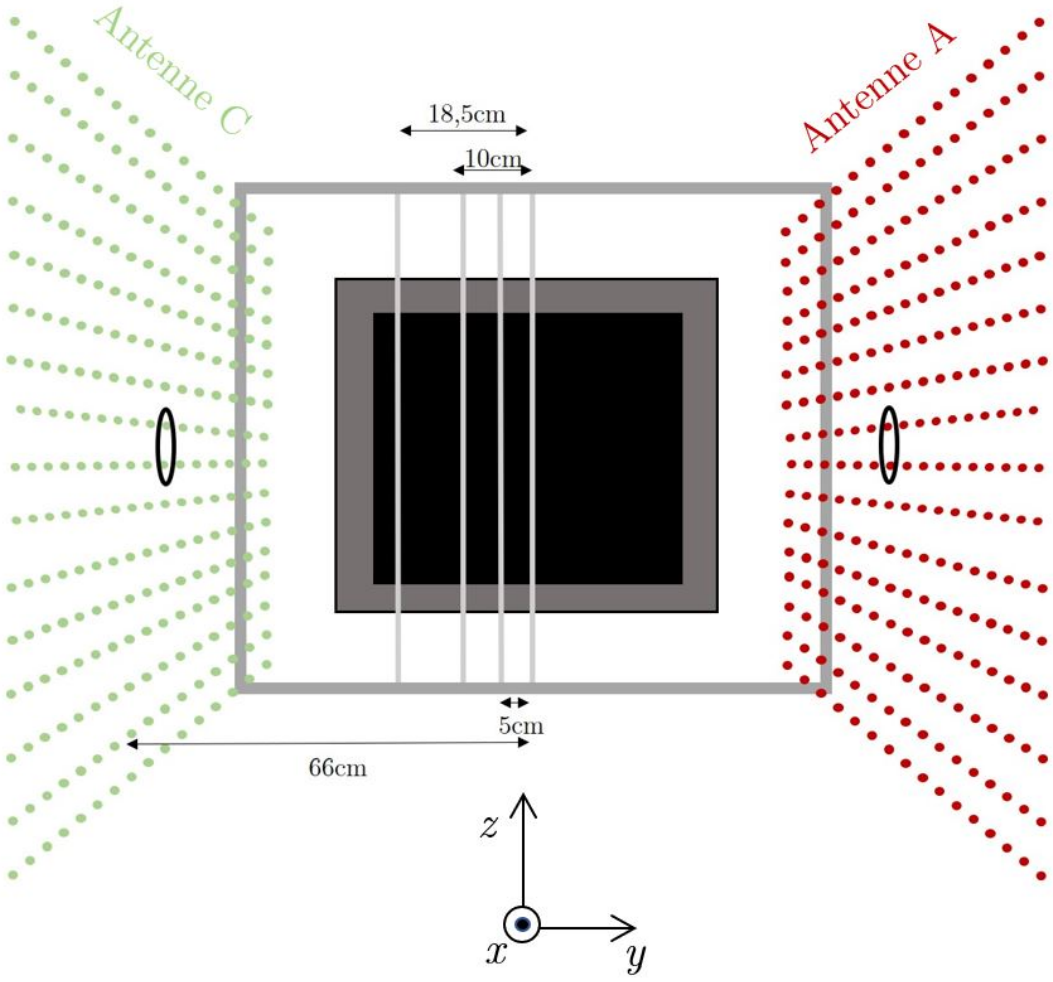


FIGURE B.1 – Schéma de la soufflerie BETI et du déplacement horizontal du cylindre. En noir, le convergent, à gauche et à droite les deux antennes concernées par les calculs, et en gris le cadre maintenant le cylindre.

ils n'étaient pas cohérents, peut-être à cause de légères rotations du cylindre, ce qui provoque, comme documenté au Chapitre V, une modification du niveau et de l'orientation des sources dipolaires. Pour tracer cette décroissance et savoir si elle est plutôt cylindrique ou sphérique, on se concentre sur les quatre microphones entourés en noir sur le schéma en Fig. B.1. La moyenne des deux micros en noir sur chaque antenne est faite, pour obtenir un niveau moyen sur le point où le rayonnement acoustique est le plus intense (il s'agit de la colonne de microphones qui est face au cylindre selon y). Les courbes roses et bleues en pointillés montrent les décroissances cylindriques (en $1/\sqrt{R}$) et sphérique (en $1/R$). Il est clair que, pour un cylindre circulaire et avec les nombres de Reynolds présentés ici, la décroissance du rayonnement acoustique des cylindres est de nature sphérique : les courbes roses pointillées et nos courbes expérimentales se superposent très bien.

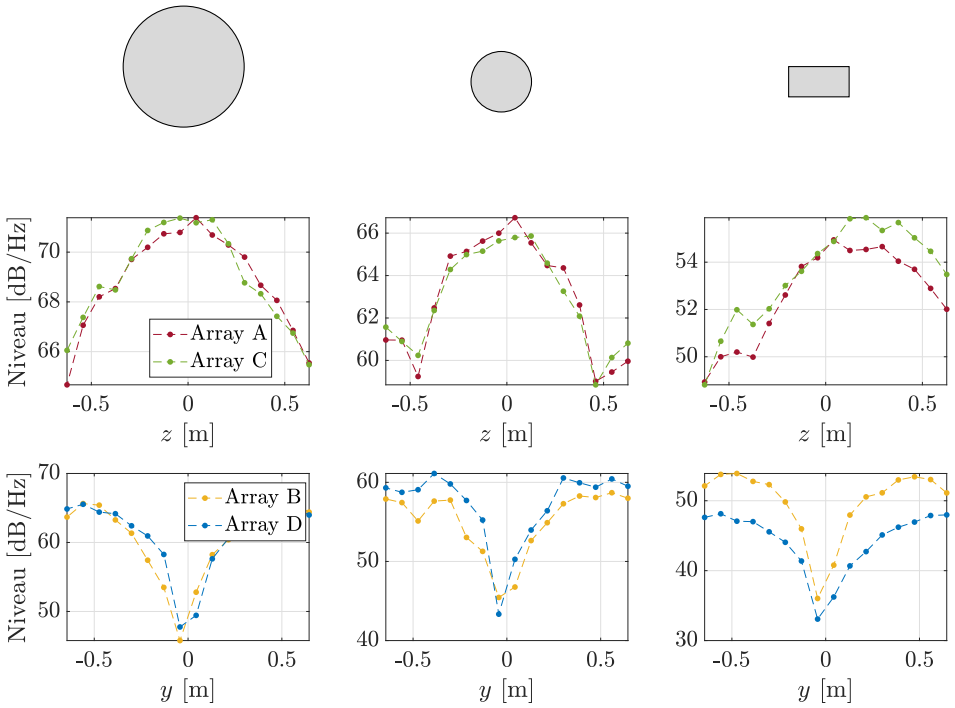


FIGURE B.2 – Niveau (PSPL) à l'antenne autour d'un cylindre placé en y=0. De gauche à droite : rond 12mm, rond 6mm, rectangle 11x6. U_∞ =30 m/s.

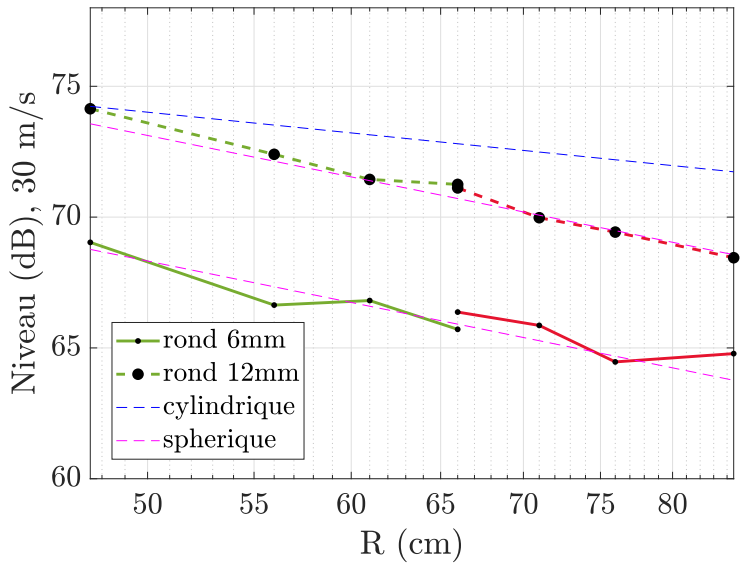


FIGURE B.3 – Niveau (PSPL) selon la distance au cylindre, U =30 m/s, y =185 mm. 7ème colonne de micros selon Z à partir du convergent, moyenne des 2 micros en z =−0.04 m et z =0.04 m. Trait rouge : mesuré sur l'antenne A ; trait vert : mesuré sur l'antenne C.

Annexe C

Simulations de sources distribuées corrélées

Lorsque l'on trace les DSP de signaux simulés de bruit large bande corrélés, il y a présence d'anti-résonance. On remarque que plus les sources sont espacées, plus la première fréquence d'anti-résonance est basse, ce qui implique des interférences destructives. Si l'on considère seulement 2 sources corrélées et espacées d'une distance d, la première fréquence d'anti-résonance correspondra à $f_a = c_0/(2\delta)$. Donc, on a bien une demi-longueur d'onde entre les deux trajets (interférence destructive) à cette fréquence.

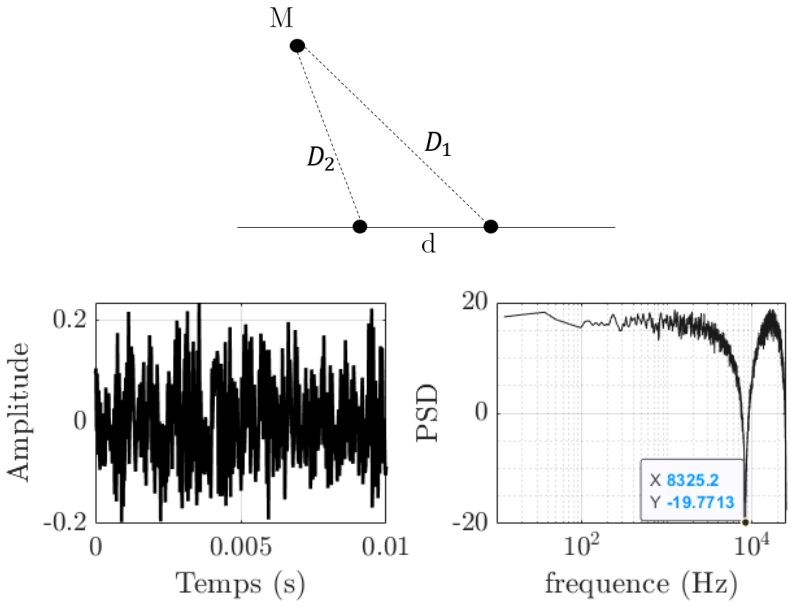


FIGURE C.1 – Anti-résonance entre deux dipoles

Si l'on augmente le nombre de sources mais en gardant la distance entre elles constante, alors la longueur d'onde d'anti-résonance (voir Fig. C.2) augmente. Lorsqu'on augmente le nombre de sources mais que la distance entre les sources reste la même, λ_a monte linéairement, et on a $\lambda_a = \delta N_{src}$ donc $f_a = c_0/(N_{src} \times \delta)$. On note cependant que plus il y a de sources, moins les antirésonances sont marquées, et que la fréquence d'anti-résonnance de 2 sources éloignées de

N*d n'est pas la même que lorsqu'on a N sources dont les deux les plus éloignées sont éloignées de N*d.

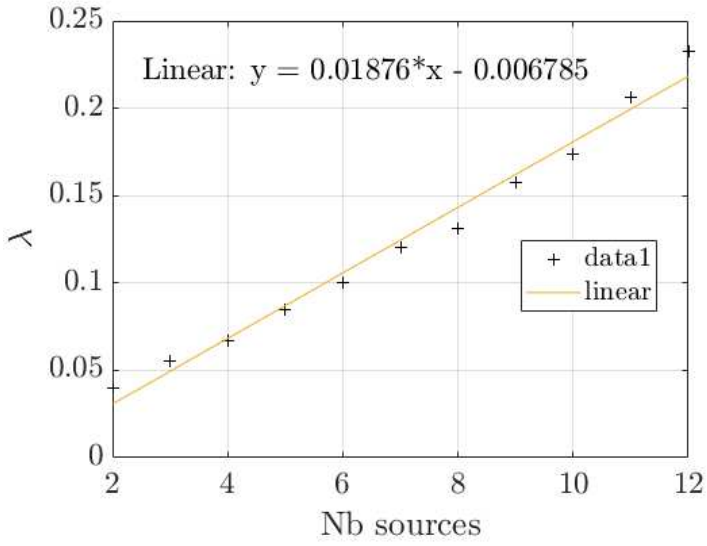


FIGURE C.2 – Graphe représentant la longueur d'onde de la fréquence anti-résonante en fonction du nombre de sources imposées sur une ligne (en fixant une distance d entre les sources fixée à 0,04m).

Annexe D

Sources partiellement corrélées simulées sur un anneau

Dans cette étude, on simule des dipôles partiellement corrélés avec leur voisins, imposant une longueur de cohérence sur un anneau de ℓ_c =0.1 (adimensionné en espace). La Fig. D.1 montre les résultats de la méthode TGIB dans cette configuration simulée. On peut voir que les deux premiers modes (b) sont largement les plus importants, et ces modes (d,e) sont constitués de deux groupes de sources dipolaires opposés en espace, et en opposition de phase. La longueur de cohérence perçue (g) est ℓ_g=0.1

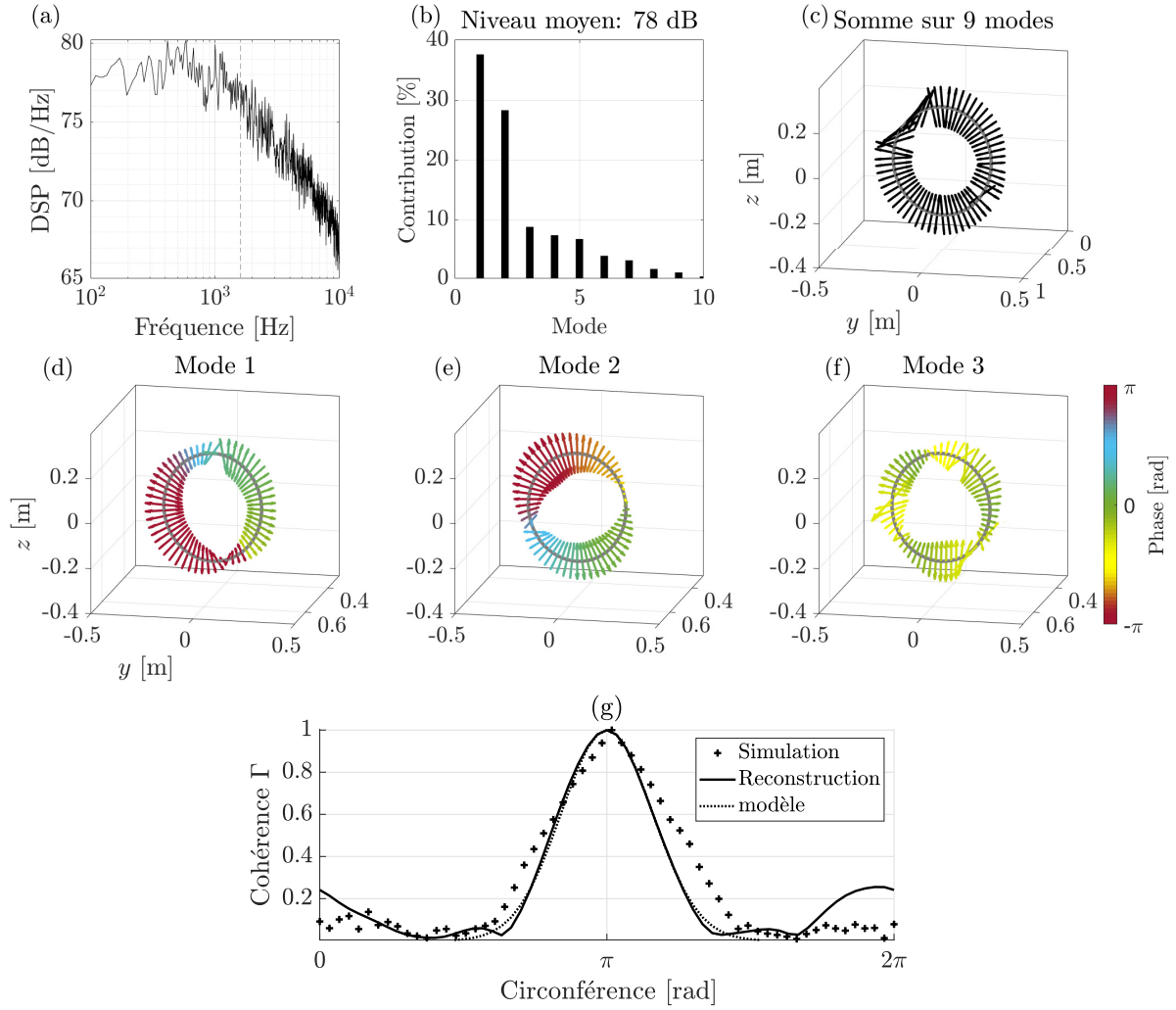


FIGURE D.1 – Résultats pour des dipôles (corrélation partielle gaussienne) sur un anneau (a) Densité spectrale de puissance sur un microphone, (b) Pourcentage de la contribution de chaque mode, (c) Somme des dix-huit premiers modes (ceux qui contribuent pour au moins 1% du premier mode), (d,e,f) distribution des trois premiers modes. Ces résultats sont obtenus avec les 1024 microphones, (g) Tracé de la cohérence Γ, avec une corrélation partielle gaussienne (ℓ_g=0.1).

Annexe E

Impact de la géométrie d'antenne sur l'orientation dipolaire reconstruite

Un sinus est simulé à 1000 Hz, avec une orientation qui varie. Plusieurs géométries d'antennes diverses sont testées afin de déterminer l'impact sur l'orientation retrouvée de la méthode CBF dipolaire ainsi que de la méthode GIB sans itération. La conclusion que l'on peut tirer de cette étude systématique est que l'aspect trapezoïdal de l'antenne est ce qui biaise les résultats de calculs de l'orientation, pour le CBF dipolaire.

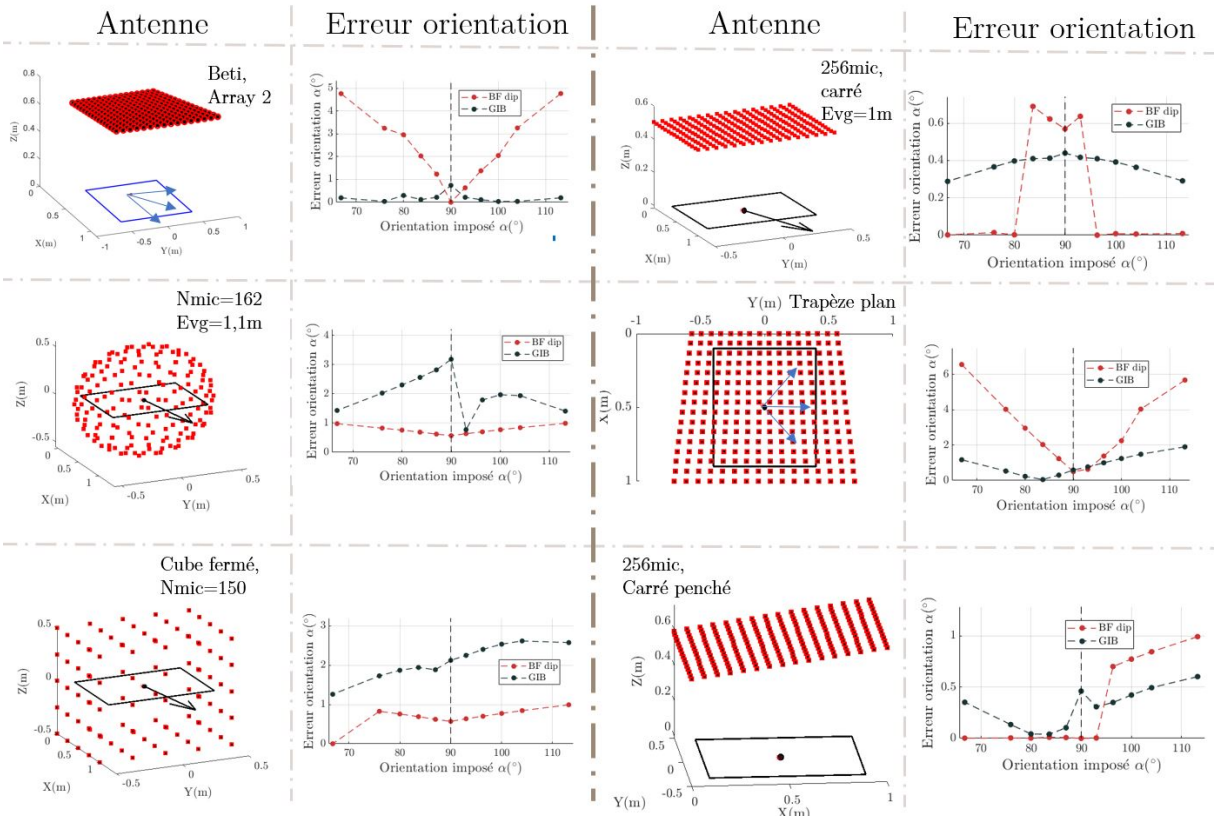


FIGURE E.1 – Erreur sur les dipôles reconstruits avec la méthode GIB et la méthode CBF dipôlaire.