



HAL
open science

Caractérisation de sources acoustiques par imagerie en écoulement d'eau confiné

Sylvain Amailland

► **To cite this version:**

Sylvain Amailland. Caractérisation de sources acoustiques par imagerie en écoulement d'eau confiné. Acoustique [physics.class-ph]. Université du Maine, 2017. Français. NNT: 2017LEMA1037. tel-01792389

HAL Id: tel-01792389

<https://theses.hal.science/tel-01792389>

Submitted on 15 May 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

THÈSE DE DOCTORAT

Sylvain Amailland

Mémoire présenté en vue de l'obtention du
grade de Docteur de l'Université du Maine
sous le sceau de L'Université Bretagne Loire

École doctorale : SPI

Discipline : 60

Spécialité : Acoustique

Unité de recherche : Laboratoire d'Acoustique de l'Université du Maine — UMR CNRS 6613

Soutenue le 28 novembre 2017

Thèse N° : 2017LEMA1037

CARACTÉRISATION DE SOURCES ACOUSTIQUES PAR IMAGERIE EN ÉCOULEMENT D'EAU CONFINÉ

JURY

Rapporteurs :	Sylvie MARCOS , Directrice de Recherche CNRS, L2S SUPÉLEC, Université Paris-Sud Quentin LECLÈRE , Maître de Conférences HDR, LVA, INSA de Lyon
Examineurs :	Nicolas DAUCHEZ , Professeur des Universités, Laboratoire Roberval, UTC, Compiègne Efren FERNANDEZ GRANDE , Associate Professor, DTU Electrical Engineering, Technical University of Denmark
Invité :	Romuald BOUCHERON , Docteur Ingénieur, DGA Techniques Hydrodynamiques, Val-De-Reuil
Directeur de thèse :	Jean-Hugh THOMAS , Maître de Conférences HDR, LAUM, Université du Mans
Co-directeur de Thèse :	Charles PÉZERAT , Professeur des Universités, LAUM, Université du Mans
Co-directeur de Thèse :	Jean-Claude PASCAL , Professeur Émérite des Universités, LAUM, Université du Mans

REMERCIEMENTS

Je tiens tout d'abord à remercier mes directeurs de thèse, Jean-Hugh THOMAS, Charles PEZERAT et Jean-Claude PASCAL pour leur confiance. Merci Jean-Hugh pour ta disponibilité, et pour nos échanges toujours enrichissants. Merci Charles pour ta disponibilité malgré toutes tes responsabilités et ton emploi du temps chargé.

Merci à la DGA pour m'avoir offert la possibilité de réaliser des essais acoustiques dans le Grand Tunnel Hydrodynamique malgré la forte demande pour ce moyen d'essais et les quelques aléas (pénurie d'essence, maintenance du GTH, glissement des essais, ...). Merci particulièrement à Romuald Boucheron de la DGA Techniques Hydrodynamiques pour sa disponibilité et nos échanges intéressants. Merci également à l'équipe acoustique de la DGA Techniques Hydrodynamiques de m'avoir fait confiance lors de la thèse et pour l'intérêt qu'elle a porté à mes travaux.

Merci aux membres de mon jury d'avoir accepté d'évaluer mes travaux de thèse et pour leurs remarques qui vont alimenter des réflexions futures. Merci à mes rapporteurs Sylvie MARCOS et Quentin LECLERE, à mes examinateurs Efrén FERNANDEZ GRANDE et Nicolas DAUCHEZ. Merci à Nicolas DAUCHEZ d'avoir accepté d'être président du jury.

Merci à mes collègues et amis du LAUM pour ces 3 années passées au Mans. Un merci particulier à Yosra, Changwei et Vivien pour leur bonne humeur quotidienne. Océane merci pour tout.

TABLE DES MATIÈRES

Acronymes	X
Introduction générale	1
1 Contexte général de l'étude	5
Introduction	5
1.1 Sources de bruit hydroacoustique	6
1.1.1 Bruit rayonné par le propulseur	6
1.1.2 Bruit dû aux écoulements le long du bâtiment	7
1.1.3 Sources internes	7
1.2 Caractérisation de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique	8
1.2.1 Caractérisation de sources acoustiques dans le LCC	9
1.2.2 Caractérisation de sources acoustiques au MOERI	10
1.2.3 Caractérisation de sources acoustiques dans le GTH	11
Conclusion	14
2 Propagation acoustique en guide d'onde et identification de coefficients de réflexion	15

Introduction	15
2.1 Cas d'une plaque infinie couplée	18
2.1.1 Définition du problème	18
2.1.2 Résolution du problème dans le domaine des nombres d'onde	21
2.1.3 Solutions dans le domaine spatial	23
2.2 Guide d'onde infini	24
2.2.1 Approche modale	24
2.2.2 Méthode des sources images	27
2.3 Identification des coefficients de réflexion	30
2.3.1 Méthode déterministe	31
2.3.1.1 Définition du problème	31
2.3.1.2 Simulations numériques - coefficients de réflexion identiques	34
2.3.2 Algorithme évolutionniste	36
2.3.2.1 Définition du problème	36
2.3.2.2 Simulations numériques - coefficients de réflexion identiques	39
2.3.2.3 Simulations numériques - coefficients de réflexion différents	42
Conclusion	45
3 Réduction du bruit de couche limite	47
Introduction	47
3.1 Modélisation du champ de pression pariétale	48
3.1.1 Éléments de traitement du signal	50
3.1.2 Modèle d'autospectre de Goody	51

3.1.3	Modèle d'interspectre de Corcos	53
3.2	Réduction du bruit de couche limite	55
3.2.1	Analyse en Composantes Principales (ACP)	57
3.2.2	Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR)	59
3.2.2.1	Bruit décorréolé ou partiellement corrélé spatialement	59
3.2.2.2	Bruit spatialement corrolé	61
3.2.2.3	Résolution du problème d'optimisation via un algorithme proximal	62
3.3	Validation numérique	63
3.3.1	Influence du paramètre de relaxation	65
3.3.2	Estimation du paramètre de régularisation	66
3.3.3	Influence de la corrélation spatiale du bruit	68
3.3.4	Influence du nombre de sources acoustiques	69
3.3.5	Comparaison entre ACP et ACPR	71
	Conclusion	74
4	Caractérisation de sources acoustiques par imagerie	75
	Introduction	75
4.1	Définition du problème	77
4.2	Formation de voies	79
4.2.1	Formation de voies classique	79
4.2.2	Méthode de Capon	81
4.2.3	SOAP (Statistically Optimal Array Processing)	81
4.2.4	Simulations numériques	82

4.3	Déconvolution	84
4.3.1	DAMAS	85
4.4	Méthode des sources équivalentes	87
4.4.1	Méthode itérative des sources équivalentes	88
4.4.2	Adaptation de la méthode itérative des sources équivalentes aux données quadratiques	90
4.5	Optimisation de la géométrie d'antennes	92
4.5.1	Optimisation via un algorithme évolutionniste	94
4.5.2	Optimisation des effets de lobes	96
4.5.3	Optimisation de la robustesse	99
4.6	Imagerie acoustique en écoulement confiné	102
4.6.1	Influence du modèle de propagation	102
4.6.2	Influence du bruit de Couche limite turbulente	104
4.6.3	Reconstruction du champ de pression rayonné en environnement infini	106
	Conclusion	108
5	Expérimentations en tunnel hydrodynamique	111
	Introduction	111
5.1	Estimation de la propagation acoustique dans le GTH	114
5.1.1	Estimation du débit de la source	114
5.1.2	Estimation empirique et semi-empirique des fonctions de Green	115
5.2	Mesures acoustiques en écoulement	117
5.2.1	Bruit de couche limite hydrodynamique	117
5.2.2	Réduction du bruit de couche limite	119

5.3	Caractérisation de source par imagerie	120
5.3.1	Imagerie acoustique sans écoulement	120
5.3.2	Imagerie acoustique en écoulement	123
	Conclusion	125
	Conclusion générale	127
	Perspectives	131
	Annexes	133
A	Filtrage spatial de la couche limite turbulente par un hydrophone rectangulaire	133
	Références	135

ACRONYMES

La liste suivante résume les principaux acronymes utilisés dans ce document, avec leurs significations.

DGA	Direction Générale de l'Armement
GTH	Grand Tunnel Hydrodynamique
CLT	Couche Limite Turbulente
RSB	Rapport Signal-à-Bruit
ACP	Analyse en Composantes Principales
ACPR	Analyse en Composantes Principales Robuste
SOAP	Statistical Optimized Array Processing
DAMAS	Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources
ESM	Equivalent Source Method
iESM	iterative Equivalent Source Method
LCC	Large Cavitation Tunnel
MOERI	Maritime & Ocean Engineering Research Institute
AE	Algorithme Évolutionniste
CLT	Couche Limite Turbulente
MI	Matrice Interspectrale
SEMWAN	Spectrum Estimation Method With Additive Noise
FISTA	Fast Iterative Shrinkage-Thresholding Algorithm
AP	Algorithme Proximal
DSP	Densité Spectrale de Puissance
IRN	Iteratively Reweighted Norm
IRLS	Iteratively Reweighted Least Squares
SA	Simulated Annealing

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Les besoins en matière de discrétion acoustique des navires de recherche océanographique et des navires de la Marine sont croissants. La signature acoustique d'un navire est étudiée afin de minimiser son influence sur la vie marine ou d'améliorer sa furtivité. Le propulseur étant la principale source de bruit en champ lointain, il est indispensable de pouvoir l'étudier en condition de fonctionnement lors de son processus de mise au point. La DGA Techniques Hydrodynamiques, située à Val-De-Reuil, dispose du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) pour étudier expérimentalement le comportement hydrodynamique et hydroacoustique de maquettes d'hélice.

Les mesures en Tunnel permettent d'étudier le comportement hydrodynamique de propulseurs dans un environnement contrôlé (vitesse d'écoulement et pression connues). Cependant, le confinement imposé par le tunnel complexifie l'étude du comportement hydroacoustique des sources. En effet, les conditions aux limites mécaniques engendrent des réflexions dans le tunnel et le développement d'un bruit de couche limite turbulente (CLT) perturbe fortement les mesures acoustiques pariétales. La réverbération ainsi que le bruit de l'écoulement rendent alors délicates la localisation et la quantification de sources acoustiques dans le GTH.

L'objectif de la thèse est de proposer une méthode d'imagerie permettant de caractériser les sources acoustiques en écoulement d'eau dans le GTH. La réverbération du tunnel devra être prise en compte à travers un modèle de propagation ou bien en utilisant des fonctions de transfert mesurées. Le bruit d'écoulement devra être traité afin d'améliorer le rapport signal-à-bruit (RSB). Finalement, les travaux de thèse devront conduire à la mise en place d'une méthode d'imagerie adaptée à l'environnement du GTH, en s'inspirant des techniques issues de la littérature. Enfin, la thèse s'inscrit dans un contexte industriel et les méthodes de traitements proposées devront être validées dans le Grand Tunnel Hydrodynamique de la DGA.

Les sources acoustiques d'un navire sont brièvement présentées dans le premier chapitre de ce document. Le bruit rayonné a généralement trois origines : le bruit dû à

l'écoulement le long du bâtiment, le bruit interne rayonné par la coque et le bruit du propulseur. Ce dernier étant prépondérant en champ lointain, il suscite un intérêt particulier. On s'intéresse alors aux méthodes de caractérisation en tunnel hydroacoustique issues de la littérature afin de mettre en évidence leurs limitations.

La propagation acoustique en environnement guidé est ensuite présentée dans le deuxième chapitre. L'influence du couplage fluide/structure sur la propagation est étudiée brièvement dans le cas d'une plaque infinie. Puis la veine d'essais du GTH est assimilée à un guide d'onde rectangulaire infiniment long. Deux modèles de propagation sont proposés pour décrire le champ de pression qui est exprimé soit à partir d'une décomposition modale, soit via une décomposition en sources images. L'équivalence des méthodes est illustrée de manière numérique dans le cas d'un guide d'onde parfaitement rigide. Généralement, les coefficients de réflexion des parois sont inconnus et peuvent constituer une source d'erreur importante lors de la modélisation de la propagation acoustique. On propose alors de les identifier par problème inverse à partir de la connaissance *a priori* de fonctions de transfert dans le guide d'onde. Dans un premier temps, une méthode inverse basée sur l'hypothèse que les coefficients de réflexion des quatre parois sont identiques est proposée. Un *a priori* de parcimonie sur la dérivée d'ordre 1 des coefficients de réflexion est alors considéré pour résoudre le problème. Dans un second temps, une méthode heuristique basée sur un algorithme évolutionniste est proposée pour étendre l'identification des coefficients de réflexion aux guides d'onde ayant des parois différentes.

En présence d'un écoulement d'eau dans le tunnel, une couche limite turbulente (CLT) se développe sur ces parois. Cette dernière engendre un champ de pression pariétale qui perturbe fortement les mesures acoustiques réalisées en paroi. Le bruit de couche limite hydrodynamique est synthétisé via les modèles de Goody et de Corcos. Un algorithme de débruitage reposant sur l'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR) est proposé pour réduire l'influence du bruit d'écoulement, qu'il soit décorréolé ou corrélé spatialement. L'approche proposée est comparée théoriquement et numériquement à l'Analyse en Composantes Principales (ACP).

Les méthodes d'imagerie acoustique sont décrites dans le quatrième chapitre du document. Les techniques de formation de voies telles que la méthode de Capon et l'approche SOAP (Statistical Optimized Array Processing) sont présentées dans un premier temps. Puis les méthodes inverses comme DAMAS (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources) et la méthode iESM (iterative Equivalent Source Method) sont abordées. Dans ce chapitre, la méthode iESM est notamment adaptée pour traiter des quantités quadratiques. Les différentes méthodes sont comparées numériquement en utilisant deux modèles de propagation, l'un en champ libre et l'autre en guide d'onde. L'influence de la corrélation entre les sources est également analysée numériquement. Dans le but d'améliorer la caractérisation de sources acoustiques dans le tunnel, un travail concernant l'optimisation d'antenne est proposé. Il consiste à améliorer la géométrie d'antenne afin de minimiser les effets de lobes ainsi que le

conditionnement de la méthode iESM. Le gain apporté par le processus d'optimisation est mis en avant à travers des résultats de simulations numériques. Enfin, l'influence du modèle de propagation, utilisé pour le problème inverse, et du bruit de couche limite est étudiée numériquement à travers différents résultats d'imagerie.

Le dernier chapitre de la thèse illustre la potentialité des techniques de modélisation de la propagation, de débruitage et d'imagerie acoustique dans la veine d'essais du GTH. Les résultats expérimentaux sont obtenus à différentes vitesses d'écoulement et avec une source acoustique contrôlée.

Chapitre 1

CONTEXTE GÉNÉRAL DE L'ÉTUDE

Introduction

L'étude et la réduction de la signature acoustique des navires sont des sujets de recherche qui suscitent un très fort intérêt depuis plusieurs dizaines années, notamment pour des raisons de discrétion [1, 2, 3, 4]. Ce sujet concerne les Marines Militaires pour des raisons de furtivité mais également la Marine Civile pour les navires de recherche océanographique ou les navires de recherche sismique. Des efforts importants en recherche et développement sont fournis pour mettre au point des méthodes numériques permettant de prédire le bruit rayonné par les bâtiments. Cependant, compte tenu de la complexité des sources considérées, les essais sur maquettes réduites sont largement utilisés, en complément des méthodes de simulation [5, 6, 7], afin de qualifier la signature acoustique des navires. L'étude hydroacoustique d'un navire peut se décomposer en deux étapes. La première a lieu en tunnel hydrodynamique et permet de caractériser le comportement de maquette réduite dans un environnement contrôlé (vitesse d'écoulement, pression, ...) [8], tandis que la seconde est réalisée en lac ou en mer afin d'analyser la signature acoustique de maquette [4] à plus grande échelle ou de navire à taille réelle. L'objectif de ce chapitre est de présenter brièvement, les sources hydroacoustiques associées aux navires, ainsi que les stratégies proposées dans la littérature pour les étudier en tunnel hydrodynamique. Le lecteur intéressé par les mesures en lac peut se référer à Oudompheng [4].

1.1 Sources de bruit hydroacoustique

De manière générale, le bruit généré par un bâtiment a trois origines [9] (figure 1.1) :

- le bruit dû aux écoulements le long du bâtiment,
- le bruit interne rayonné par la coque,
- le bruit rayonné par le propulseur.

Fréchou *et al.* [8] présentent, à travers la figure 1.2, les densités spectrales de puissance typiques pour différents régimes de fonctionnement d'un navire. Le bruit est large bande et est composé de raies pouvant provenir de la rotation des pales ou de la machinerie.

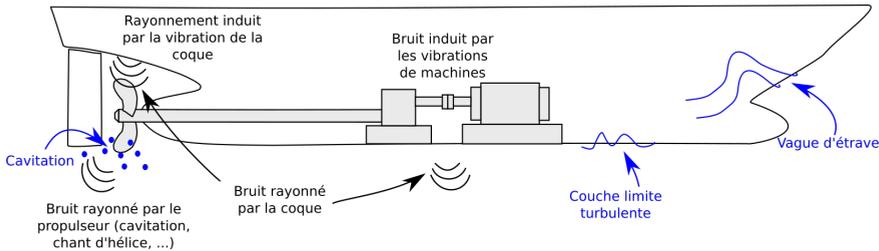


FIG. 1.1 – Schématisation du bruit rayonné par un navire de surface.

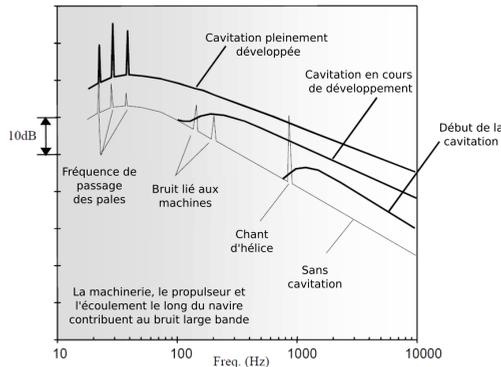


FIG. 1.2 – Niveau de pression rayonné par un navire avec et sans phénomène de cavitation à 1 m [10].

1.1.1 Bruit rayonné par le propulseur

Le champ de pression rayonné par le propulseur est complexe et résulte de l'interaction entre la rotation des pales et l'écoulement de l'eau. Selon Aucher [9], la composante large bande du bruit est due aux turbulences engendrées par l'hélice, et la composante tonale est liée à la rotation des pales et des autres machines tournantes qui assurent la propulsion. Par exemple, le chant d'hélice, figure 1.2, est un phénomène qui résulte

du couplage entre la structure de l'hélice et le fluide [11]. La composante large bande en basses, moyennes et hautes fréquences découle des vibrations des pales excitées par l'écoulement du fluide ainsi que des fluctuations de ce dernier au voisinage de l'hélice. Il est possible de distinguer trois catégories de source de bruit [1, 12, 10, 9] :

- la cavitation représentée par des sources monopolaires,
- les tourbillons décrits par les sources dipolaires,
- les turbulences interprétées par des sources quadripolaires.

Le phénomène de cavitation engendre un bruit large bande qui est très élevé par rapport au fonctionnement sans cavitation, figure 1.2 [13]. La figure 1.3 illustre différents comportements hydroacoustiques d'hélice.

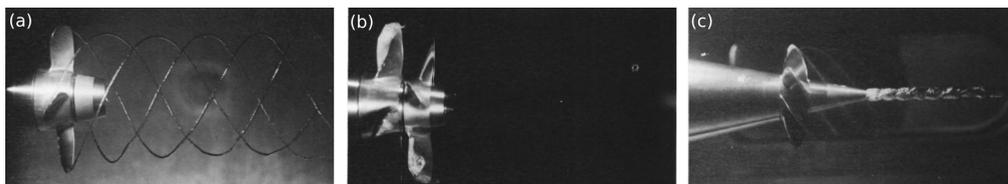


FIG. 1.3 – Sources de bruit hydroacoustique : (a) cavitation de bord de pale, (b) cavitation de pale et (c) cavitation tourbillonnaire du moyeu [1].

1.1.2 Bruit dû aux écoulements le long du bâtiment

Les bruits hydrodynamiques, figure 1.1, résultant de l'avancée du navire sont directement liés à l'interaction entre l'écoulement de l'eau et la coque. Le bruit de brisure de la vague d'étrave provoque la création de bulles d'air qui oscillent. Le niveau de bruit dépend de la quantité d'air des bulles et de leur distribution [14]. Le développement d'une couche limite turbulente le long de la coque contribue également au rayonnement acoustique du navire, soit de manière directe ou via la mise en vibration et le rayonnement de la coque. Du fait du caractère quadripolaire du bruit de couche limite, son rayonnement reste relativement faible devant les autres sources même si en théorie la présence de bulles d'air augmente le niveau rayonné [15]. Le rayonnement acoustique de la coque, qui résulte de l'excitation par la couche limite, peut jouer d'ailleurs un rôle important [16].

1.1.3 Sources internes

Le bruit rayonné par la structure d'un navire de surface ou d'un sous-marin peut en partie résulter d'une excitation causée par un équipement placé dans la salle des machines, comme par exemple, un moteur diesel [17]. Comme indiqué figure 1.4, deux chemins de transmission peuvent être responsables du bruit rayonné par la coque :

- le bruit aérien, émis par une source qui n'est pas en contact direct avec la coque,
- le bruit solidien, émis par les vibrations transmises à la coque par une source en contact avec la coque.

Tous les éventuels problèmes mécaniques associés aux machines tournantes tels que les défauts d'équilibrage et de roulement peuvent contribuer aux bruits aériens et solidiens rayonnés par la coque.

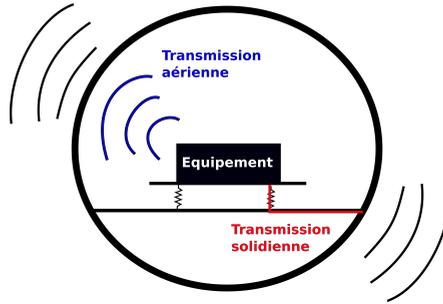


FIG. 1.4 – Schématisation des voies de transmissions aériennes et solidiennes dans un sous-marin.

1.2 Caractérisation de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique

Afin d'étudier la signature acoustique de maquettes, des mesures hydroacoustiques sont généralement réalisées en tunnel hydrodynamique. Il s'agit d'un circuit d'eau fermé, figure 1.5, permettant des conditions d'écoulement variées. L'eau est mise en mouvement à l'aide d'une pompe axiale et différentes cavités (cuve de décantation, résorbeur) ont été dimensionnées pour réduire l'apparition de bulles d'air. Un des enjeux est donc

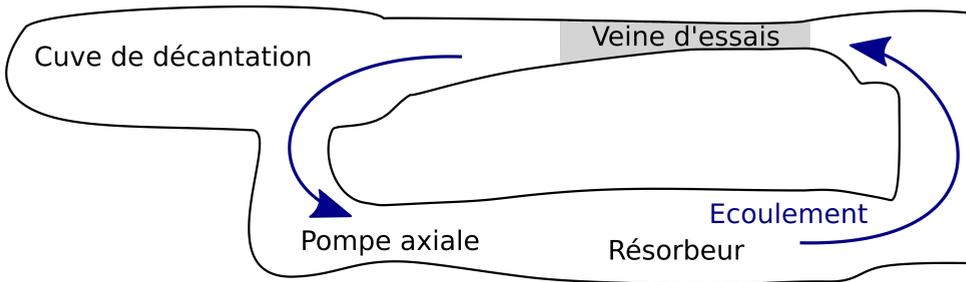


FIG. 1.5 – Schématisation du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH).

de prédire le comportement acoustique d'un navire à partir de mesures effectuées sur

une maquette à échelle réduite, figure 1.6, positionnée dans la veine d'essais. Grâce au

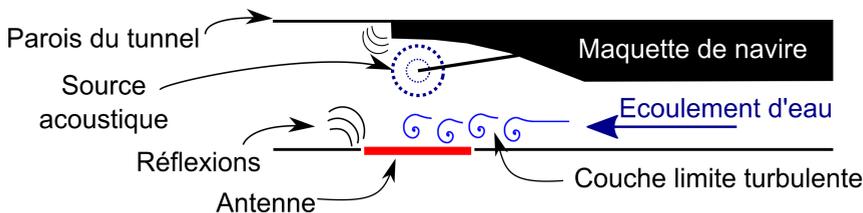


FIG. 1.6 – Schématisation de la veine d'essais lors de mesures acoustiques en écoulement.

tunnel hydrodynamique, les propriétés d'écoulement peuvent être contrôlées et restent relativement stables durant les essais. Cependant, le confinement imposé par le tunnel complexifie la caractérisation de sources acoustiques. En effet, les conditions aux limites mécaniques imposées par les parois engendrent des réflexions à l'intérieur du tunnel et le développement d'une couche limite turbulente en écoulement (figure 1.6). La localisation et la quantification de sources acoustiques dans un tunnel hydrodynamique représentent alors un challenge du fait de la réverbération et du niveau de bruit élevé.

Plusieurs équipes de recherche s'intéressent à l'étude de sources en tunnel et l'objectif de la section suivante est de présenter brièvement certaines méthodologies issues de la littérature [18, 19, 20, 10].

1.2.1 Caractérisation de sources acoustiques dans le LCC

Le LCC (Large Cavitation Channel) à Memphis aux États-Unis est dédié à l'étude du comportement hydrodynamique et hydroacoustique de maquettes de navire. Afin de prendre en considération le caractère réverbérant du tunnel, Barber *et al.* proposent d'appliquer la technique de retournement temporel pour étudier des sources acoustiques dans le tunnel [18]. La méthode du retournement temporel a été introduite par Fink [21] pour des applications médicales et a été étendue entre autres à l'acoustique [18, 22, 23].

Le miroir à retournement temporel permet de focaliser spatialement et temporellement un signal dans un milieu donné. La méthode repose sur l'invariance de l'équation d'onde et sur le principe de réciprocité de la propagation acoustique. La caractérisation de sources par retournement temporel s'effectue alors en deux étapes :

1. mesure du champ de pression dû à une source acoustique dans un environnement donné,
2. retournement temporel et émission du signal pour focaliser les ondes acoustiques.

Afin d'utiliser le miroir à retournement temporel, il est alors indispensable d'avoir une antenne de transducteurs pouvant à la fois recevoir et émettre des signaux acoustiques.

La figure 1.7 illustre le retournement temporel dans le LCC [18]. Les pressions acoustiques sont alors enregistrées en présence d'une source acoustique et en écoulement via l'antenne émission/réception. Après les mesures en écoulement, la source étudiée est remplacée par une antenne qui fonctionne en réception afin d'estimer le niveau de pression lors de la phase de focalisation. La méthode de retournement temporel a l'avantage

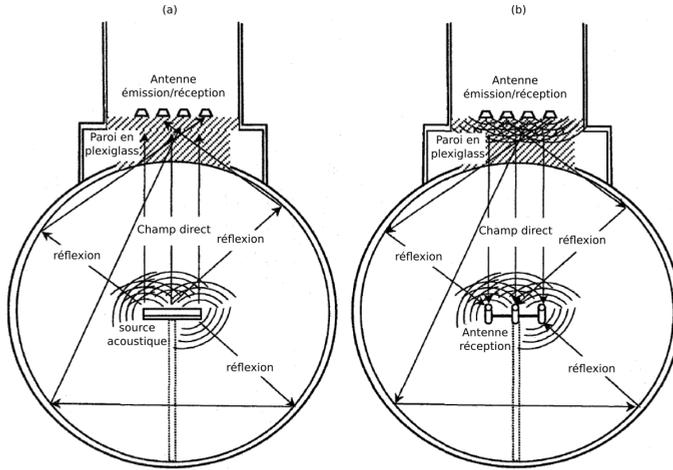


FIG. 1.7 – Caractérisation de source par retournement temporel dans le LCC : (a) phase d'enregistrement, (b) phase de focalisation [18].

de fonctionner dans des environnements très complexes. Cependant, la méthodologie proposée par Barber *et al.* est lourde à mettre en place. En effet, il est nécessaire de vider le tunnel et de remplacer la source par une antenne d'hydrophones, ce qui peut être contraignant en pratique, pour estimer le niveau de la source durant la phase de focalisation. De plus, ils supposent que les sources réelles coïncident avec les capteurs de l'antenne positionnée à l'intérieur du tunnel, ce qui est difficile à vérifier en pratique. Enfin, la méthode n'est pas robuste au bruit d'écoulement.

1.2.2 Caractérisation de sources acoustiques au MOERI

Park *et al.* [19] proposent d'étudier, au Maritime and Ocean Engineering Research Institute (MOERI) en Corée, le bruit généré par un propulseur à l'aide d'une antenne d'hydrophones profilés, figure 1.8, positionnée dans l'écoulement et en champ proche de la source. Ils proposent d'utiliser le processeur de Bartlett [24] pour localiser les sources de bruit. Compte tenu de la complexité de la propagation acoustique dans le tunnel, Park *et al.* proposent de mesurer les fonctions de transfert dans le tunnel en plusieurs positions de l'espace en déplaçant une source connue sur un maillage. Cette approche permet, en vertu du principe de réciprocité, de définir un modèle de propagation empirique qui

prend en compte toute la complexité liée à la propagation. Cependant, pour avoir une bonne résolution spatiale, il est nécessaire de faire un grand nombre de mesures pour caractériser la source étudiée, ce qui peut être limitant en pratique. De plus, l'antenne profilée est positionnée dans le sillage du propulseur ce qui peut d'une part, engendrer des bruits hydroacoustiques et d'autre part perturber l'écoulement dans le sillage de l'hélice.

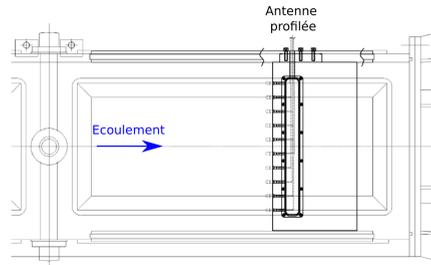


FIG. 1.8 – Antenne d'hydrophones profilés montée dans le tunnel à cavitation de MOERI [19].

1.2.3 Caractérisation de sources acoustiques dans le GTH

La section décrit succinctement les principales caractéristiques acoustiques du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) ainsi que le protocole de mesure du bruit rayonné par les propulseurs. Pour plus d'informations, le lecteur est invité à se reporter aux documents [20, 10].

Une photographie du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) situé à la DGA Techniques Hydrodynamiques (TH) à Val-de-Reuil est montrée en figure 1.9. Ce dispositif expérimental est dédié à l'étude du comportement hydrodynamique et hydroacoustique des propulseurs de sous-marins et de navires de surface. L'installation est un circuit hydraulique qui contient près de 3000 m^3 d'eau déminéralisée et il existe deux veines d'essais, figures 1.9 et 1.10, de tailles différentes et de section rectangulaire. Les parois sont formées par des hublots en plexiglass d'environ 10 cm d'épaisseur. La petite veine ($1.14 \text{ m} \times 1.14 \text{ m} \times 6 \text{ m}$) est utilisée pour les expérimentations nécessitant des vitesses d'écoulement importantes (jusqu'à 20 m/s) et la grande veine ($2 \text{ m} \times 1.35 \text{ m} \times 10 \text{ m}$) est destinée aux essais de maquette à grande échelle avec une vitesse d'écoulement maximale de 12 m/s . Le GTH est conçu pour avoir un bruit de fond très faible [20, 10]. Le tunnel est désolidarisé afin de limiter le bruit d'origine mécanique pouvant provenir des éléments auxiliaires (moteur-réducteur, tuyauteries reliées au tunnel, ...). Enfin, les machines bruyantes sont isolées du tunnel par une enceinte en béton [10]. Le bruit de l'écoulement, lié au développement d'une couche limite turbulente dans le tunnel, est limité par les faibles défauts de continuité de surfaces des parois internes des veines



FIG. 1.9 – Vue de dessus du Grand Tunnel Hydrodynamique [10].

d'essais [8]. Par ailleurs, la cuve de décantation ainsi que le résorbeur, figure 1.5, permettent de réduire la vitesse de l'écoulement et limitent l'apparition de bulles dans le fluide. La pompe axiale, qui met en place l'écoulement dans la veine, a été dimensionnée pour éviter la présence de cavitation [10]. La propagation acoustique dans un tunnel est

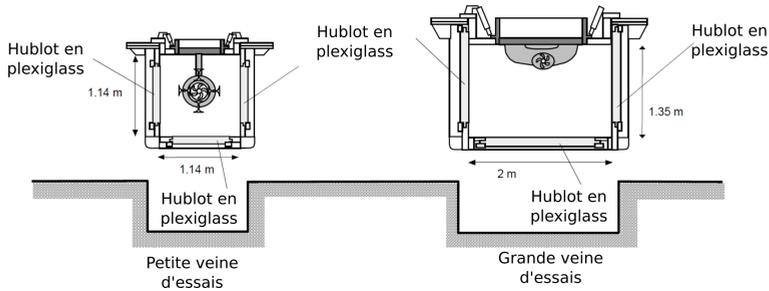


FIG. 1.10 – Sections de la grande (1.35m x 2m) et petite (1.14m x 1.14m) veines d'essais [10].

difficile à modéliser [20] et à l'instar des mesures au MOERI, un modèle de propagation empirique est utilisé [10] pour caractériser les sources acoustiques. Il est possible de disposer des capteurs en paroi du tunnel ainsi que dans l'écoulement. Les hydrophones pariétaux ont l'avantage de ne pas être dans le sillage de l'hélice, mais ils sont perturbés par le développement d'une couche limite turbulente en paroi du tunnel. Cependant, la longueur d'onde hydrodynamique étant plus petite que la membrane des hydrophones plans, une partie du bruit de couche limite peut-être filtrée via un moyennage spatial du champ de pression pariétale.

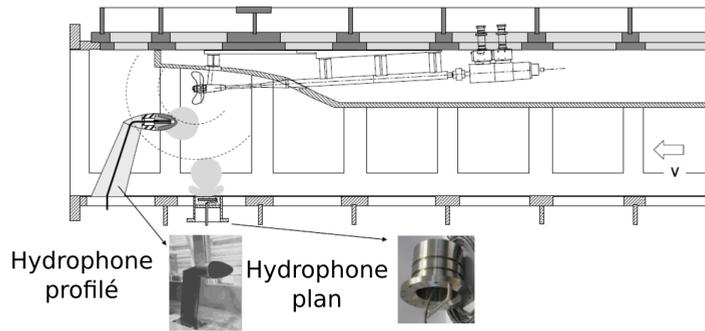


FIG. 1.11 – Mesure du champ de pression rayonné par un propulseur à l'aide d'un hydrophone profilé et d'un hydrophone monté en paroi [10].

Conclusion

En champ lointain, la signature acoustique d'un navire est principalement liée au propulseur. C'est pourquoi, il est important d'étudier son comportement hydroacoustique en tunnel hydrodynamique. Ces infrastructures permettent d'analyser le bruit rayonné par une maquette de navire à échelle réduite dans un environnement contrôlé (vitesse d'écoulement et pression connues). Cependant, le caractère confiné du tunnel complexifie la caractérisation de source en écoulement. En effet, la réverbération ainsi que le bruit de couche limite turbulente rendent difficile l'interprétation des mesures acoustiques.

Plusieurs techniques, qui reposent sur le retournement temporel et/ou l'estimation des fonction de transfert, ont été proposées dans la littérature. Dans les deux cas, il s'agit d'éviter la modélisation du tunnel, grâce à une méthodologie expérimentale prenant en compte la propagation complexe dans le tunnel hydrodynamique. Le retournement temporel permet en effet d'apprécier le niveau de la source en reproduisant la propagation expérimentalement, cependant, il est indispensable de positionner une antenne à la position de la source afin d'estimer son niveau lors de la phase de focalisation, ce qui peut être coûteux en matière de temps de mesure. Par ailleurs, la méthode nécessite un bon rapport signal-à-bruit, ce qui n'est pas toujours le cas en présence d'un écoulement. Pour réduire l'influence du bruit d'écoulement certains auteurs ont proposé d'utiliser des hydrophones plans de grandes dimensions. L'estimation d'un modèle de propagation empirique via la mesure de fonctions transfert est une alternative à la méthode de retournement temporel et est généralement utilisée dans le domaine fréquentiel. Pour caractériser une source acoustique, dont la position n'est pas connue *a priori*, il est indispensable de mesurer de nombreuses fonctions de transfert en différents points de l'espace, ce qui est également coûteux en temps de mesure.

Compte tenu de la complexité de la propagation acoustique et du niveau de bruit élevé en présence d'un écoulement, la caractérisation de sources constitue encore aujourd'hui un challenge.

Chapitre 2

PROPAGATION ACOUSTIQUE EN GUIDE D'ONDE ET IDENTIFICATION DE COEFFICIENTS DE RÉFLEXION

Introduction

Les méthodes de caractérisation de sources acoustiques reposent en général sur la connaissance *a priori* du modèle de propagation de l'environnement (problème direct). L'objectif de ce chapitre est de définir un modèle de propagation simplifié afin d'étudier l'influence des réflexions sur la propagation acoustique dans la veine d'essais du GTH. Martin *et al.* [25] montrent, dans un contexte automobile, que les résultats de localisation et de quantification de sources peuvent être améliorés en prenant en compte un modèle de propagation plus représentatif de la réalité. Du fait de la complexité de la propagation en tunnel [20], le développement d'un modèle précis de la veine d'essais du GTH constitue un challenge. Cependant, différentes stratégies peuvent être mises en place pour essayer de traiter le problème.

Il est possible de réaliser une estimation empirique de la propagation en mesurant plusieurs fonctions de transfert entre une source connue et un réseau de capteurs. Cette approche permet de prendre en compte la complexité de l'environnement grâce aux résultats expérimentaux, mais elle peut s'avérer coûteuse en temps de mesure.

L'utilisation d'un modèle de propagation analytique ou numérique permet de décrire le champ de pression dans l'intégralité du domaine, à partir de la connaissance *a priori* des conditions aux limites du problème. Les méthodes des éléments de frontière

ou des éléments finis sont particulièrement bien adaptées pour modéliser la propagation dans des environnements confinés et permettent de prendre en compte des géométries et des conditions aux limites complexes. Cependant, elles reposent sur la discrétisation géométrique du milieu et sont généralement coûteuses en temps de calcul et limitées au domaine des basses fréquences. Ces derniers points constituent une contrainte forte dans le contexte de la thèse puisque que la fréquence d'intérêt maximale est de 10 kHz. Afin d'obtenir un modèle pouvant décrire la propagation en moyennes et hautes fréquences, dans un temps de calcul raisonnable, d'autres techniques de modélisation telles que la méthode des sources images [26] ou la méthode des sources équivalentes [27] peuvent être plus adaptées. La méthode des sources images, proposée par Allen *et al.* [26], permet de modéliser la propagation dans le cas de géométries simples et sans maillage. Cette approche repose sur une vision géométrique des ondes acoustiques. Le champ de pression peut être calculé en superposant le champ direct et les réflexions provenant des différentes parois. Les réflexions sont modélisées à partir de sources images positionnées symétriquement par rapport aux frontières du domaine. Initialement, la méthode a été utilisée pour la synthèse du temps de réverbération [28] et plus récemment pour modéliser la propagation en tunnel aéroacoustique [29, 30]. La méthode des sources équivalentes proposée par Koopman [27] permet, par exemple, d'exprimer le rayonnement d'une source à géométrie complexe à partir d'une distribution de sources équivalentes. Elle est basée sur l'idée qu'une combinaison de sources élémentaires positionnée à l'intérieur de l'objet rayonnant permet de reproduire le champ de pression sur la surface de la source. La méthode permet également de modéliser la diffraction d'objet mais, il peut être délicat de déterminer le nombre ainsi que la position des sources équivalentes [31, 32]. Dans le cas d'un environnement clos et en présence d'un objet diffractant, Johnson *et al.* [33] proposent alors d'utiliser la méthode des sources images ainsi que la méthode des sources équivalentes pour calculer le champ de pression dans une cavité.

Le choix des conditions aux limites acoustiques du problème constitue une difficulté importante, car en pratique elles ne sont pas rigoureusement connues et les parois ne sont généralement pas parfaitement rigides ou parfaitement absorbantes. Nava *et al.* [34] proposent d'identifier les impédances de surface d'une pièce par méthode inverse. Cette technique a l'avantage de pouvoir prendre en compte des géométries complexes, car le problème est écrit à partir de la méthode des éléments de frontière. Cependant, la méthode inverse proposée nécessite un nombre important de mesures et reste limitée aux basses fréquences. Martin *et al.* [25] proposent de prendre en compte les effets d'impédance de la source afin de reconstruire plus fidèlement son champ vibratoire. Ils proposent un algorithme génétique pour identifier localement l'impédance de la source considérée à partir de la mesure du champ de pression. Ces approches permettent alors d'améliorer le modèle de propagation acoustique via une identification des impédances du milieu.

Le présent chapitre met en avant les éléments théoriques permettant d'étudier la propagation acoustique dans un guide d'onde infini. L'objectif de ce chapitre n'est pas

de proposer un modèle de propagation rigoureusement représentatif de la veine d'essais, mais plutôt de fournir un modèle approché utilisable sur une large bande de fréquences (1 kHz à 10 kHz), prenant en compte les effets de parois et ne nécessitant pas l'utilisation d'un maillage.

L'influence du couplage fluide-structure sur la propagation acoustique est mise en avant brièvement dans le cas d'une plaque infinie couplée à un fluide lourd. La propagation acoustique dans un guide d'onde infiniment long est détaillée dans la deuxième partie, soit avec une approche modale, soit à l'aide de la méthode des sources images. L'influence de la troncature modale et du nombre de sources images est illustrée à partir de simulations numériques. La dernière partie de ce chapitre propose deux méthodes d'identification des coefficients de réflexion des parois du tunnel. Elles sont toutes les deux basées sur la théorie des sources images. La première méthode résout un problème inverse parcimonieux, de manière déterministe, en considérant que les parois sont identiques. La seconde méthode repose sur un algorithme pseudo-aléatoire (algorithme évolutionniste) et permet d'identifier les coefficients de réflexion de manière indépendante sur chaque paroi.

2.1 Cas d'une plaque infinie couplée

Les structures couplées à un fluide présentent un comportement vibroacoustique différent des structures dans le vide. En effet, en présence d'un fluide (léger ou lourd), il y a un échange d'énergie entre le fluide et la structure qui peut influencer la propagation acoustique dans le domaine fluide et la vibration de la structure. L'objectif de cette section est de mettre en évidence l'influence du couplage vibroacoustique sur le champ de pression pariétale à travers l'étude du couplage entre une plaque mince infinie et un fluide lourd dans un environnement infini, comme illustré figure 2.1. Ce problème a été étudié dans la littérature et le lecteur peut se référer aux travaux de Saadat, Pascal et Moriot [35, 36, 37]. L'objectif n'est pas de décrire finement le comportement vibroacoustique mais plutôt d'évaluer son influence sur des mesures hydrophoniques en paroi. Une excitation acoustique et mécanique sont considérées sur une plaque en plexiglas d'épaisseur h et pour information les hublots en plexiglas du GTH font environ 10 cm d'épaisseur. L'enjeu de cette partie est de déterminer s'il est possible ou non de négliger le couplage fluide-structure dans le modèle de propagation.

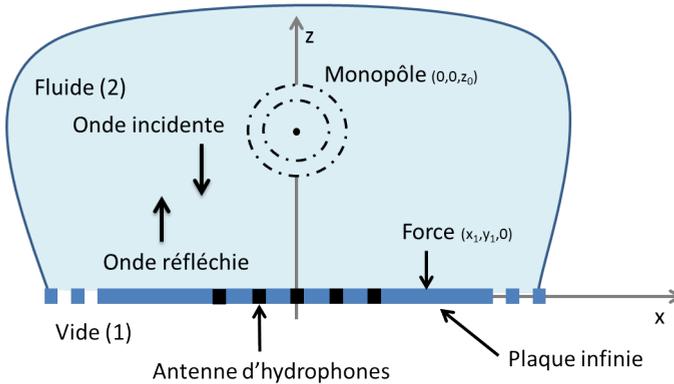


FIG. 2.1 – Plaque infinie couplée à un fluide et excitée par une source monopolaire et/ou une force ponctuelle.

2.1.1 Définition du problème

Le comportement dynamique général de la plaque est décrit par l'équation du mouvement suivante

$$\nabla^4 w(x, y) - k_f^4 w(x, y) = \frac{p_2(x, y, 0)}{D}, \quad (2.1)$$

avec w le déplacement transversal, k_f le nombre d'onde de flexion, D la rigidité de flexion de la plaque et p_2 la pression totale dans le fluide à $z = 0$ dans le milieu 2. Cette

dernière peut s'écrire sous la forme [35]

$$p_2(x, y, 0) = F\delta(x - x_1)\delta(y - y_1) + p_i(x, y, 0) + p_r(x, y, 0) - p_{ray,2}(x, y, 0), \quad (2.2)$$

avec F l'amplitude d'un effort ponctuel en (x_1, y_1) et $p_{ray,2}$ le champ de pression rayonné par la plaque à cause du couplage. L'onde incidente p_i résultante de la source monopolaire de débit q_s positionnée en $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0) = (0, 0, z_0)$ est donnée par

$$p_i(x, y, z) = \frac{q_s}{4\pi} \frac{e^{-ik_0\sqrt{x^2+y^2+(z-z_0)^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+(z-z_0)^2}}, \quad (2.3)$$

et p_r l'onde réfléchie, par la plaque infinie, a pour expression

$$p_r(x, y, z) = \frac{q_s}{4\pi} \frac{e^{-ik_0\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}}}{\sqrt{x^2+y^2+(z+z_0)^2}}. \quad (2.4)$$

avec k_0 le nombre d'onde acoustique. L'équation du mouvement 2.1 peut également s'exprimer en fonction du nombre d'onde effectif γ comme

$$\nabla^4 w(x, y) - \gamma^4 w(x, y) = \frac{F\delta(x - x_1)\delta(y - y_1) + p_i(x, y, 0) + p_r(x, y, 0)}{D}, \quad (2.5)$$

avec

$$\gamma^4 = k_f^4 + \frac{p_{ray,2}(x, y, 0)}{D}. \quad (2.6)$$

Dans le cas d'une plaque mince, le nombre d'onde de flexion naturel est donné par

$$k_f = \sqrt[4]{\frac{\omega^2 \rho_p h}{D}} \text{ où } D = \frac{E_p(1 - \eta_p)h^3}{12(1 - \nu_p^2)}, \quad (2.7)$$

avec ρ_p la masse volumique, h l'épaisseur, E_p le module de Young, η_p le facteur de perte et ν_p le coefficient de Poisson de la plaque. Pour une plaque mince, le nombre d'onde de flexion équation (2.7) néglige alors l'inertie de rotation et le cisaillement. Pour une plaque épaisse, il faut se référer aux travaux de Mindlin [38]. Egreteau [39] exprime l'équation du nombre d'onde de flexion dans ce cas par

$$k_{Mindlin}^2 = \frac{\omega \left[\omega (ChI_z + \rho_p hD) + \sqrt{\omega^2 (ChI_z - \rho_p hD)^2 + 4(Ch)^2 D \rho_p h} \right]}{2ChD} \quad (2.8)$$

avec C la rigidité en cisaillement $C = \frac{E_p}{2(1+\nu_p)}$ et I_z le moment d'inertie $I_z = \frac{\rho_p h^3}{12}$. La figure 2.2 illustre l'évolution du nombre d'onde de flexion en fonction de l'épaisseur de la plaque en plexiglas. Lorsque $h = 1$ cm le phénomène de cisaillement est relativement négligeable et les nombres d'onde en plaque mince k_f et en plaque épaisse $k_{Mindlin}$ sont relativement proches. Dans ce cas, les vibrations de la plaque peuvent être décrites avec un modèle de plaque mince. Cependant, lorsque $h = 10$ cm le phénomène de cisaillement n'est plus négligeable, à partir d'environ 2 kHz (figure 2.2 (b)), et le problème doit être traité avec la théorie de Mindlin.

Pour simplifier l'étude, on propose alors de se placer dans le cas défavorable en considérant une plaque mince ($h=1$ cm) qui devrait être plus sensible au couplage fluide-structure qu'une plaque épaisse. On choisit alors de surestimer la pression rayonnée par les parois du guide d'onde.

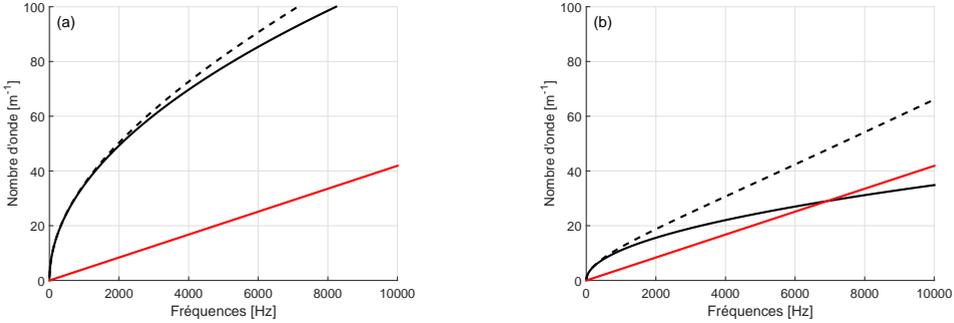


FIG. 2.2 – Évolutions du nombre d'onde acoustique k_0 (—), du nombre d'onde de flexion pour une plaque en plexiglas d'épaisseur (a) $h=1$ cm et (b) $h=10$ cm : hypothèse de plaque mince k_f (—) et hypothèse de plaque épaisse $k_{Mindlin}$ (- - -).

La solution générale de l'équation (2.1) est donnée par

$$w(x, y) = (A_{wx}e^{-ik_x x} + B_{wx}e^{ik_x x}) (A_{wy}e^{-ik_y y} + B_{wy}e^{ik_y y}), \quad (2.9)$$

avec A_{wj} et B_{wj} respectivement les ondes aller et retour dans la direction j (avec $j = x$ ou $j = y$). Le nombre d'onde de flexion vérifie l'équation de dispersion

$$k_f^2 = k_x^2 + k_y^2. \quad (2.10)$$

Dans l'ensemble du document la dépendance temporelle s'exprime par $e^{i\omega t}$, par conséquent $e^{-ik_x x}$ correspond à une propagation suivant les x croissants. Le champ de pression rayonné $p_{ray,2}(x, y, z)$, qui est l'une des inconnues, satisfait l'équation d'Helmholtz

$$\nabla^2 p_{ray,2}(x, y, z) + k_0^2 p_{ray,2}(x, y, z) = 0, \quad (2.11)$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c_0(1-i\eta_0)}$ le nombre d'onde acoustique, c_0 la célérité du son dans l'eau et η_0 le facteur de perte associé au fluide. Le couplage repose sur la condition d'égalité entre les composantes normales de la vitesse vibratoire $\dot{w}(x, y)$ et de la vitesse particulaire acoustique u :

$$\rho_0 i\omega u = -\frac{\partial p_{ray,2}(x, y, 0)}{\partial z}, \quad (2.12)$$

avec ρ_0 la masse volumique du fluide. L'influence du couplage sur le déplacement est ainsi décrit par l'équation

$$\rho_0 \omega^2 w(x, y) = \frac{\partial p_{ray,2}(x, y, 0)}{\partial z}, \quad (2.13)$$

et vérifie l'équation de dispersion

$$k_0^2 = k_x^2 + k_y^2 + k_z^2. \quad (2.14)$$

Compte tenu de la condition de Sommerfeld suivant l'axe z , la solution générale de l'équation (2.11) est donnée par

$$p_{ray,2}(x, y, z) = (A_x e^{-ik_x x} + B_x e^{ik_x x}) (A_y e^{-ik_y y} + B_y e^{ik_y y}) A_z e^{-ik_z z}. \quad (2.15)$$

En fluide lourd, il n'existe pas de solution analytique et le problème est alors résolu de manière numérique dans le domaine des nombres d'onde en suivant la méthodologie proposée par Maxit [40].

2.1.2 Résolution du problème dans le domaine des nombres d'onde

Le problème vibroacoustique peut être résolu dans le domaine des nombres d'onde, car il est linéaire et invariant par translation spatiale. La transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle de l'équation de la plaque (2.1) est donnée par

$$((k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4) W(k_x, k_y) = \frac{P_2(k_x, k_y)}{D}. \quad (2.16)$$

L'impédance mécanique de la plaque s'exprime sous la forme [41]

$$Z_s(k_x, k_y) = \frac{P_2(k_x, k_y)}{i\omega W(k_x, k_y)} = \frac{D}{i\omega} [(k_x^2 + k_y^2)^2 - k_f^4]. \quad (2.17)$$

La transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle de l'équation (2.2) s'écrit [36]

$$P_2(k_x, k_y) = P_i(k_x, k_y) + P_r(k_x, k_y) - P_{ray,2}(k_x, k_y) + F e^{ik_x x_0} e^{ik_y y_0}, \quad (2.18)$$

avec

$$P_i(k_x, k_y, z) + P_r(k_x, k_y, z) = \frac{-q_s}{4\pi i k_z} \left(e^{-ik_z |z - z_0|} + e^{-ik_z (z + z_0)} \right). \quad (2.19)$$

Le nombre d'onde k_z doit satisfaire l'équation de dispersion

$$k_z^2 = k_0^2 - k_x^2 - k_y^2. \quad (2.20)$$

La transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle de l'équation (2.11) devient alors

$$(k_0^2 - k_x^2 - k_y^2) P_{ray,2}(k_x, k_y, z) + \frac{\partial^2 P_{ray,2}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z) = 0, \quad (2.21)$$

tandis que la condition de continuité de vitesse s'exprime par

$$\rho\omega^2 W(k_x, k_y) = \frac{\partial P_{ray,2}}{\partial z}(k_x, k_y, 0). \quad (2.22)$$

La solution de l'équation (2.21) qui respecte la relation de continuité est

$$P_{ray,2}(k_x, k_y, z) = \frac{i\rho_0\omega^2 e^{-ik_z z}}{k_z} W(k_x, k_y), \quad (2.23)$$

avec ρ_0 la masse volumique du fluide 2. Les solutions de l'équation (2.20) sont données par

$$k_z = \sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \text{ si } k_0^2 \geq (k_x^2 + k_y^2), \quad (2.24)$$

$$k_z = -i\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2} \text{ si } k_0^2 < (k_x^2 + k_y^2).$$

L'impédance de rayonnement Z_r dans le milieu 2 est donnée par

$$Z_r(k_x, k_y) = \frac{P_{ray,2}(k_x, k_y, 0)}{i\omega W(k_x, k_y)} = \frac{\omega\rho_0}{k_z}. \quad (2.25)$$

Le déplacement normal à la plaque est donné par

$$W(k_x, k_y) = \frac{P_2(k_x, k_y, 0)}{i\omega Z_s(k_x, k_y)} = \frac{-q_s e^{-ik_z z_0} + 2\pi i k_z F e^{ik_x x_0} e^{ik_y y_0}}{2\pi k_z \omega (Z_s(k_x, k_y) + Z_r(k_x, k_y))}, \quad (2.26)$$

avec

$$P_2(k_x, k_y, 0) = P_i(k_x, k_y, 0) + P_r(k_x, k_y, 0) - Z_r(k_x, k_y) i\omega W(k_x, k_y) + F e^{ik_x x_0} e^{ik_y y_0}. \quad (2.27)$$

La figure 2.3 présente l'évolution du champ de vibration dans le domaine des nombres d'onde dans le cas d'une force ponctuelle et d'une source monopolaire. L'influence du fluide lourd peut être considérée comme un ajout de masse sur la plaque, ce qui traduit une augmentation du nombre d'onde de flexion de la plaque. Le champ de déplacement dans le domaine des nombres d'onde est donné par la figure 2.3. En présence d'une force ponctuelle ou lorsque la source monopolaire est proche de la plaque, celle-ci vibre suivant les nombres d'onde inférieurs et autour du nombre d'onde de la plaque chargée par le fluide (γ équation (2.6)). Lorsque la source s'éloigne, le domaine fluide filtre l'excitation dans le domaine des nombres d'onde et la plaque vibre seulement suivant les nombres d'onde inférieurs à k_0 [36].

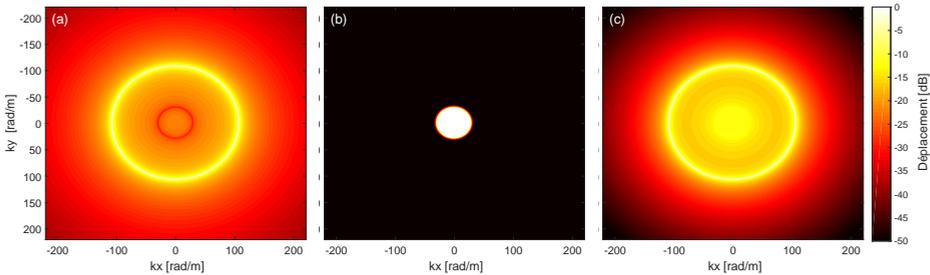


FIG. 2.3 – Modules du déplacement de la plaque infinie dans le domaine des nombres d'onde (a) avec une force ponctuelle $(x_0, y_0) = (0.4 \text{ m}, 0.4 \text{ m})$, (b) avec une source monopolaire en $z_0 = 0.7 \text{ m}$ et (c) en $z_0 = 0.01 \text{ m}$.

2.1.3 Solutions dans le domaine spatial

Le déplacement normal à la plaque ainsi que la pression rayonnée dans le fluide sont obtenus à partir de la transformée de Fourier spatiale bi-dimensionnelle inverse selon

$$w(x, y) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} W(k_x, k_y) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (2.28)$$

$$p_{ray,2}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} P_{ray,2}(k_x, k_y, z) e^{i(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (2.29)$$

où les expressions de $W(k_x, k_y)$ et $P_{ray,2}(k_x, k_y, z)$ sont données par les équations (2.23 et 2.26). Ces transformées de Fourier n'ont pas de solution analytique et Maxit [40] propose de les calculer numériquement en approchant le problème par des transformées de Fourier discrètes (TFD) et donc en discrétisant et tronquant les intégrales dans le domaine des nombres d'onde. Les bornes dans le domaine des nombres d'onde sont notées $[k_{min} \ k_{max}]$ et dk est la résolution dans le domaine des nombres d'onde. Dans cette étude, on considère que le nombre d'onde de la plaque est supérieur au nombre d'onde acoustique. La valeur k_{max} est fixée à $C_{max} k_f$ et le pas de discrétisation à $dk = C_{dk} \nu_f \frac{k_f}{2}$ avec ν_f le coefficient d'amortissement du fluide [40]. Les coefficients C_{max} et C_{dk} sont choisis de manière à reconstruire les champs de manière suffisamment précise. Maxit recommande $C_{dk} \leq 1/2$ et $C_{max} \geq 2$. La figure 2.4 présente l'évolution du champ de pression total en fonction de la position du récepteur. Lorsque le récepteur s'éloigne de la plaque la contribution du champ de pression rayonné diminue, car pour ces fréquences la plaque rayonne des ondes évanescentes, dont l'amplitude décroît exponentiellement suivant z . L'influence du couplage fluide-structure est maximal lorsque le récepteur est positionné en paroi, cependant, la contribution du couplage reste faible (inférieure à 1 dB). Compte tenu de ce résultat, le couplage fluide-structure est négligé dans la suite du document.

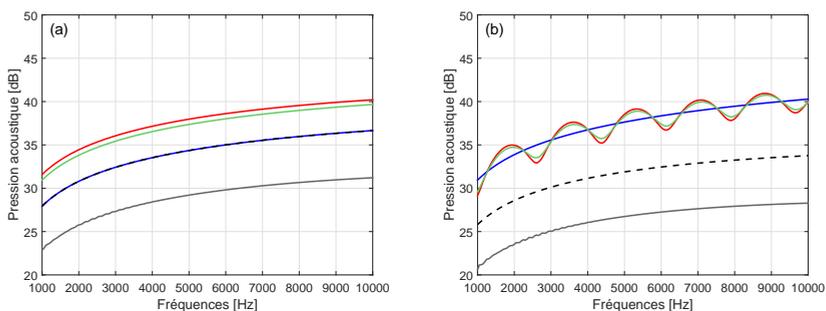


FIG. 2.4 – Évolutions du champ de pression incident (—), réfléchi (---), rayonné (—), du champ de pression total avec couplage (—) et sans couplage (—) aux points : (a) $\mathbf{r} = (0, 0, 0)$ et (b) $\mathbf{r} = (0, 0, 0.5)$ avec une source monopolaire positionnée en $\mathbf{r}_0 = (0, 0, 0.7)$.

2.2 Guide d'onde infini

La veine d'essais du GTH (illustré figure 1.11) est assimilée à un guide d'onde rectangulaire infiniment long de section $S = a \times b$ (figure 2.5). L'influence des changements de section en amont et en aval de la veine est alors négligée pour simplifier le modèle de propagation. La propagation est décrite à partir d'une décomposition modale, puis en s'appuyant sur la méthode des sources images. L'influence de la troncature modale et du nombre de sources images pour le calcul des fonctions de Green est illustrée à travers des résultats de simulations numériques. Il faut noter que ces méthodes sont bien adaptées dans le cas de géométries simples.

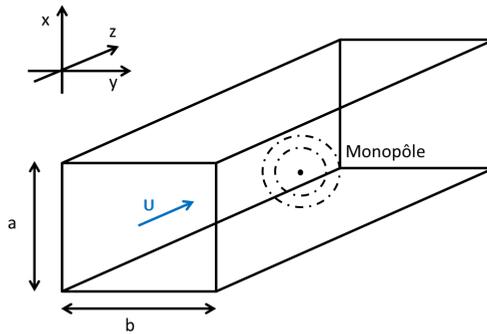


FIG. 2.5 – Guide d'onde infini de section $S = a \times b$ en présence d'un écoulement laminaire U suivant z et d'une source monopolaire.

2.2.1 Approche modale

Le champ de pression acoustique dans le guide d'onde satisfait l'équation d'onde convective [42] :

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} \right) p(\mathbf{r}, t) = -\rho_0 \frac{\partial Q(t)}{\partial t} \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (2.30)$$

avec $D/Dt = \partial/\partial t + U\partial/\partial z$ la dérivée convective d'un écoulement laminaire de vitesse U dans la direction axiale, c_0 la vitesse du son dans le milieu supposé uniforme et Q le débit volumique de la source monopolaire. Dans le domaine naval, le nombre de Mach est généralement très faible ($\frac{U}{c_0} \ll 1$) et l'influence de l'écoulement sur la propagation acoustique est négligeable. Dans ce cas et si la source est supposée harmonique, l'équation (2.30) peut s'écrire sous la forme de l'équation d'Helmholtz :

$$(\nabla^2 + k_0^2) p(\mathbf{r}, \omega) = -i\omega\rho_0 Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (2.31)$$

Afin de simplifier les notations, la dépendance fréquentielle n'est plus indiquée dans la suite. La solution générale de l'équation (2.31) peut s'exprimer par une série de déformées modales transverses Ψ_{mn} ,

$$p(x, y, z) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} b_{mn}(z) \Psi_{mn}(x, y), \quad (2.32)$$

avec m et n des entiers associés aux modes suivant x et y respectivement. La forme générale de $b_{mn}(z)$ est donnée par

$$b_{mn}(z) = A_{mn} e^{-ik_{zmn}z} + B_{mn} e^{ik_{zmn}z}, \quad (2.33)$$

avec A_{mn} et B_{mn} les amplitudes modales complexes du mode (m, n) . Les modes propres $\Psi_{mn}(x, y)$ vérifient les conditions aux limites du problème qui peuvent s'exprimer à partir de la condition de Robin

$$\begin{cases} \frac{\partial p(0, y, z)}{\partial x} = \frac{\partial p(a, y, z)}{\partial x} = -i\omega\rho_0\beta p(0, y, z) = -i\omega\rho_0\beta p(a, y, z), \\ \frac{\partial p(x, 0, z)}{\partial y} = \frac{\partial p(x, b, z)}{\partial y} = -i\omega\rho_0\beta p(x, 0, z) = -i\omega\rho_0\beta p(x, b, z), \end{cases} \quad (2.34)$$

avec β l'admittance associée aux parois du guide d'onde. Lorsque l'admittance β est égale à 0, les parois sont parfaitement rigides et satisfont la condition de Neumann. Dans ce cas, la déformée modale Ψ_{mn} associée au mode (m, n) s'exprime par

$$\Psi_{mn}(x, y) = \cos\left(\frac{m\pi x}{a}\right) \cos\left(\frac{n\pi y}{b}\right), \quad (2.35)$$

Le nombre d'onde dans la direction axiale k_{zmn} vérifie l'équation de dispersion et s'exprime

$$k_{zmn} = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 - \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} = \sqrt{k_0^2 - k_{mn}^2}, \quad (2.36)$$

avec $k_0 = \omega/c_0$ le nombre d'onde acoustique. En réinjectant la solution générale équation (2.32) dans l'équation d'onde, le problème peut s'écrire sous la forme d'une équation différentielle suivant l'axe z

$$\sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{zmn}^2 \right) b_{mn}(z) \Psi_{mn}(x, y) = -i\rho_0\omega Q \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0). \quad (2.37)$$

En intégrant l'équation (2.37) sur la section du guide et en appliquant la propriété d'orthogonalité des modes, l'équation différentielle du second ordre devient

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k_{zmn}^2 \right) b_{mn}(z) \Lambda_{mn} S = -i\rho_0\omega Q \delta(z - z_0) \Psi_{mn}(x_0, y_0), \quad (2.38)$$

avec Λ_{mn} le terme de normalisation associé au mode (m, n) . La solution de l'équation (2.38), qui satisfait la condition de Sommerfeld lorsque z tend vers $\mp\infty$, est donnée par Morse [43] telle que

$$b_{mn}(z) = A_{mn} e^{-ik_{zmn}|z-z_0|}. \quad (2.39)$$

Les amplitudes A_{mn} sont déterminées en injectant la solution donnée par l'équation (2.39) dans l'équation (2.38) et en intégrant judicieusement le résultat autour de la discontinuité imposée par la présence de la source en \mathbf{r}_0 [43, 42], il vient :

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{z_0^+} - \left(\frac{\partial p}{\partial z}\right)_{z_0^-} = -i\rho_0\omega Q\Psi_{mn}(x_0, y_0). \quad (2.40)$$

L'équation (2.39) s'exprime alors sous la forme [43, 42]

$$b_{mn}(z|z_0) = \frac{\rho_0\omega Q\Psi_{mn}(x_0, y_0)}{2k_{zmn}\Lambda_{mn}S} e^{-ik_{zmn}|z-z_0|}. \quad (2.41)$$

La fonction de Green $G_{modale}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ solution de l'équation d'onde inhomogène peut s'écrire sous la forme d'une superposition d'une infinité de modes

$$G_{modale}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) = \frac{-i}{2S} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{\Psi_{mn}(x, y) \cdot \Psi_{mn}(x_0, y_0)}{\Lambda_{mn}k_{zmn}} e^{-ik_{zmn}|z-z_0|}, \quad (2.42)$$

avec $\mathbf{r} = (x, y, z)$ et $\mathbf{r}_0 = (x_0, y_0, z_0)$ les positions du récepteur et de la source monopolaire. Le champ de pression, estimé au u point \mathbf{r} , dans un guide d'onde infiniment long et en présence d'une source monopolaire en \mathbf{r}_0 s'exprime par

$$p(\mathbf{r}) = i\omega\rho_0 G_{modale}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0). \quad (2.43)$$

A travers l'équation (2.36), on distingue trois types de modes qui dépendent de la nature du nombre d'onde k_{zmn} : mode propagatif pour $k_{zmn} \in \mathbb{R}$ et $k_{zmn} \neq 0$, mode résonant pour $k_{zmn} = 0$, et mode évanescent pour $k_{zmn} \in \mathbb{C}$. Un amortissement modal ξ peut être introduit dans l'équation (2.42) en réexprimant le nombre d'onde suivant z par

$$k_{zmn} = \sqrt{k_0^2 - k_{mn}^2 + ik^2 k_{mn}^2 \xi}. \quad (2.44)$$

En pratique, il n'est pas possible de prendre en considération une infinité de modes et les sommes suivant m et n doivent être tronquées. La figure 2.6 met en avant l'influence de cette troncature sur l'estimation de la fonction de Green. Il faut prendre en compte tous les modes propagatifs et un nombre donné de modes évanescents pour décrire la propagation en champ proche.

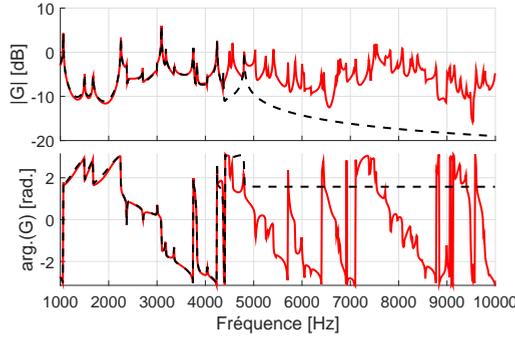


FIG. 2.6 – Évolutions de la fonction de Green pour un guide d'onde infini en fonction de la fréquence et du nombre de modes : 25 (---) et 1600 (—) modes.

2.2.2 Méthode des sources images

La méthode des sources images, introduite par Allen *et al.* [26], est une alternative à la méthode modale et permet de décrire le champ acoustique dans un environnement clos à partir d'une décomposition en sources images. La réponse acoustique peut s'exprimer à travers la superposition du champ direct, qui provient de la source primaire, et de la contribution des sources images qui représentent les réflexions successives aux frontières du domaine. La méthode des sources images est basée sur une vision géométrique des ondes acoustiques et les sources images sont généralement placées à l'extérieur du domaine. La figure 2.7 illustre la position des sources images pour des problèmes à 1 dimension. En environnement semi-infini, il y a un nombre fini de réflexions, alors que pour un guide d'onde infini, il y a une infinité de réflexions. Lorsqu'un rayon acoustique se réfléchit sur une surface, la trajectoire de l'onde réfléchi suit la loi de Snell-Descartes et le rayon réfléchi peut être interprété comme la contribution d'une source image positionnée symétriquement à la source primaire par rapport à la surface réfléchissante. Généralement les sources images sont organisées en ordre de réflexion qui correspond au nombre de fois que le rayon acoustique est réfléchi. Le nombre total de sources images J en fonction de l'ordre K est donné par

$$J = \sum_{k=1}^K N_s (N_s - 1)^{k-1}, \quad (2.45)$$

avec N_s le nombre de surfaces réfléchissantes. Cependant, pour des cavités symétriques, certaines sources images, liées à des ordres de réflexion différents, coïncident. Cela réduit en pratique le nombre total de sources images à prendre en compte [44]. Dans le cas d'un guide d'onde rectangulaire à 2 dimensions, la position des deux premiers ordres de réflexion est présentée figure 2.8. Il est intéressant de noter que la position des sources images dépend seulement de la position relative de la source primaire par rapport aux plans réfléchissants. De plus, les coefficients de réflexion sont supposés

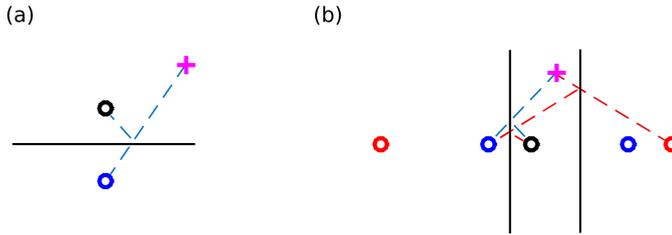


FIG. 2.7 – Positions des sources images dans le cas d'un plan infini réfléchissant (a) et dans le cas d'un guide d'onde infini (b). Source acoustique (●), récepteur (+), sources images d'ordre 1 (○), sources images d'ordre 2 (○), rayons acoustiques associés à l'ordre 1 (---) et 2 (- - -) et les parois réfléchissantes (—).

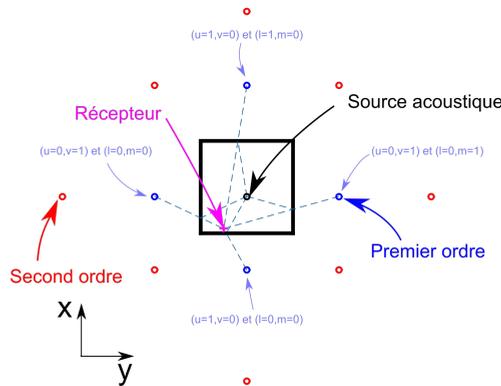


FIG. 2.8 – Positions des sources images dans le cas d'un guide d'onde rectangulaire (—) : source acoustique (●), récepteur (+), sources images d'ordre 1 (○), sources images d'ordre 2 (○) et les rayons acoustique du premier ordre (---).

indépendants de l'angle d'incidence de l'onde. Le champ de pression totale $p(\mathbf{r}_0)$ correspond à la combinaison du champ direct et de la contribution des sources images qui représentent le champ réverbéré. La réponse impulsionnelle $h(t)$ peut alors s'écrire de manière formelle [45]

$$h(t) = \sum_{\mathbf{u}=0}^1 \sum_{\mathbf{l}=-\infty}^{+\infty} A(\mathbf{u}, \mathbf{l}) \delta(t - \tau(\mathbf{u}, \mathbf{l})). \quad (2.46)$$

avec A l'amplitude et τ le retard correspondant à chaque source image. Le temps de retard associé à chaque source image est donné par

$$\tau(\mathbf{u}, \mathbf{l}) = d(\mathbf{u}, \mathbf{l})/c_0, \quad (2.47)$$

avec $d(\mathbf{u}, \mathbf{l}) = \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_{s,i}(\mathbf{u}, \mathbf{l})\|_2$. Les vecteurs $\mathbf{u} = (u, v)$ et $\mathbf{l} = (l, m)$ sont directement liés aux positions des sources images dans le plan xy (figure 2.8). Les coordonnées

correspondantes au récepteur et à la source image i sont respectivement \mathbf{r} et $\mathbf{r}_{s,i}(\mathbf{u}, \mathbf{l})$. Pour un guide d'onde en deux dimensions, la position des sources images est donnée, en utilisant \mathbf{u} et \mathbf{l} [26, 45], par

$$\mathbf{r}_{s,i}(\mathbf{u}, \mathbf{l}) = \text{diag}(2l, 2m)\mathbf{\Gamma}^T - \text{diag}(2u - 1, 2v - 1) \cdot \mathbf{r}_0^T, \quad (2.48)$$

avec $\mathbf{\Gamma} = [a \ b]^T$ les dimensions du guide d'onde et \mathbf{r}_0 le vecteur associé à la position de la source primaire. Dans le cas d'un guide d'onde parfaitement rigide, il y a une infinité de sources images réparties dans le plan xy . Chaque source image est une réplique atténuée par un facteur A qui dépend des coefficients de réflexion complexes de chaque paroi notés $R_{x,1}$, $R_{x,2}$, $R_{y,1}$ et $R_{y,2}$ [45]

$$A(\mathbf{u}, \mathbf{l}) = \frac{R_{x,1}^{|l-u|} R_{x,2}^{|\mathbf{l}|} R_{y,1}^{|m-v|} R_{y,2}^{|\mathbf{m}|}}{4\pi d(\mathbf{u}, \mathbf{l})}, \quad (2.49)$$

avec $d(\mathbf{u}, \mathbf{l})$ la distance entre la source image considérée et le récepteur. L'amplitude des sources images décroît alors de manière géométrique : plus une source image est loin du récepteur moins elle va contribuer au champ de pression total. Les coefficients de réflexion peuvent dépendre de la fréquence et le champ direct correspond à $h(t)$ pour $\mathbf{u} = \mathbf{0}$ et $\mathbf{l} = \mathbf{0}$. Il faut également noter que la méthode des sources images est exacte si les parois sont parfaitement rigides [26]. En présence de matériau absorbant, la méthode n'est plus qu'une approximation [26].

Dans le domaine fréquentiel, le champ de pression total s'exprime

$$p(\mathbf{r}_0) = i\omega\rho_0Q \sum_{\mathbf{u}=\mathbf{0}}^1 \sum_{\mathbf{l}=-\infty}^{+\infty} A(\mathbf{u}, \mathbf{l}) e^{-ik_0 d(\mathbf{u}, \mathbf{l})}. \quad (2.50)$$

En pratique, le nombre de sources images est tronqué et la fonction de Green associée à l'équation (2.50) s'exprime par

$$G_{si}(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) = \frac{p(\mathbf{r}_0)}{i\omega\rho_0Q} = \sum_{\mathbf{u}=\mathbf{0}}^1 \sum_{\mathbf{l}=-N}^{+N} A(\mathbf{u}, \mathbf{l}) e^{-ik_0 d(\mathbf{u}, \mathbf{l})}, \quad (2.51)$$

avec N le nombre maximal de sources images dans une direction. La figure 2.9 illustre l'équivalence entre l'approche modale et la méthode des sources images dans le cas d'un guide d'onde parfaitement rigide. Malgré le nombre fini de sources images, une bonne adéquation est observée entre les deux modèles pour $K = 170$. La figure 2.10 présente les fonctions de Green calculées dans le cas d'un guide d'onde qui n'est pas rigoureusement réfléchissant et pour trois ordres de réflexion. En présence d'absorption, les pics de résonance sont nettement réduits et le nombre de sources images nécessaire pour modéliser correctement la propagation est relativement faible. En effet, lorsque le coefficient de réflexion est égal à 0.9 seulement 10 ordres de réflexion suffisent pour modéliser la propagation. En pratique, il peut être délicat de connaître les coefficients de réflexion des parois et donc d'avoir un modèle de propagation représentatif de l'environnement. Dans la suite de ce chapitre, deux approches sont proposées pour les identifier à partir de la connaissance de fonctions de transfert et de la géométrie du problème.

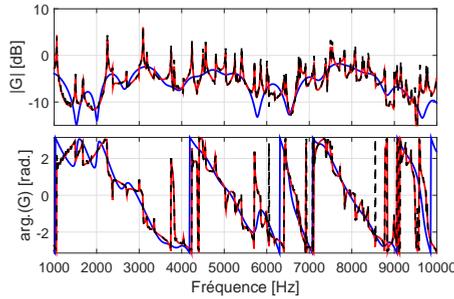


FIG. 2.9 – Évolutions de la fonction de Green en fonction de la fréquence dans un guide d'onde parfaitement rigide : approche modale (—), méthode des sources images avec $K = 170$ (---) et $K = 3$ (—) réflexions.

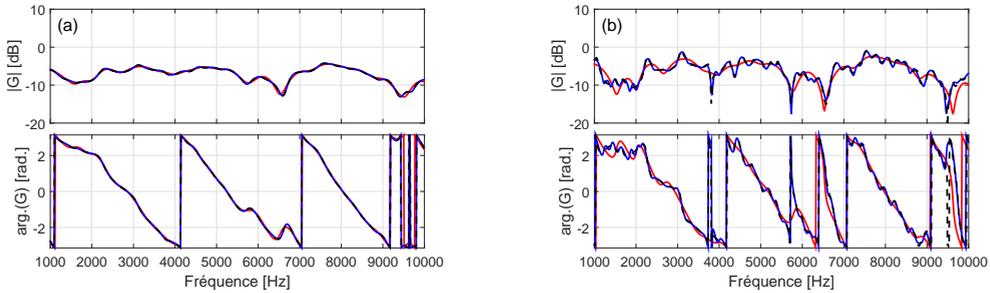


FIG. 2.10 – Fonctions de Green calculées avec la méthode des sources images pour (a) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$ et (b) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.9$, avec $K = 3$ (—) avec $K = 10$ (—) et $K = 170$ (---) réflexions

2.3 Identification des coefficients de réflexion

Dans cette partie, il s'agit d'identifier les coefficients de réflexion des parois d'un guide d'onde rectangulaire, voir figure 2.5, à partir de la connaissance de plusieurs fonctions de transfert. Les deux techniques d'identification proposées sont basées sur la méthode des sources images, car elle a l'avantage d'être simple à implémenter et parce qu'elle permet de prendre en compte facilement les coefficients de réflexion des parois. Dans un premier temps, les parois du guide d'onde sont supposées identiques et une approche déterministe basée sur la résolution inverse d'un problème parcimonieux est présentée. Dans un second temps, une approche pseudo-aléatoire qui repose sur un algorithme évolutionniste est développée afin d'identifier des coefficients de réflexion différents sur chaque paroi. La potentialité des techniques proposées est illustrée par un exemple de simulation numérique. Le principe de ces techniques est de la propagation acoustique dans l'ensemble du guide d'onde à partir de l'estimation des coefficients de réflexion. La figure 2.11 illustre les positions de l'antenne de capteurs et

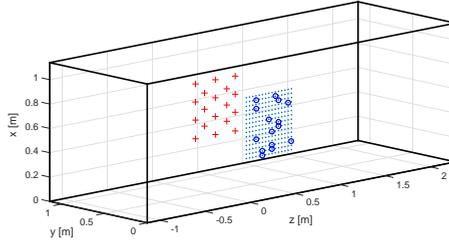


FIG. 2.11 – Positions de l’antenne de capteurs en paroi (+), du plan pour l’estimation des fonctions de transfert (\dots) et de la source de référence (\circ).

le plan pour l’estimation des fonctions de transfert.

2.3.1 Méthode déterministe

2.3.1.1 Définition du problème

La méthode inverse proposée dans cette section permet d’estimer les coefficients de réflexion associés à chaque source image, lorsque $R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2}$. Cette technique s’appuie sur la connaissance *a priori* de quelques fonctions de transfert de référence. Dans un premier temps, il s’agit d’écrire le problème sous la forme d’un système linéaire d’équations. Le vecteur des fonctions de transfert $\mathbf{G}_{ref} \in \mathbb{C}^{MN_{ref} \times 1}$ entre un réseau de M capteurs et N_{ref} positions de source de référence peut s’écrire sous forme matricielle, à partir de l’équation (2.51),

$$\mathbf{G}_{ref} = \mathbf{G}_{dir} + \mathbf{H}\mathbf{R} + \mathbf{n}, \quad (2.52)$$

avec $\mathbf{G}_{dir} \in \mathbb{C}^{MN_{ref} \times 1}$ le vecteur correspondant à la contribution du champ direct

$$\mathbf{G}_{dir} = \left[G_{dir}(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_{s_1}) \cdots G_{dir}(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_{s_{N_{ref}}}) \cdots G_{dir}(\mathbf{r}_M | \mathbf{r}_{s_{N_{ref}}}) \right]^T, \quad (2.53)$$

avec T la transposée matricielle et

$$G_{dir}(\mathbf{r} | \mathbf{r}_0) = \frac{e^{-ik_0 \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|_2}}{4\pi \|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|_2}, \quad (2.54)$$

et $\mathbf{H} \in \mathbb{C}^{MN_{ref} \times N_{si}}$ est la matrice liée à la contribution des N_{si} sources images. Cette dernière peut s'exprimer à partir de la fonction de Green en champ libre, équation (2.54),

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} G_{dir}(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_{si_1}) & G_{dir}(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_{si_2}) & \cdots & G_{dir}(\mathbf{r}_1 | \mathbf{r}_{si_{N_{si}}}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ G_{dir}(\mathbf{r}_n | \mathbf{r}_{si_1}) & G_{dir}(\mathbf{r}_n | \mathbf{r}_{si_2}) & \cdots & G_{dir}(\mathbf{r}_n | \mathbf{r}_{si_{N_{si}}}) \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ G_{dir}(\mathbf{r}_{MN_{ref}} | \mathbf{r}_{si_1}) & G_{dir}(\mathbf{r}_{MN_{ref}} | \mathbf{r}_{si_2}) & \cdots & G_{dir}(\mathbf{r}_{MN_{ref}} | \mathbf{r}_{si_{N_{si}}}) \end{bmatrix}. \quad (2.55)$$

Si la géométrie du guide d'onde, les positions de l'antenne et des sources de référence sont connues, les quantités \mathbf{H} et \mathbf{G}_{dir} le sont également. Le vecteur des inconnues correspond à la concaténation des coefficients de réflexion $\mathbf{R}_i \in \mathbb{C}^{N_{si,i} \times 1}$ correspondant à l'ordre de réflexion i et s'exprime par

$$\mathbf{R} = [\mathbf{R}_1 \mathbf{R}_2 \cdots \mathbf{R}_K]^T, \quad (2.56)$$

avec $N_{si,i}$ le nombre de sources images pour l'ordre de réflexion i . Le bruit de mesure $\mathbf{n} \in \mathbb{C}^{MN_{ref} \times 1}$ suit une distribution gaussienne complexe $\mathbf{n} \sim \mathcal{CN}(0, \sigma^2 \mathbf{I})$. L'équation (2.52) peut s'exprimer sous la forme

$$\mathbf{B} = \mathbf{G}_{ref} - \mathbf{G}_{dir} = \mathbf{H}\mathbf{R} + \mathbf{n}. \quad (2.57)$$

Le système d'équation (2.57) peut être mal conditionné et donc sensible au bruit de mesure lors de l'inversion. La variance du bruit peut s'exprimer en fonction du rapport signal-à-bruit (RSB) par

$$\sigma^2 = 10^{-0.1RSB} \max(\text{diag}(\mathbf{G}_{ref} \mathbf{G}_{ref}^H)). \quad (2.58)$$

La solution de l'équation (2.57) peut s'écrire de manière générale sous la forme

$$\tilde{\mathbf{R}}_\lambda = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{R}} \{ \|\mathbf{B} - \mathbf{H}\mathbf{R}\|_2^2 + \lambda \|\mathbf{L}\mathbf{R}\|_p^p \}, \quad (2.59)$$

avec $\|\mathbf{L}\mathbf{R}\|_p^p$ le terme de pénalité avec \mathbf{L} la matrice de régularisation et λ le paramètre de régularisation. L'équation (2.59) correspond à la régularisation de Tikhonov lorsque $p=2$. L'équation (2.59) peut également s'écrire sous sa forme contrainte par

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}}_\epsilon &= \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{R}} \{ \|\mathbf{B} - \mathbf{H}\mathbf{R}\|_2^2 \}, \\ \text{s.c. } \|\mathbf{L}\mathbf{R}\|_p^p &\leq \epsilon, \end{aligned} \quad (2.60)$$

avec ϵ une valeur seuil. La figure 2.12 illustre l'évolution du conditionnement de la matrice \mathbf{H} en fonction de la fréquence et de l'ordre de réflexion. Dans notre cas, la matrice \mathbf{H} est mal conditionnée (voir figure 2.12). Le conditionnement semble décroître en fonction de la fréquence et dépend directement de la taille de la matrice \mathbf{H} . Plus

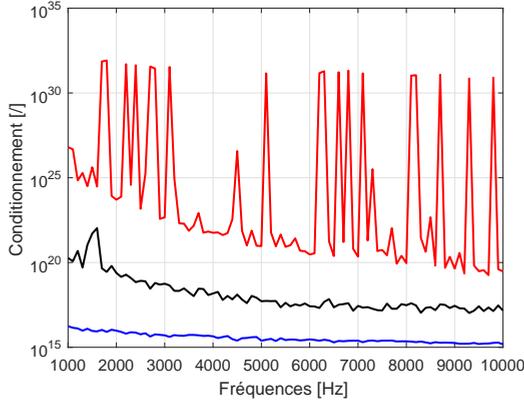


FIG. 2.12 – Évolutions du conditionnement de la matrice \mathbf{H} en fonction de la fréquence et de l'ordre de réflexion : $K = 3$ (—), $K = 5$ (—) et $K = 10$ (—).

l'ordre de réflexion est élevé, plus le problème est mal conditionné. Il est peut alors être intéressant de contraindre le problème en ajoutant un *a priori* sur la solution de manière à réduire l'espace des solutions possibles. Dans cette section, on choisit de considérer que les parois du guide d'onde ont les mêmes propriétés réfléchissantes et donc que les coefficients de réflexion des sources images appartenant au même ordre de réflexion sont identiques. Pour prendre en compte cet *a priori* physique, une matrice de régularisation \mathbf{L} , basée sur un schéma aux différences finies, est introduite. De plus, de la parcimonie est utilisée ($p = 1$) afin de contraindre la solution à ne pas varier au sein d'un même ordre de réflexion. La fonction de coût à minimiser s'exprime alors par

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{R}}_\epsilon &= \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{R}} \{ \|\tilde{\mathbf{B}} - \mathbf{H}\mathbf{R}\|_2^2 \}, \\ \text{s.c. } \|\mathbf{L}\mathbf{R}\|_1 &\leq \epsilon, \end{aligned} \quad (2.61)$$

avec $\epsilon = 10^{-10}$ une valeur seuil et \mathbf{L} la matrice de régularisation. Cette dernière est donnée par l'équation (2.62) et repose sur un schéma aux différences finies (d'ordre 1). La structure de \mathbf{L} dépend notamment du nombre de sources images et d'ordres de réflexion considéré :

$$\mathbf{L} = \left[\begin{array}{cccccccc} -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & -1 & 1 & 0 & 0 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & 0 & \dots \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -1 & 1 & \dots \\ \vdots & \ddots \end{array} \right] \left. \begin{array}{l} \text{Ordre 1} \\ \text{Ordre 2} \end{array} \right\} \cdot \quad (2.62)$$

L'équation (2.61) peut être comparée à la minimisation de variation totale et la boîte à outils CVX est utilisée dans cette partie pour résoudre le problème d'optimisation [46,

47].

2.3.1.2 Simulations numériques - coefficients de réflexion identiques

Dans cette partie, il s'agit de mettre en avant la potentialité de la méthode proposée (équation 2.61) à identifier les coefficients de réflexion dans un guide d'onde. La géométrie du problème considéré est illustrée figure 2.11. Les données d'entrée du problème correspondent aux fonctions de Green entre les 15 positions de sources (choisies aléatoirement sur le plan en figure 2.11) et les 18 capteurs de l'antenne. Dans cette partie, les coefficients de réflexion des quatre parois sont identiques. La figure 2.13 présente à 3, 5 et 7 kHz, l'évolution des coefficients de réflexion pour les sources images associées à l'ordre de réflexion $K = 10$. De manière générale, les solutions estimées sont plus proches des résultats théoriques, utilisés lors de la simulation, en moyennes et hautes fréquences, ce qui peut s'expliquer par l'allure du conditionnement de \mathbf{H} . De plus, il faut noter que les erreurs sont généralement plus importantes pour les sources images d'ordre élevé. La figure 2.14 présente une fonction de Green recomposée suite à l'identification des

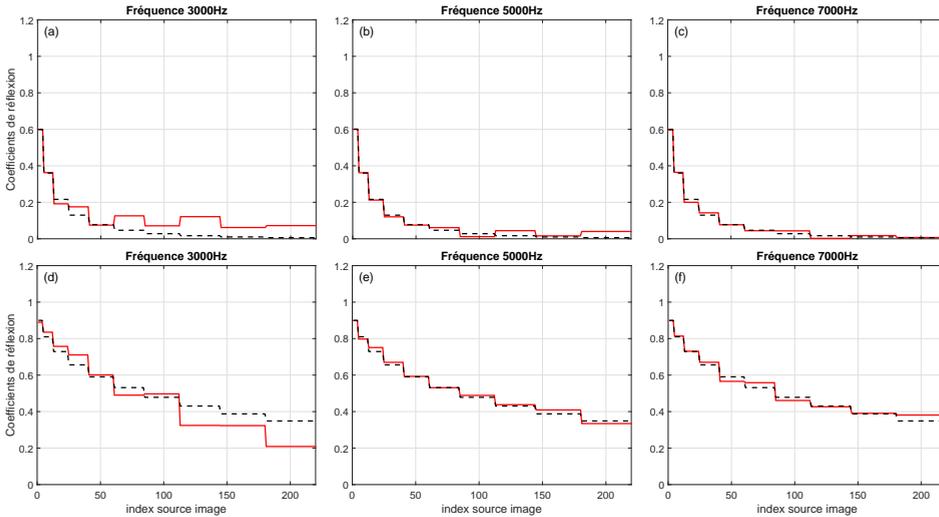


FIG. 2.13 – Évolutions du coefficient de réflexion en fonction des sources images à l'ordre 10 : solutions théoriques (---) solutions estimées (—) à 3, 5 et 7 kHz, RSB =30 dB. $R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$ pour (a), (b), (c) et 0.9 pour (d), (e), (f).

coefficients de réflexion. Les données reconstruites sont en adéquation avec la solution théorique malgré les erreurs observées, figure 2.13, sur les sources d'ordre élevé. Ces erreurs impactent relativement peu l'estimation des fonctions de Green, compte tenu de la décroissance géométrique de ces sources images. La figure 2.15 illustre l'évolution,

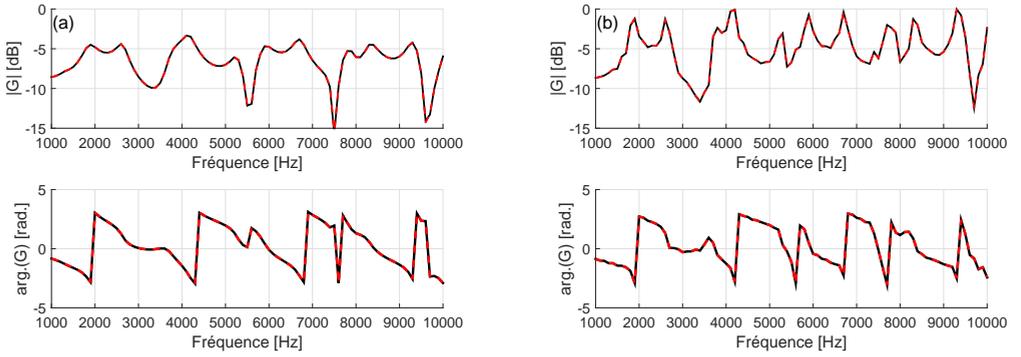


FIG. 2.14 – Évolutions des fonctions de Green théoriques (—) et du modèle semi-empirique (---) en fonction de la fréquence avec 18×15 fonctions de transfert de référence. $R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$ (a) et 0.9 (b) (RSB = 30 dB).

en fonction du RSB, de l'erreur relative

$$E_{globale} = 10 \log_{10} \left(\frac{\|\tilde{\mathbf{G}} - \mathbf{G}\|_2^2}{\|\mathbf{G}\|_2^2} \right) \quad (2.63)$$

entre le vecteur des fonctions Green théoriques \mathbf{G} et le vecteur estimé $\tilde{\mathbf{G}}$ suite à l'identification des coefficients de réflexion. Ces quantités comprennent l'ensemble des fonctions de transfert entre l'antenne de capteurs et le plan discrétisé (figure 2.11). L'évolution de l'erreur montre que la méthode est relativement robuste au bruit de mesure et que l'identification des coefficients de réflexion permet de construire un modèle semi-empirique qui prédit fidèlement la propagation en différentes positions dans le guide d'onde.

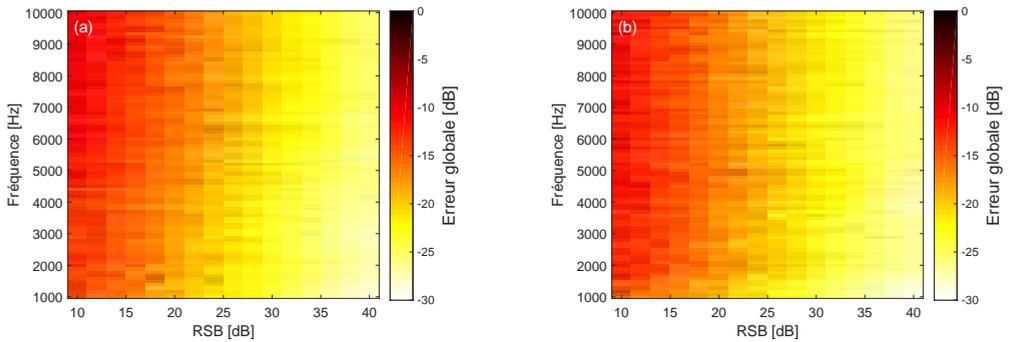


FIG. 2.15 – Évolutions de l'erreur relative (équation 2.63) concernant l'estimation des fonctions de Green en fonction de la fréquence et du RSB avec 18×15 fonctions de transfert de référence. (a) $R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$ et (b) $R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.9$.

2.3.2 Algorithme évolutionniste

La méthode déterministe proposée section 2.3.1 permet d'identifier les coefficients de réflexion lorsque les parois sont rigoureusement identiques. Cependant, en réalité, cette hypothèse peut être trop stricte. Compte tenu de la difficulté de résoudre le problème de manière déterministe et sans un *a priori* fort sur la solution, on propose d'utiliser une méthode d'optimisation stochastique pour identifier, de manière indépendante, les coefficients de réflexion de chaque paroi du guide d'onde.

Les méthodes d'optimisation stochastiques permettent de résoudre des problèmes d'optimisation complexes (variables continues ou discrètes, fonction de coût convexe ou non-convexe) et reposent sur une exploration aléatoire de l'espace des solutions. Malheureusement, les propriétés de convergence de ces méthodes sont difficiles à estimer. Cependant, elles peuvent permettre d'obtenir une solution approchée dans des cas où les méthodes conventionnelles ne sont pas applicables.

Depuis plusieurs dizaines d'années, des méthodes de recherche stochastiques ont été proposées. La méthode de Monte-Carlo recherche la solution en explorant de manière aléatoire l'espace des solutions possibles. Cette méthode est simple à implémenter mais est généralement coûteuse en temps de calcul, car il est nécessaire d'effectuer un nombre très important de tirages aléatoires. D'autres techniques d'optimisation, telles que la méthode de recuit simulé [48] et les méthodes évolutionnistes [49] s'inspirent directement de la nature et font partie des méthodes pseudo-aléatoires. Ces approches explorent également l'espace des solutions en effectuant un tirage aléatoire, cependant, elles reposent sur une sélection d'un ensemble de solutions, à chaque tirage aléatoire, afin de guider la convergence. Dans la suite, on s'intéresse seulement aux algorithmes évolutionnistes. Cette technique d'optimisation est basée sur la théorie de l'évolution de Darwin [50] et sur le principe de la sélection naturelle. Une population (un ensemble de solutions) est générée aléatoirement de manière à explorer l'espace des solutions possibles. Ces individus sont ensuite évalués suivant leurs adaptabilités aux problèmes. Puis, seulement une partie de la population est conservée pour générer la population suivante. Le processus se répète de manière à trouver un ensemble de solutions, figure 2.16. Un processus de mutation est également utilisé pour ajouter de la diversité dans la population et éviter une convergence prématurée de l'algorithme. Cette technique d'optimisation permet de traiter un grand nombre de problèmes d'optimisation, cependant, il faut faire un compromis entre la qualité de la solution souhaitée et le temps de calcul nécessaire à sa détermination.

2.3.2.1 Définition du problème

Dans cette partie, on choisit d'utiliser un Algorithme Évolutionniste (AE) car il permet de résoudre des problème non-linéaire. Bien entendu, les algorithmes évolution-

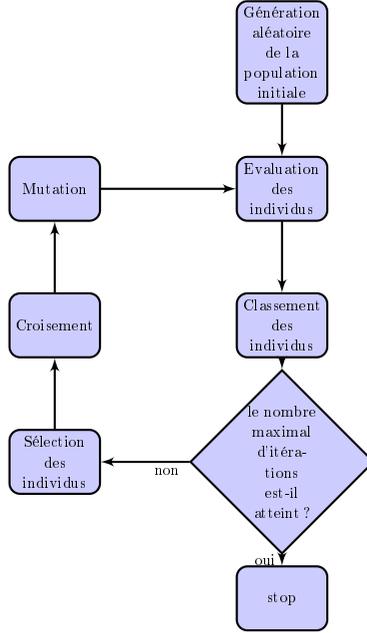


FIG. 2.16 – Schématisation de l'algorithme évolutionniste.

nistes ne sont pas bien adaptés pour la résolution de tous les problèmes d'optimisation. En effet, dans le cas de fonction de coût convexe dérivable, les méthodes basées sur la descente de gradient permettent de trouver une solution optimale beaucoup plus rapidement. Cependant, il s'agit dans cette section de minimiser une fonction de coût non-linéaire donnée par l'équation (2.64). Les inconnues sont les coefficients de réflexion correspondant aux quatre parois du guide d'onde ($R_{x,1}$, $R_{x,2}$, $R_{y,1}$ et $R_{y,2}$) tels que

$$\begin{aligned}
 (\tilde{R}_{x,1}, \tilde{R}_{x,2}, \tilde{R}_{y,1}, \tilde{R}_{y,2}) &= \underbrace{\text{Argmin}}_{R_{x,1}, R_{x,2}, R_{y,1}, R_{y,2}} \{ \| \mathbf{G}_{ref} - \mathbf{G}_{si}(R_{x,1}R_{x,2}R_{y,1}R_{y,2}) \|_2^2 \}, \\
 \text{s.c. } &0 \leq |R_{x,1}|, |R_{x,2}|, |R_{y,1}|, |R_{y,2}| \leq 1, \\
 &0 \leq \arg.(R_{x,1}), \arg.(R_{x,2}), \arg.(R_{y,1}), \arg.(R_{y,2}) \leq 2\pi,
 \end{aligned} \tag{2.64}$$

avec $\mathbf{G}_{ref} \in \mathbb{C}^{(MN_{ref}) \times 1}$ le vecteur des fonctions de transfert supposées connues entre N_{ref} points de l'espace et les M capteurs. Le vecteur des fonctions de Green $\mathbf{G}_{si} \in \mathbb{C}^{(MN_{ref}) \times 1}$ dérive directement de l'équation (2.51) et s'exprime en fonction des coefficients de réflexion $R_{x,1}$, $R_{x,2}$, $R_{y,1}$ et $R_{y,2}$. L'équation (2.64) peut être délicate à résoudre et l'utilisation d'un AE semble être bien adaptée car l'espace des solutions est relativement restreint. En effet, les coefficients de réflexion sont compris entre 0 et 1 en module et entre 0 et 2π en phase. La première étape, pour résoudre le problème d'optimisation via un AE, consiste à créer une population initiale de N_{ind} individus constitués de N_{chrom} chromosomes. Ces derniers peuvent être codés par une séquence

binaire composée de $N_{\text{gène}}$ gènes et dans ce cas, on parle d'un algorithme génétique. Pour résoudre le problème explicité équation (2.64), chaque individu est composé de

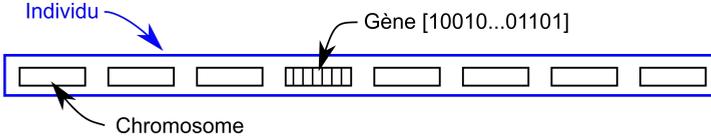


FIG. 2.17 – Représentation schématique d'un individu composé de huit chromosomes.

huit chromosomes, figure 2.17, qui correspondent aux quatre modules et quatre phases des coefficients de réflexion complexes des quatre parois du guide d'onde. Les huit chromosomes sont des quantités réelles qui sont initialisées en effectuant un tirage aléatoire suivant une loi uniforme $\mathcal{U}([0, 1])$ et $\mathcal{U}([0, 2\pi])$ respectivement pour le module et la phase. L'individu i , représenté par $R_{x,1}^i, R_{x,2}^i, R_{y,1}^i$ et $R_{y,2}^i$, de la population est évalué selon le critère C_i qui s'exprime par

$$C_i = \| \mathbf{G}_{ref} - \mathbf{G}_{si}(\tilde{R}_{x,1}^i, \tilde{R}_{x,2}^i, \tilde{R}_{y,1}^i, \tilde{R}_{y,2}^i) \|_2 . \quad (2.65)$$

Plus le critère C_i est faible plus l'individu correspondant décrit fidèlement les fonctions de transfert de référence à l'aide de la méthode des sources images.

Après avoir évalué et classé les individus en fonction de leurs performances, il s'agit de sélectionner la partie de la population (les parents) qui va servir à engendrer la génération suivante (les enfants). Il s'agit d'une analogie directe avec la sélection naturelle. Dans l'AE proposé, la moitié de la population, correspondant aux individus les plus performants, est sélectionnée pour former la génération suivante. Afin d'imiter le mode de reproduction sexuée, la nouvelle génération est complétée par de nouveaux individus qui résultent de l'association de deux parents.

Différentes techniques de croisement ont été proposées dans la littérature [51]. Une première approche consiste à associer les individus de manière aléatoire. Cette approche est simple à implémenter, mais n'est pas représentative de la réalité. Une autre technique, basée sur l'élitisme, associe les individus les plus pertinents entre eux suivant leur rang dans la population. Cette approche a l'avantage de converger plus rapidement, cependant, le risque est de converger vers un minimum local. En effet, les individus de moins bonne qualité qui auraient pu conduire à de bonnes solutions dans les générations suivantes sont écartés. La méthode du tournoi, qui suit plus fidèlement les lois de la nature, consiste à mettre en compétition un petit groupe de N_{tour} individus lors de la phase de reproduction. L'individu le plus performant au sein de ce petit groupe s'associe avec un individu choisi aléatoirement dans la population. Dès que les parents sont sélectionnés pour la phase de reproduction, ces derniers engendrent deux enfants, qui sont issus d'un croisement entre les chromosomes des parents. Le nombre de chromosomes provenant de chaque parent est déterminé aléatoirement par un tirage suivant la loi uniforme $\mathcal{U}([0, N_{\text{chrom}}])$. La figure 2.18 illustre l'étape de croisement. Afin d'ajou-

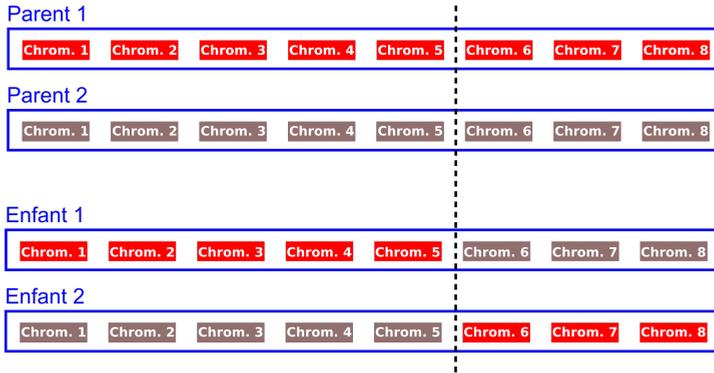


FIG. 2.18 – Représentation schématique de la phase de croisement entre les parents 1 et 2 qui engendrent les enfants 1 et 2.

ter de la diversité dans la population et d'éviter de converger vers un minimum local, N_{mut} individus sont choisis aléatoirement et subissent une mutation. Un chromosome est alors réinitialisé par un tirage aléatoire dans l'espace des solutions possibles. A l'issue de la mutation, les parents ainsi que les enfants forment la nouvelle génération. La nouvelle population est alors évaluée et classée selon les performances des individus. Ce processus itératif est répété jusqu'à atteindre le nombre de générations $N_{génération}$ initialement prévu par l'utilisateur. Compte tenu du processus de recherche aléatoire, il est indispensable de répéter l'optimisation N_{rep} fois de manière à vérifier la convergence de la solution.

2.3.2.2 Simulations numériques - coefficients de réflexion identiques

Dans cette partie, la potentialité de l'algorithme évolutionniste pour l'identification de coefficients de réflexion est illustrée à travers des simulations numériques. La géométrie du problème considéré est illustrée par la figure 2.11 et le protocole de simulation est identique à celui présenté en section 2.3.1.2. Dans un premiers temps, les coefficients de réflexion sont supposés identiques sur chaque paroi. Les paramètres permettant d'initialiser la méthode sont synthétisés dans le tableau 2.1 et font directement référence à la section 2.3.2.1. La convergence de l'AE peut être étudiée à travers la figure 2.19 qui

Paramètres	$N_{génération}$	N_{ind}	N_{mut}	N_{rep}	N_{tour}
Valeurs	500	64	$25 \frac{N_{ind}}{100}$	4	3

TAB. 2.1 – Paramètres initiaux pour la résolution du problème inverse par algorithme évolutionniste.

présente l'évolution de l'erreur relative

$$E_{partielle} = 10 \log_{10} \left(\frac{\|\mathbf{G}_{ref} - \mathbf{G}_{si}(\tilde{R}_{x,1}, \tilde{R}_{x,2}, \tilde{R}_{y,1}, \tilde{R}_{y,2})\|_2^2}{\|\mathbf{G}_{ref}\|_2^2} \right), \quad (2.66)$$

entre les fonctions de transfert de référence (\mathbf{G}_{ref}) et le modèle estimé de manière semi-empirique à 3, 5 et 7 kHz. Les trois résultats semblent converger vers un minimum et les coefficients de réflexion associés au meilleur individu sont présentés figure 2.20. Ces résultats montrent que la méthode permet d'obtenir une solution approchée représentative de la solution théorique.

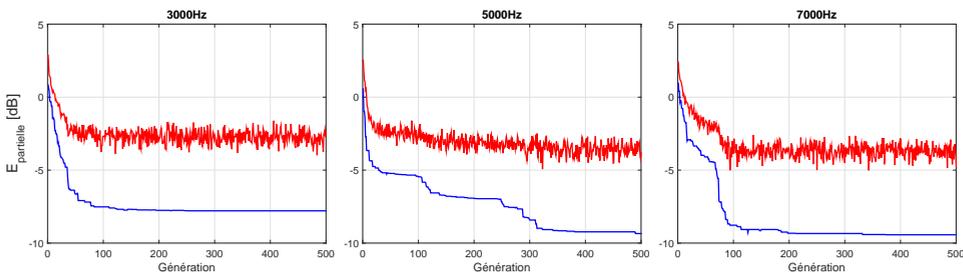


FIG. 2.19 – Évolutions de l'erreur quadratique de l'individu le plus performant (—) et de l'ensemble de la population (—) en fonction de la génération et pour les fréquences 3, 5 et 10 kHz, RSB = 30 dB.

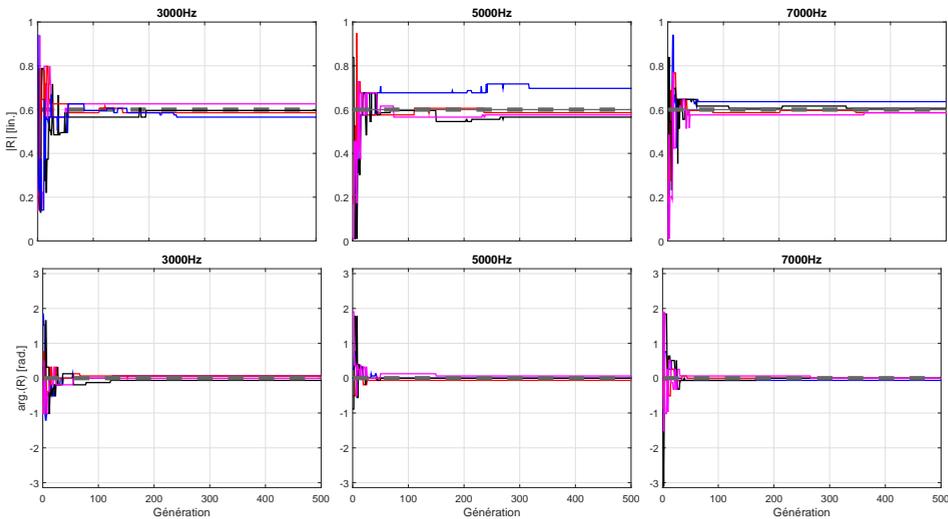


FIG. 2.20 – Évolutions des coefficients de réflexion en module et phase pour les quatre faces ($R_{x,1}$ (—), $R_{x,2}$ (—), $R_{y,1}$ (—), $R_{y,2}$ (—)) 3, 5 et 7 kHz, RSB = 30 dB. La solution théorique $|R| = 0.6$ et $arg.(R) = 0$ (---).

Cependant, il faut noter que ces résultats peuvent varier du fait du processus aléatoire et qu'il est nécessaire de répéter l'optimisation afin de vérifier que la solution converge. La figure 2.21 présente l'évolution de la variabilité des coefficients de réflexion des quatre parois en fonction de la fréquence. Ces résultats sont présentés, à chaque fréquence, en valeur moyenne (v_{moy}) et avec des bars d'erreurs correspondant à l'intervalle $[v_{moy} - \sigma_R, v_{moy} + \sigma_R]$ avec σ_R l'écart type des solutions à une fréquence donnée. Malgré le processus d'optimisation aléatoire, les solutions semblent converger et l'écart type reste faible sur une grande partie de la gamme de fréquences. Il faut cependant noter que les résultats en basses fréquences présentent un écart-type plus important notamment en dessous de 4 kHz. Pour cette simulation, le coefficient de réflexion est constant en fonction de la fréquence mais la méthode d'optimisation est tout à fait applicable dans le cas où les propriétés des parois dépendent de la fréquence. La figure 2.22

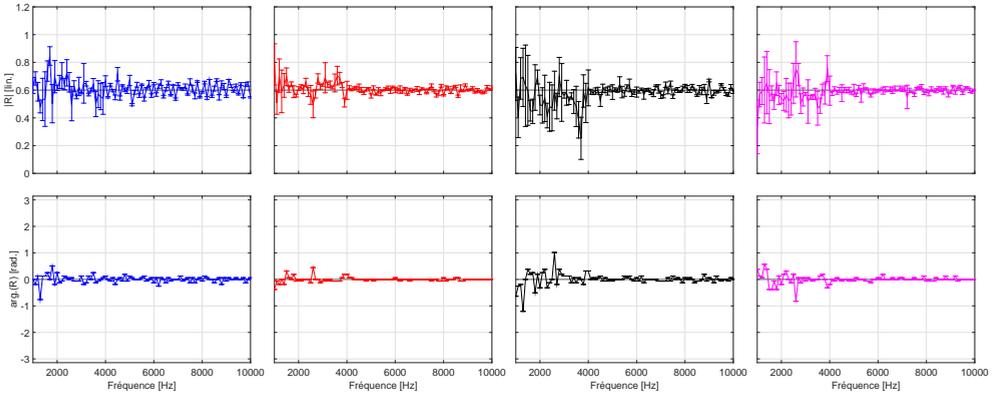


FIG. 2.21 – Évolutions des coefficients de réflexion en module et phase pour les quatre faces ($R_{x,1}$ (—), $R_{x,2}$ (—), $R_{y,1}$ (—), $R_{y,2}$ (—)) en fonction de la fréquence, RSB = 30 dB par rapport à la solution théorique $|R| = 0.6$ et $arg.(R) = 0$ (—).

présente l'évolution d'une fonction de Green suite à l'identification des coefficients de réflexion. Malgré la variabilité des solutions, l'estimation de la fonction de Green est en adéquation avec la solution théorique. Comme montré figure 2.23 la méthode basée sur l'AE converge moins efficacement vers la solution que la méthode déterministe (figure 2.15).

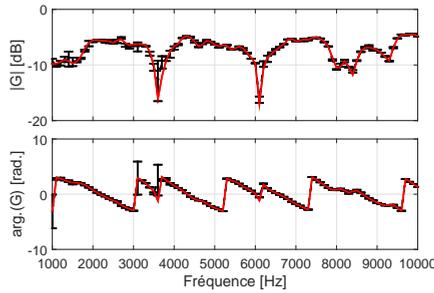


FIG. 2.22 – Évolutions des fonctions de Green théoriques (—) et du modèle semi-empirique (- - -) en fonction de la fréquence avec 18×15 fonctions de transfert de référence.

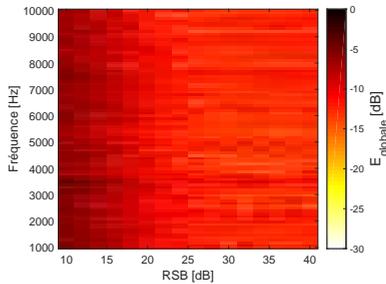


FIG. 2.23 – Erreur relative (équation 2.63) concernant l'estimation des fonctions de Green en fonction de la fréquence avec 18×15 fonctions de transfert de référence.

2.3.2.3 Simulations numériques - coefficients de réflexion différents

Un des objectifs de l'AE proposé section 2.3.2.1 est de résoudre le problème inverse équation (2.64) lorsque les coefficients de réflexion sont différents sur chaque paroi. Le protocole de simulation est identique à celui présenté section 2.3.1.2. Cependant, les coefficients de réflexion sont différents sur chaque paroi (voir tableau 2.2). La figure 2.24 présente l'évolution de la convergence de l'AE à 3, 5 et 7 kHz. Les résultats obtenus sont du même ordre de grandeur que dans le cas des parois identiques (figure 2.19).

	$R_{x,1}$	$R_{x,2}$	$R_{y,1}$	$R_{y,2}$
Module [lin.]	0.8	0.5	0.5	0.8
Phase [rad.]	$\frac{\pi}{2}$	0	$\frac{\pi}{4}$	0

TAB. 2.2 – Valeurs complexes des coefficients de réflexion des quatre parois du guide d'onde.

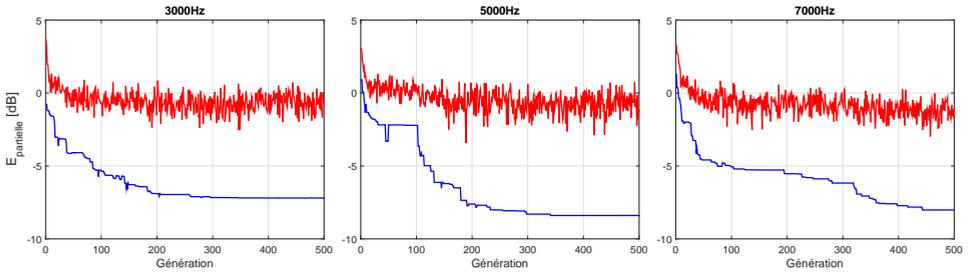


FIG. 2.24 – Évolution de l'erreur quadratique de l'individu le plus performant (—) et de l'ensemble de la population (—) en fonction de la génération et pour les fréquences 3, 5 et 10 kHz, RSB = 30 dB.

La figure 2.25 montre que l'algorithme d'optimisation proposé permet une estimation correcte des coefficients de réflexion complexes sur la bande de fréquences entre 1 kHz et 10 kHz. Comme dans la section précédente, les résultats en basses fréquences présentent une variabilité plus importante. La figure 2.26 présente une fonction de Green recomposée suite à l'identification des coefficients de réflexion. Les résultats obtenus sont en adéquation avec la solution théorique et valident la méthode d'identification lorsque les parois ont des propriétés de réflexion différentes.

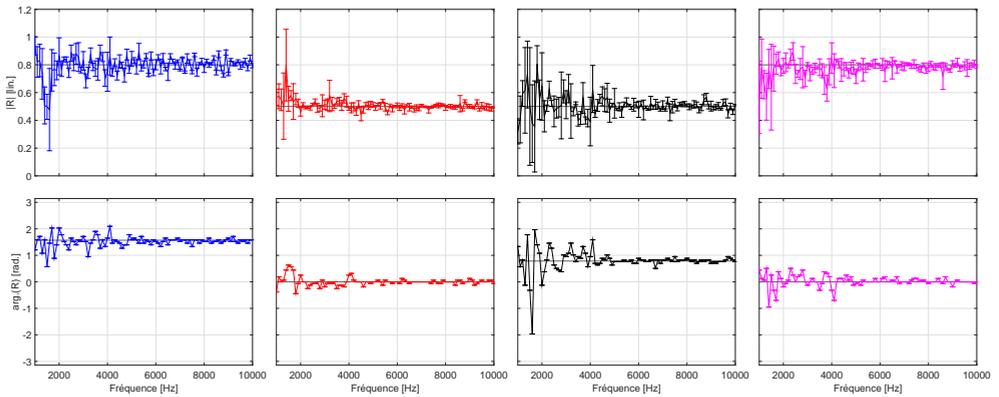


FIG. 2.25 – Évolutions des coefficients de réflexion en module et phase pour les quatre faces ($R_{x,1}$ (—), $R_{x,2}$ (—), $R_{y,1}$ (—), $R_{y,2}$ (—)) en fonction de la fréquence (RSB = 30 dB) par rapport à la solution théorique (—).

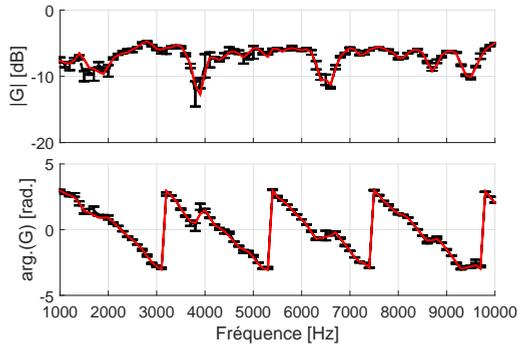


FIG. 2.26 – Évolutions des fonctions de Green théoriques (—) et du modèle semi-empirique (- - -) en fonction de la fréquence avec 18×15 fonctions de transfert de référence, $RSB = 30$ dB.

Conclusion

L'objectif de ce chapitre est de proposer un modèle de propagation permettant d'approximer la propagation acoustique dans le Grand Tunnel Hydrodynamique. Compte tenu de la complexité du problème, on s'intéresse seulement à la propagation dans la veine d'essais qui est assimilée à un guide d'onde infiniment long.

Une étude vibroacoustique concernant le couplage fort entre une plaque infinie et de l'eau met en avant l'influence de la pression rayonnée par la structure par rapport au champ de pression total. La pression rayonnée par la plaque influence relativement peu le champ de pression pariétal et le couplage fluide-structure est considéré négligeable.

Les fonctions de Green basées sur les décompositions modales et en sources images du champ de pression dans un guide d'onde sont rappelées. Ces approches ont l'avantage de ne pas reposer sur un maillage et peuvent être calculées sur une large bande de fréquences pour un coût de calcul raisonnable. L'influence de la vitesse de l'écoulement sur la propagation des ondes acoustiques est négligée, car les nombres de Mach considérés sont très faibles.

En pratique, il est difficile de bien connaître les coefficients de réflexion des parois, ce qui peut engendrer un biais dans l'estimation du modèle de propagation. Deux approches, basées sur la méthode des sources images, sont proposées pour identifier les coefficients de réflexion des parois d'un guide d'onde rectangulaire. La première méthode considère que les coefficients de réflexion sont identiques sur les quatre faces et un problème inverse qui exploite un *a priori* de parcimonie sur la dérivée des coefficients de réflexion est proposé. Dans un second temps, un algorithme évolutionniste est utilisé pour estimer de manière indépendante les coefficients de réflexion sur chaque paroi. Les deux approches permettent d'identifier les paramètres du modèle, cependant la première méthode est basée sur une hypothèse forte concernant les propriétés des parois, alors que l'AE permet d'identifier les coefficients lorsque les parois sont différentes. Malgré le caractère aléatoire de l'AE, les résultats convergent et permettent d'approximer les inconnues du problème.

Le modèle des sources images pourrait être raffiné en prenant en compte des coefficients de réflexion qui dépendent de l'angle de l'onde incidente. De plus, les réflexions aux extrémités de la veine d'essais sont négligées car les changements de section sont relativement doux. Ces phénomènes pourraient être considérés pour affiner le modèle de propagation. Enfin, la diffraction apportée par une maquette dans le guide d'onde est négligée afin de simplifier le modèle. Ces effets de diffraction pourraient être pris en compte avec la méthode des sources équivalentes.

Chapitre 3

RÉDUCTION DU BRUIT DE COUCHE LIMITE

Introduction

La caractérisation de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique est délicate à cause du confinement imposé par les parois du tunnel. Le chapitre 2 traite du confinement acoustique et l'objectif de ce chapitre est d'évaluer l'influence du confinement hydrodynamique sur les mesures acoustiques en tunnel.

Lorsqu'un écoulement se développe sur une structure, une interaction se produit entre le fluide et l'objet immergé. Sur la surface de l'objet, la vitesse de l'écoulement est nulle tandis qu'à l'infini la vitesse de l'écoulement n'est pas perturbée, figure 3.1. La

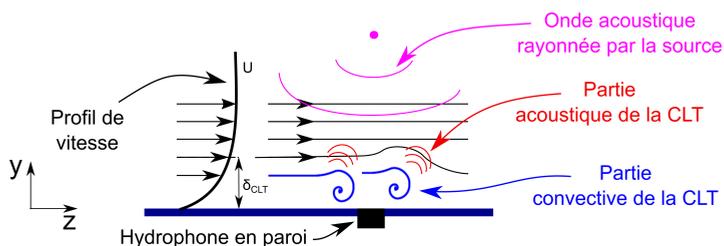


FIG. 3.1 – Développement d'une couche limite turbulente d'épaisseur δ_{CLT} .

vitesse de l'écoulement évolue donc de 0 m/s à U m/s et suit une loi de variation qui dépend de la viscosité du fluide. Ce gradient de vitesse engendre de fortes fluctuations de

pression pariétale qui perturbent les mesures acoustiques réalisées en paroi du tunnel. Le champ de pression pariétale mesuré par les capteurs est alors composé de trois parties : la première est liée à la convection du fluide et au rayonnement acoustique des turbulences, la deuxième provient des ondes rayonnées par la source étudiée. La pression pariétale $p(\mathbf{r}, \omega)$, à la position \mathbf{r} , peut alors s'exprimer par

$$p(\mathbf{r}, \omega) = p_a(\mathbf{r}, \omega) + p_n(\mathbf{r}, \omega) + n, \quad (3.1)$$

avec $p_a(\mathbf{r}, \omega)$ la contribution de la source acoustique, $p_n(\mathbf{r}, \omega)$ la pression due au bruit d'écoulement et n le bruit de mesure. En présence d'une source acoustique faible, le bruit de l'écoulement domine le champ de pression pariétale (rapport signal-à-bruit négatif), ce qui rend difficile l'étude des sources acoustiques [52, 53]. L'objectif de ce chapitre est de proposer une méthode de débruitage permettant de réduire l'influence du bruit de couche limite turbulente (CLT) sur les mesures acoustiques. Afin de mettre en avant l'influence de la CLT sur les mesures acoustiques réalisées en paroi d'un tunnel, on propose dans un premier temps de modéliser ce phénomène, en section 3.1, à partir des modèles statistiques de pression pariétale de Corcos et de Goody [54, 55].

Dans un second temps, deux techniques de débruitage issues de la littérature sont étudiées. L'Analyse en Composantes Principales (ACP), récemment appliquée par Bahr [56, 57] en aéroacoustique, est rappelée. Puis l'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR) [58], qui a récemment été appliquée dans un contexte similaire par Finez *et al.* [59] en aéroacoustique, est étudiée. Cette approche est basée sur la décomposition de la matrice interspectrale (MI) du champ de pression, en une matrice, supposée de rang faible, comprenant l'information liée à la partie acoustique provenant de la source étudiée et en une matrice, supposée parcimonieuse, de bruit. L'étude présentée dans ce chapitre se situe donc dans la continuité de ces travaux notamment, parce que l'on propose d'étendre l'ACPR au bruit spatialement corrélé.

Dans une troisième partie, l'ACPR est comparée à l'ACP à travers des résultats de simulations numériques. Les paramètres de relaxation et de régularisation de l'ACPR sont étudiés numériquement afin de mettre en avant leurs effets sur la qualité du débruitage. Enfin, les influences du nombre de sources acoustiques et de la corrélation spatiale du bruit de CLT sont étudiées à travers les résultats de débruitage obtenus avec l'ACPR.

3.1 Modélisation du champ de pression pariétale

La modélisation du champ de pression induit par une couche limite turbulente (CLT) est un sujet de recherche important depuis plusieurs dizaines d'années [60, 61] qui touche particulièrement le domaine du transport [62, 63]. L'objectif de cette partie n'est pas de simuler finement le bruit de couche limite hydrodynamique mais plutôt d'évaluer son influence lors des mesures pariétales en tunnel.

Comme indiqué en figure 3.1, une couche limite turbulente, d'épaisseur δ_{CLT} , engendre un champ de pression pariétale qui peut se décomposer en deux parties [61] :

- une partie convective résultant de la pression due aux turbulences en paroi,
- une partie acoustique engendrée par les ondes rayonnées par les turbulences.

Le spectre de pression pariétale $\Theta_{nn}(k_x, k_z)$ dans le domaine des nombres d'onde et pour un nombre de Mach faible, a une forme caractéristique (figure 3.2). La fluctuation de pression la plus grande apparaît dans la région convective centrée sur $k_{conv} = \omega/U_c$, avec U_c la vitesse de convection du fluide qui correspond à la vitesse des turbulences (U_c est plus faible que U). Le pic dans le domaine acoustique est centré sur le nombre d'onde $k_0 = \omega/c_0$, avec c_0 la célérité des ondes acoustique et est moins énergétique que le pic convectif. Généralement, la CLT est supposée stationnaire et ergodique et est modélisée

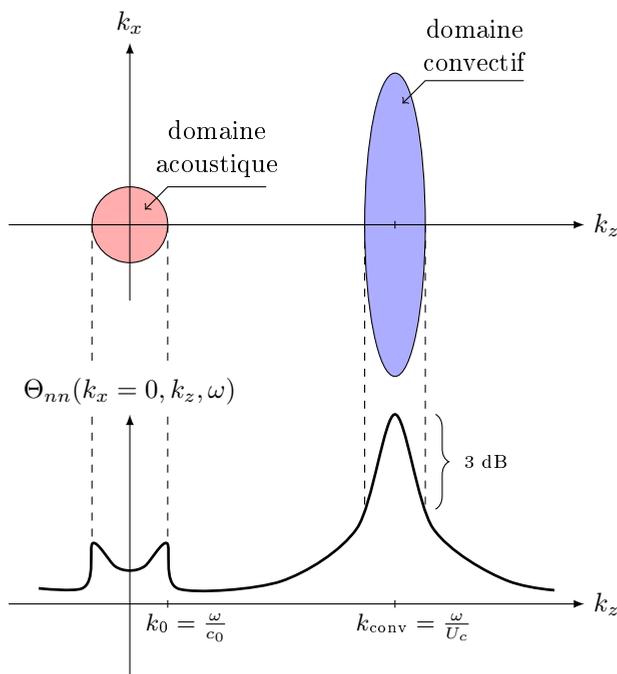


FIG. 3.2 – Spectre de pression pariétale pour un écoulement turbulent à faible nombre de Mach et pour un écoulement suivant z [62, 64].

par un moment statistique d'ordre 2 du champ de pression. Il existe dans la littérature un nombre important de modèles définis généralement de manière semi-empirique. On distingue les modèles d'autospectre qui représentent la distribution énergétique du bruit de CLT en fonction de la fréquence et les modèles d'interspectre qui expriment la corrélation spatiale du champ de pression pariétale également en fonction de la fréquence. Le tableau 3.1 synthétise de façon non-exhaustive des modèles issus de la littérature. Dans la suite de l'étude, on choisit d'utiliser le modèle d'autospectre de Goody car il est

Autospectre	Goody [55]	Smol'yakov [65]	Chase [66]	Maestrello [67]
Interspectre	Corcos [54]	Chase [68, 66]	Smol'yakov [69]	Mellen [70]

TAB. 3.1 – Liste non-exhaustive des modèles d'autospectre et d'interspectre de pression pariétale.

considéré comme le plus précis et le modèle d'interspectre de Corcos parce qu'il permet de bien de décrire le domaine convectif tout en étant simple à implémenter. Cependant, il faut signaler que le modèle de Corcos surestime les bas nombres d'onde de la CLT (figure 3.3). Le lecteur intéressé par les spécificités de ces modèles de pression pariétale peut se référer à Hwang *et al.* [61, 71] et Aucejo [63] qui synthétisent et comparent différents modèles issus de la littérature. La figure 3.3 représente la synthèse de différents modèles d'autospectre et d'interspectre issue de la littérature [63]. On suppose

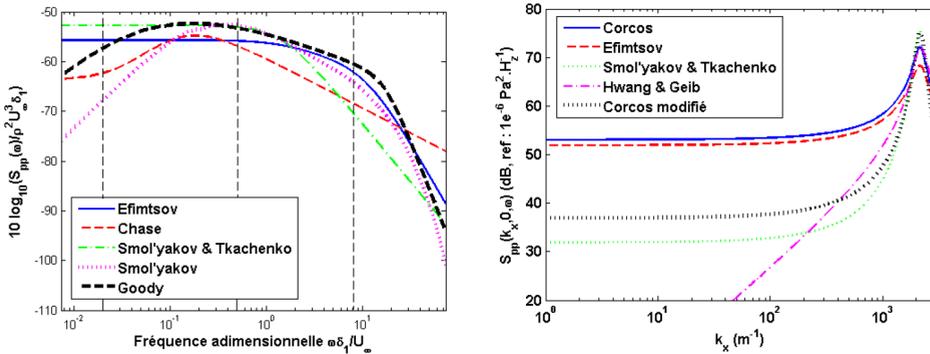
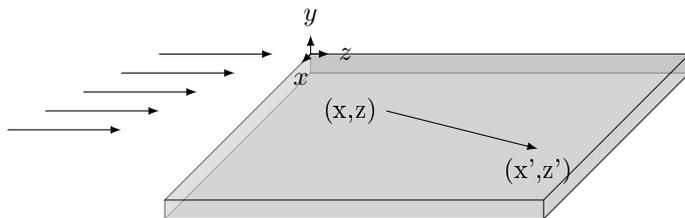


FIG. 3.3 – Modèles d'autospectre (à gauche) et modèles d'interspectre (à droite) [63].

également que la structure sur laquelle se développe la CLT est parfaitement rigide et qu'elle ne modifie pas le comportement de la couche limite. De plus, on fait l'hypothèse que la propagation acoustique n'est pas affectée par l'écoulement turbulent. Enfin le filtrage spatial engendré par les capteurs en paroi est négligé. Le lecteur intéressé par l'influence du filtrage spatial sur le bruit de CLT est invité à consulter l'annexe A ou les travaux de Ko *et al.* [72].

3.1.1 Éléments de traitement du signal

Le champ de pression pariétale $p_n(x, 0, z, t)$ généré par un écoulement turbulent sur une plaque rigide, figure 3.4, est un phénomène aléatoire supposé stationnaire et ergodique. Dans la littérature, le bruit engendré par un écoulement turbulent est décrit par des moments statistiques d'ordre 2. Ainsi, la fonction d'intercorrélation entre les

FIG. 3.4 – Écoulement sur une plaque supposée rigide dans la direction z .

pressions $p_n(x, 0, z, t)$ et $p_n(x', 0, z', t - \tau)$ s'exprime

$$R_{nn}(r_x, r_z, \tau) = \mathbb{E}\{p_n(x, 0, z, t)p_n^*(x', 0, z', t - \tau)\}, \quad (3.2)$$

avec $r_x = x - x'$ et $r_z = z - z'$. Le bruit de couche limite est considéré ergodique et l'intercorrélacion devient

$$R_{nn}(r_x, r_z, \tau) = \lim_{T \rightarrow +\infty} \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} p_n(x, 0, z, t)p_n^*(x', 0, z', t - \tau) dt. \quad (3.3)$$

L'espérance mathématique \mathbb{E} est alors remplacée par une moyenne temporelle. Dans le domaine fréquentiel, l'interspectre $S_{nn}(r_x, r_z, f)$ découle de la transformée de Fourier de l'équation (3.3)

$$S_{nn}(r_x, r_z, f) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{nn'}(r_x, r_z, \tau)e^{-i\omega\tau} d\tau. \quad (3.4)$$

L'interspectre de pression pariétale dans le domaine des nombres d'onde est donné par la transformée de Fourier bidimensionnelle

$$\Theta_{nn}(k_x, k_z, f) = \frac{1}{4\pi^2} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{nn}(r_x, r_z, f)e^{-ik_x r_x} e^{-ik_z r_z} dr_x dr_z. \quad (3.5)$$

Dans la suite, le modèle de Goody est présenté sous la forme d'une densité spectrale de puissance $S_{nn}^{Goody}(\omega)$ et le modèle de Corcos est représenté, soit dans le domaine spatial $S_{nn}^{Corcos}(r_x, r_z, \omega)$, soit dans le domaine des nombres d'onde $\Theta_{nn}^{Corcos}(k_x, k_z, \omega)$. La matrice interspectrale $\mathbf{S}_{nn}(\mathbf{r}_x, \mathbf{r}_z, \omega) \in \mathbb{C}^{(M \times M)}$ correspondant au bruit de couche limite turbulente mesuré par une antenne de M capteurs peut alors s'exprimer par

$$\mathbf{S}_{nn}(r_x, r_y, \omega) = S_{nn}^{Goody}(\omega) \mathbf{S}_{nn}^{Corcos}(\mathbf{r}_x, \mathbf{r}_z, \omega), \quad (3.6)$$

avec $\omega = 2\pi f$ la pulsation.

3.1.2 Modèle d'autospectre de Goody

Le modèle d'autospectre de Goody [55] $S_{nn}^{Goody}(\omega)$ permet de décrire la répartition énergétique du spectre de pression pariétale en fonction de la fréquence et des paramètres liés à la CLT. Ce modèle a été développé de manière semi-empirique à partir de

mesures réalisées par 7 groupes de recherche. Selon Hwang [71], le modèle de Goody se

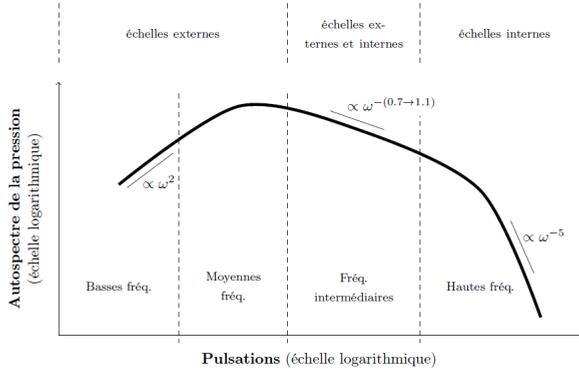


FIG. 3.5 – Gabarit de l'autospectre de pression pariétale [71].

rapproche le plus des résultats expérimentaux et est caractérisé par 4 régions (voir figure 3.5). Ces régions dépendent directement des propriétés de la couche limite turbulente et de la fréquence [71]. Le modèle de Goody est donné [55] par

$$S_{nn}^{Goody}(\omega) = \frac{3\tau_\omega^2 \delta_{CLT} \left(\frac{\omega \delta_{CLT}}{U}\right)^2}{U \left(\left[0.5 + \left(\frac{\omega \delta_{CLT}}{U}\right)^{0.75}\right]^{3.7} + \left[1.1 R_T^{-0.57} \left(\frac{\omega \delta_{CLT}}{U}\right)\right]^7 \right)}, \quad (3.7)$$

avec le coefficient de Reynolds $R_T = \frac{u_\tau^2 \delta_{CLT}}{\nu U}$. Le tableau 3.2 présente les différents paramètres du modèle ainsi que des valeurs caractéristiques pour un écoulement en eau.

Paramètres	Valeurs
Vitesse d'écoulement du fluide	$U = 10 \text{ m/s}$
Masse volumique du fluide	$\rho_0 = 1000 \text{ kg/m}^3$
Vitesse de convection	$U_c = 0.8 U \text{ m/s}$
Épaisseur de la couche limite	$\delta_{CLT} = 0.047 \text{ m}$
Vitesse de frottement	$u_\tau = 0.16 \text{ m/s}$
Viscosité cinématique	$\nu = 1.1 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}$
Contrainte de cisaillement	$\tau_\omega = 3 \text{ N/m}^2$

TAB. 3.2 – Paramètres pour un écoulement d'eau à 16°C [63].

3.1.3 Modèle d'interspectre de Corcos

Le modèle d'interspectre proposé par Corcos [54], équation (3.8), décrit la cohérence spatiale dans la couche limite à l'aide d'exponentielles décroissantes selon

$$S_{nn}^{Corcos}(r_x, r_z, \omega) = e^{-\omega \alpha_x \frac{|r_x|}{U_c}} e^{-\omega \alpha_z \frac{|r_z|}{U_c}} e^{-j\omega \frac{r_z}{U_c}}, \quad (3.8)$$

avec r_x et r_z les distances entre capteurs dans le plan (xz), α_x et α_z sont les taux de cohérence suivant x et z . Ces derniers permettent d'exprimer les longueurs de corrélation : $L_x = \frac{1}{|k_{conv}| \alpha_x}$ et $L_z = \frac{1}{|k_{conv}| \alpha_z}$. Dans le domaine des nombres d'onde, le modèle de Corcos est donné par

$$\Theta_{nn}^{Corcos}(k_x, k_z, \omega) = \left(\frac{U_c}{\omega} \right)^2 \frac{4\alpha_x \alpha_z}{\left[\alpha_z^2 + \left(1 - \frac{k_z}{k_{conv}} \right)^2 \right] \left[\alpha_x^2 + \left(\frac{k_x}{k_{conv}} \right)^2 \right]}, \quad (3.9)$$

avec $k_{conv} = \frac{\omega}{U_c}$ le nombre d'onde convectif. La figure 3.6 présente le modèle de Corcos dans le domaine des nombres d'onde et à 3 kHz, le pic convectif est centré sur $k_z = k_{conv}$. Le modèle permet de représenter correctement le pic convectif (hauts nombres d'onde), cependant, il surestime les bas nombres d'onde de plusieurs dizaines de dB. Cela n'est

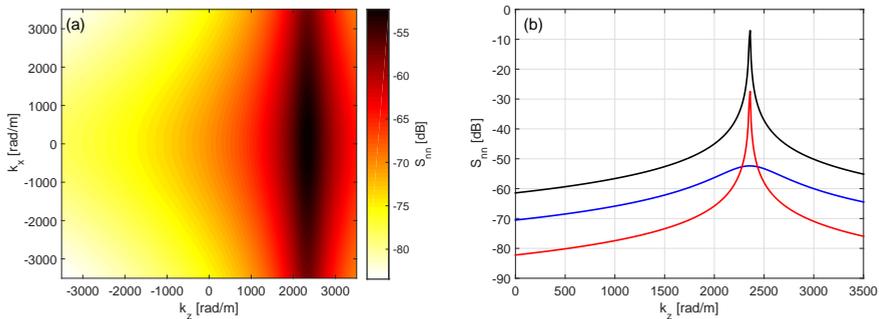


FIG. 3.6 – (a) Évolution du modèle de Corcos dans le domaine des nombres d'onde pour $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$. (b) Évolution du modèle de Corcos suivant k_z : (—) $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$, (—) $\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$ et (—) $\alpha_x = 1/1000$, $\alpha_z = 1/1000$.

pas contraignant dans notre étude puisqu'en utilisant le modèle de Corcos, on se place dans un cas défavorable en surestimant le bruit. Si les longueurs de cohérence (L_x et L_z) sont petites devant la distance entre les capteurs, alors le champ de pression pariétale peut être considéré spatialement décorréolé ($\mathcal{S}_{nn}(r_x, r_z, \omega) \approx S_{nn}^{Goody}(\omega) \mathbf{I}$). Cependant, en pratique il n'est pas possible de faire un nombre infini de moyennes et la matrice interspectrale du bruit peut ne pas être rigoureusement diagonale. Pour des capteurs régulièrement espacés (environ 10 cm suivant x et z), on distingue trois types de bruit correspondant à :

1. un bruit faiblement corrélé (matrice diagonale ou presque diagonale) ($\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$),
2. un bruit partiellement corrélé spatialement (matrice diagonale par bloc) ($\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$),
3. un bruit corrélé spatialement (matrice pleine) ($\alpha_x = 1/1000$, $\alpha_z = 1/1000$).

La figure 3.7 présente le modèle de Corcos pour une antenne de 54 capteurs uniformément répartis et pour différents taux de cohérence. Plus α_x et α_z tendent vers un, plus le modèle tend vers la matrice identité. Les motifs de parcimonie présentés figure 3.7 permettent de visualiser les valeurs de $\Theta_{nn}^{Corcos}(k_x, k_z, \omega)$ supérieures ou égales à l'erreur relative en double précision de Matlab ($2.2 \cdot 10^{-16}$). En dessous de ce seuil, les valeurs peuvent être considérées nulles. Compte tenu de ces résultats, le degré de parcimonie du modèle de Corcos dépend principalement des taux de décroissance et de la fréquence. Plus les valeurs α_x et α_z sont faibles, plus le degré de parcimonie est faible. Il faut également noter que du fait de la décroissance exponentielle de la cohérence, des valeurs d'amplitude faible ($< 10^{-7}$) sont présentes autour de la diagonale et ne sont pas visibles en pleine échelle (figure 3.7).

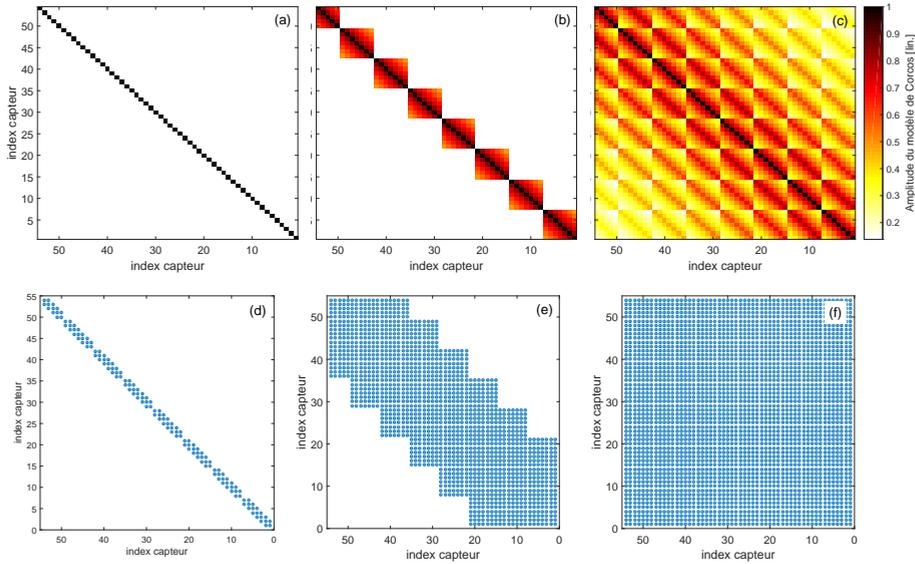


FIG. 3.7 – Matrices interspectrales à 3 kHz : (a) $\alpha_z = 1/8$, $\alpha_x = 1$, (b) $\alpha_z = 1/1200$, $\alpha_x = 1/10$ et (c) $\alpha_z = 1/1000$, $\alpha_x = 1/1000$. Motifs de parcimonie associés aux matrices interspectrales respectivement en (d), (e) et (f).

Si les quantités p_a , p_n et n correspondant à l'équation (3.1) sont indépendantes, la matrice interspectrale du champ de pression totale $\mathbf{S}_{pp}(\omega)$ peut alors s'exprimer par

$$\mathbb{E}\{\mathbf{p}(\omega)\mathbf{p}(\omega)^H\} \approx \mathbf{S}_{pp}(\omega) = \mathbf{S}_{aa}(\omega) + \mathbf{S}_{nn}(\omega) + \sigma_n^2(\omega)\mathbf{I}, \quad (3.10)$$

avec $\mathbf{p}(\omega) = [p(\mathbf{r}_1, \omega) \ p(\mathbf{r}_2, \omega) \ \cdots \ p(\mathbf{r}_M, \omega)]^T$ et H l'opérateur transposé conjugué. La MI du champ de pression liée aux sources acoustiques est donnée par $\mathbf{S}_{aa}(\omega)$ et s'exprime par

$$\mathbf{S}_{aa}(\omega) = \mathbb{E}\{\mathbf{p}_a(\omega)\mathbf{p}_a(\omega)^H\} = \mathbf{G}(\omega) \mathbb{E}\{\mathbf{q}(\omega)\mathbf{q}(\omega)^H\}\mathbf{G}(\omega)^H, \quad (3.11)$$

avec $\mathbf{G}(\omega) \in \mathbb{C}^{M \times N}$ la matrice des fonctions de Green entre l'antenne de capteurs et les sources acoustiques. Les débits volumiques correspondant à ces sources sont dans le vecteur $\mathbf{q}(\omega) \in \mathbb{C}^{N \times 1}$ avec N le nombre de sources. La matrice interspectrale du bruit de couche limite est donnée par $\mathbf{S}_{nn}(\omega)$ et découle directement des modèles de Goody et de Corcos (équation (3.6)). Le bruit de mesure n est supposé indépendant et identiquement (i.i.d.) distribué et suit une distribution gaussienne de variance σ_n^2 . En présence d'un écoulement rapide ou de sources acoustiques de faible niveau, le bruit de l'écoulement $\mathbf{S}_{nn}(\omega)$ peut être supérieur au signal acoustique $\mathbf{S}_{aa}(\omega)$ (RSB négatif). Dans ce cas, il est délicat d'appliquer directement des méthodes d'imagerie pour caractériser les sources et il est préférable de débruiter le champ de pression pariétale.

La section suivante traite des techniques permettant de réduire l'influence du bruit de couche limite lors de mesures en paroi. Les méthodes d'Analyse en Composantes Principales (ACP) et d'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR) sont notamment détaillées. Dans la suite de ce chapitre, la dépendance fréquentielle est omise pour simplifier les notations.

3.2 Réduction du bruit de couche limite

Dans un grand nombre d'applications en lien avec les transports, la caractérisation de source acoustique en écoulement est un enjeu important mais peut s'avérer délicate car le signal acoustique provenant de la source est généralement dominé par le bruit de l'écoulement. Dans la littérature, différentes stratégies ont été proposées pour réduire l'influence du bruit de couche limite. On distingue les techniques qui reposent sur une modification mécanique des capteurs ou de la structure qui subit l'écoulement, des approches qui sont basées sur des algorithmes de débruitage.

Jaeger *et al.* [73] proposent, en tunnel aéroacoustique, de positionner les capteurs derrière une membrane en kevlar (surface poreuse) afin de réduire le bruit de l'écoulement. Idéalement, le matériau annihile l'écoulement et laisse passer les ondes acoustiques qui se propagent à travers la membrane. Cependant, l'impédance de la structure peut changer la réponse de l'antenne et compliquer l'identification de sources acoustiques. Fleury *et al.* [74] ont choisi de prendre en compte cet effet à l'aide d'une technique de calibration. Elle consiste à mesurer les fonctions de transfert entre différents points dans le tunnel et l'antenne de capteurs recouverte par une membrane en kevlar. En tunnel hydrodynamique, Fréchou *et al.* [10] proposent d'utiliser des hydrophones plans dont la membrane est suffisamment grande pour filtrer une partie du bruit de couche limite.

Ce capteur joue le rôle d'un filtre dans le domaine des nombres d'onde [72] et plus la surface de membrane est grande, plus le filtre réduit les hauts nombres d'onde représentatifs de la partie convective de l'écoulement (annexe A). Cependant, l'augmentation de taille des capteurs modifie leurs directivités notamment en hautes fréquences. Dans le même esprit, Lecoq exploite le filtrage naturel d'une plaque pour identifier les bas nombres d'onde dans le domaine automobile [62]. Le champ de pression pariétale est alors identifié de manière indirecte à partir de mesures de vibration et de la méthode RIC (Résolution Inverse Corrigée) [75].

Des algorithmes de débruitage ont également été proposés dans la littérature pour réduire l'influence du bruit de couche limite *a posteriori*. En présence d'un bruit spatialement décorrélé, la méthode la plus couramment utilisée consiste à supprimer les termes diagonaux de la matrice interspectrale du champ de pression pariétale. Cette approche permet d'améliorer les résultats de formation de voies, cependant, cette technique ne traite pas le cas des bruits spatialement corrélés et sous-estime le niveau des sources [76]. De plus, cette approche n'est pas compatible avec toutes les méthodes de caractérisation. Berouti *et al.* proposent [77] d'appliquer la méthode de soustraction spectrale à des signaux de parole perturbés par un bruit large bande. Cette approche considère que le signal provenant d'une source acoustique peut être estimé en soustrayant la contribution du bruit dans le domaine fréquentiel. Dans ce cas, le bruit doit être connu à l'avance, soit par le biais d'une mesure, soit via un modèle de bruit. Cette technique a été appliquée en tunnel aéroacoustique par Blacodon *et al.* [78] et surestime généralement la contribution du bruit et n'est pas adaptée au bruit spatialement corrélé. Blacodon [79] introduit également la méthode SEMWAN (Spectrum Estimation Method With Additive Noise) qui est basée sur la connaissance *a priori* du bruit de CLT et du modèle de propagation. La technique permet d'estimer le débit acoustique de la source étudiée en présence d'un bruit d'écoulement. Cette méthode est basée sur la mesure du bruit de CLT et peut être sensible aux variations du bruit de l'écoulement et aux erreurs concernant le modèle de propagation. Plus récemment Bahr *et al.* [56] appliquent l'Analyse en Composantes Principales (ACP) pour réduire l'influence du bruit de couche limite, cependant, l'ACP peut manquer de robustesse lorsque le bruit de l'écoulement est mal connu. Finez *et al.* [59] proposent de séparer l'information utile du bruit de couche limite via l'Analyse en Composantes Principales Robuste [58]. Il s'agit de décomposer la MI en deux parties, une matrice de rang faible et une matrice parcimonieuse. L'avantage de cette approche est qu'il est possible de séparer de manière aveugle le signal acoustique du bruit d'écoulement. Cependant, cette approche a seulement été étudiée pour un bruit spatialement décorrélé. Leclère *et al.* [57] proposent une méthodologie pour identifier la partie acoustique d'une couche limite turbulente à partir de mesures de pression et de vibration pariétales (RIC). Ils mettent en avant que les deux types de données permettent d'identifier la partie acoustique du champ de pression pariétale en présence d'un bruit spatialement décorrélé.

Dans la suite du chapitre, l'Analyse en Composantes Principales et l'Analyse en Composantes Principales Robuste sont présentées en s'appuyant sur les travaux de

Bahr [56], Finez [59] et Wright [58]. On propose d'étendre la méthode ACPR dans le cas d'un bruit de CLT spatialement corrélé et d'étudier l'influence du paramètre de régularisation sur le résultat de débruitage.

3.2.1 Analyse en Composantes Principales (ACP)

L'Analyse en Composantes Principales est une méthode d'analyse des données généralement utilisée pour réduire la dimension de l'espace de représentation d'un système tout en conservant une représentation pertinente des données. L'ACP appliquée à la matrice interspectrale $\mathbf{S}_{aa} \approx \mathbb{E}\{\mathbf{p}_a \mathbf{p}_a^H\}$ (supposée de rang r_a faible) s'exprime par un couple de matrices $\mathbf{U} \in \mathbb{C}^{M \times M}$, $\mathbf{\Lambda} \in \mathbb{R}_+^{M \times M}$. En pratique l'ACP est calculée à partir d'une décomposition en valeurs et vecteurs propres de la matrice interspectrale telle que

$$\mathbf{S}_{aa} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda} \mathbf{U}^H, \quad (3.12)$$

avec $\mathbf{U} = [\mathbf{u}_1, \dots, \mathbf{u}_r, \dots, \mathbf{u}_M]$ la matrice unitaire composée des M vecteurs propres et $\mathbf{\Lambda}$ la matrice diagonale des valeurs propres $\text{diag}(\mathbf{\Lambda}) = [\sigma_1^2, \dots, \sigma_r^2, 0, \dots, 0]$ classées en ordre décroissant. Le vecteur propre associé à la valeur propre la plus élevée est appelé première composante principale. Sans écoulement ($\mathbf{S}_{nn} = \mathbf{0}$), et en présence d'un bruit de mesure i.i.d. (indépendant et identiquement distribué) de variance σ_n^2 , le champ de pression pariétale s'exprime par

$$\mathbf{S}_{pp} = \mathbf{S}_{aa} + \sigma_n^2 \mathbf{I}. \quad (3.13)$$

La décomposition en valeurs et vecteurs propres de l'équation (3.13) est donnée par

$$\mathbf{S}_{pp} = \mathbf{U} \mathbf{\Lambda} \mathbf{U}^H + \sigma_n^2 \mathbf{I} = \mathbf{U} (\mathbf{\Lambda} + \sigma_n^2 \mathbf{I}) \mathbf{U}^H. \quad (3.14)$$

L'ACP peut alors être utilisée pour séparer les sous-espaces bruit \mathbf{U}_n et signal \mathbf{U}_s [80] lorsque des données sont bruitées,

$$\mathbf{S}_{pp} \approx (\mathbf{U}_s, \mathbf{U}_n) \begin{pmatrix} \mathbf{\Lambda}_s & 0 \\ 0 & \sigma_n^2 \mathbf{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mathbf{U}_s^H \\ \mathbf{U}_n^H \end{pmatrix}, \quad (3.15)$$

avec $\mathbf{\Lambda}_s$ la matrice diagonale comprenant les r_a premières valeurs propres. Si la matrice \mathbf{S}_{aa} est de rang faible et que le rapport signal-à-bruit (RSB) est convenable, elle peut être estimée ($\tilde{\mathbf{S}}_{aa}$) en conservant seulement les valeurs propres les plus significatives de telle sorte que

$$\tilde{\mathbf{S}}_{aa} = \mathbf{U}_s \mathbf{\Lambda}_s \mathbf{U}_s^H. \quad (3.16)$$

Le nombre de sources indépendantes constitue également un indicateur pour définir la limite du sous-espace signal. En présence d'un bruit important ($\mathbf{S}_{nn} \neq \mathbf{0}$), il est délicat d'effectuer cette séparation ou de déterminer la contribution du bruit sur les valeurs propres contenant de l'information.

Bahr *et al.* [56] proposent d'utiliser la connaissance *a priori* du bruit de CLT pour blanchir les données correspondant au bruit. Cela revient à rendre la matrice interspectrale du bruit diagonale et unitaire. La première étape consiste à décomposer en valeurs et vecteurs propres une estimation de la matrice interspectrale du bruit d'écoulement $\tilde{\mathbf{S}}_{nn}$:

$$\tilde{\mathbf{S}}_{nn} = \mathbf{S}_{nn} + \sigma_n^2 \mathbf{I} = \mathbf{X} \mathbf{\Lambda}_X \mathbf{X}^H, \quad (3.17)$$

avec $\mathbf{\Lambda}_X = \text{diag}(\lambda_1, \dots, \lambda_n) \in \mathbb{R}_+^{M \times M}$ et $\mathbf{X} \in \mathbb{C}^{M \times M}$ les matrices correspondant aux M valeurs et vecteurs propres. Lorsque le bruit est spatialement décorréolé, \mathbf{X} tend vers une matrice diagonale. L'opérateur de blanchiment est donné par :

$$\mathbf{W} = \mathbf{X} \mathbf{\Lambda}_X^{-1/2}. \quad (3.18)$$

En appliquant l'opérateur de blanchiment sur la MI totale \mathbf{S}_{pp} , la matrice blanchie $\mathbb{E}\{\mathbf{p}_w \mathbf{p}_w^H\}$ avec $\mathbf{p}_w = \mathbf{W}^H \mathbf{p}$ devient

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{S}}_{pp,W} &= \mathbf{W}^H (\mathbf{S}_{aa} + \mathbf{S}_{nn} + \sigma_n^2 \mathbf{I}) \mathbf{W} \\ &= \mathbf{S}_{aa,W} + \mathbf{I}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

La MI blanchie débruitée $\hat{\mathbf{S}}_{aa,W}$ peut alors être estimée en soustrayant la matrice identité à $\hat{\mathbf{S}}_{pp,W}$. Généralement la soustraction s'opère après la décomposition en vecteurs propres \mathbf{U} et valeurs propres (contenues dans la matrice diagonale $\boldsymbol{\theta}$) de $\hat{\mathbf{S}}_{pp,W}$ de sorte que

$$\hat{\mathbf{S}}_{aa,W} = \mathbf{U} (\boldsymbol{\theta} - \mathbf{I}) \mathbf{U}^H. \quad (3.20)$$

Ensuite la matrice interspectrale $\hat{\mathbf{S}}_{aa,W}$ peut être exprimée dans le domaine physique en appliquant l'inverse de l'opérateur de blanchiment

$$\hat{\mathbf{S}}_{aa} = (\mathbf{W}^H)^{-1} \hat{\mathbf{S}}_{aa,W} \mathbf{W}^{-1}. \quad (3.21)$$

En pratique, l'opération de soustraction peut engendrer des valeurs propres négatives qui ne satisfont pas la propriété des matrices semi-définies positives. Dans ce cas, les valeurs négatives ou proches de zéro sont fixées à zéro. Cette opération correspond à la phase de réduction des dimensions du problème de l'ACP. La méthode est synthétisée à travers l'algorithme 1. Il faut noter que cette méthode de débruitage dépend directement de la qualité de l'estimation du bruit.

Algorithme 1 : Analyse en Composantes Principales [56].

Entrées : $\mathbf{S}_{pp}, \tilde{\mathbf{S}}_{nn}$
 $[\mathbf{X}, \mathbf{\Lambda}] = \text{eig}(\tilde{\mathbf{S}}_{nn}), \mathbf{W} = \mathbf{X} \mathbf{\Lambda}^{-1/2},$
 $\hat{\mathbf{S}}_{pp,W} = \mathbf{W}^H \mathbf{S}_{pp} \mathbf{W}, [\mathbf{U}, \boldsymbol{\theta}] = \text{eig}(\hat{\mathbf{S}}_{pp,W}),$
 $\hat{\mathbf{S}}_{aa} = (\mathbf{W}^H)^{-1} \mathbf{U} \text{pos}(\boldsymbol{\theta} - \mathbf{I}) \mathbf{U}^H \mathbf{W}^{-1}.$
 /* pos(X)=max(X,0). X doit être réel
Sortie : $\hat{\mathbf{S}}_{aa}$

*/

3.2.2 Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR)

Dans cette partie, on propose d'expliciter l'Analyse en Composantes Principales Robuste dans le contexte de la réduction du bruit de CLT. L'ACPR est utilisée pour faire de la complétion de matrice et permet de décomposer une matrice donnée en une matrice de rang faible et une matrice parcimonieuse [58]. Cette approche a notamment été employée en traitement d'image (colorisation d'image, reconnaissance faciale, ...) [81]. Plus récemment Finez *et al.* ont appliqué l'ACPR [59] en aéroacoustique pour réduire l'influence du bruit d'écoulement. Ils ont montré qu'en présence d'un bruit décorrélé, l'approche permet d'estimer de manière aveugle les matrices interspectrales correspondant au signal acoustique et au bruit.

Les travaux présentés dans la suite s'inscrivent dans la continuité de ceux de Finez *et al.* et on propose d'adapter l'ACPR au bruit de CLT corrélé spatialement. On s'intéressera également à l'influence des paramètres de régularisation et de relaxation de la méthode.

3.2.2.1 Bruit décorrélé ou partiellement corrélé spatialement

L'ACPR appliquée au débruitage a pour objectif de séparer l'information acoustique du bruit de couche limite en exploitant, respectivement, les propriétés de rang faible et la structure parcimonieuse des MI du signal acoustique \mathbf{S}_{aa} et du bruit \mathbf{S}_{nn} . Dans ce cas, la matrice interspectrale du champ de pression pariétale \mathbf{S}_{pp} (équation (3.10)) peut se décomposer en une partie acoustique $\mathbf{Q} \in \mathbb{C}^{M \times M}$ supposée de rang faible et une partie liée au bruit $\mathbf{D} \in \mathbb{C}^{M \times M}$ considérée parcimonieuse, telle que

$$\mathbf{S}_{pp} = \mathbf{Q} + \mathbf{D}. \quad (3.22)$$

L'hypothèse de rang faible signifie que le nombre de sources indépendantes est relativement faible devant le nombre de capteurs. Par exemple, un rang égal à 1 correspond à une source corrélée. La figure 3.8 illustre les matrices interspectrales de la partie acoustique (voir section 2.2) et d'un bruit de CLT spatialement décorrélé. A cette fréquence, les autospectres de la composante acoustique sont principalement corrompus par le bruit de l'écoulement. Dans ces conditions, l'ACPR peut être utilisée pour estimer les inconnues que sont la partie acoustique $\hat{\mathbf{Q}}$ et le bruit $\hat{\mathbf{D}}$ en minimisant conjointement la fonctionnelle suivante

$$\begin{aligned} (\hat{\mathbf{Q}}, \hat{\mathbf{D}}) = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{Q}, \mathbf{D}} \{rang(\mathbf{Q}) + \lambda \|\mathbf{D}\|_0\}, \\ \text{s.c. } \mathbf{S}_{pp} = \mathbf{Q} + \mathbf{D}, \end{aligned} \quad (3.23)$$

avec λ le paramètre de régularisation qui permet de faire un compromis entre les deux termes. Malheureusement, cette formulation est non convexe et difficile à résoudre numériquement [58] et le problème peut être relaxé afin de le rendre convexe. La norme

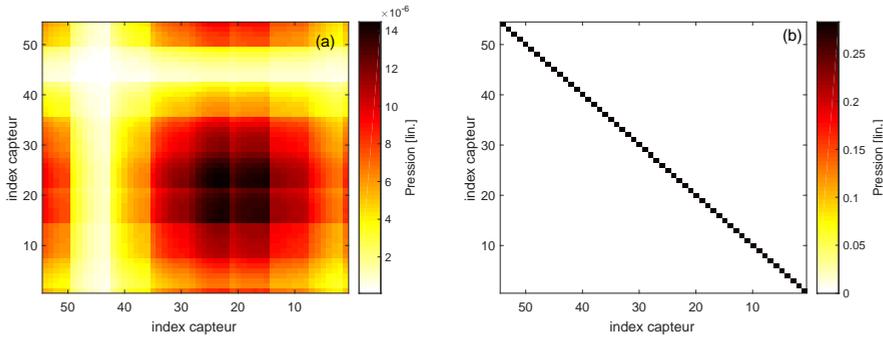


FIG. 3.8 – Valeurs absolues des matrices interspectrales pour un bruit spatialement décorrélé à 3 kHz : (a) partie acoustique, (b) partie bruit ($\alpha_x = 1$ et $\alpha_z = 1/8$).

ℓ_0 est remplacée par la norme ℓ_1 et la fonction estimant le rang est remplacée par la norme nucléaire [82]. L'équation (3.24) devient alors

$$(\hat{\mathbf{Q}}, \hat{\mathbf{D}}) = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{Q}, \mathbf{D}} \{ \|\mathbf{Q}\|_* + \lambda \|\mathbf{D}\|_1 \}, \quad (3.24)$$

s.c. $\mathbf{S}_{pp} = \mathbf{Q} + \mathbf{D}$,

Le problème d'optimisation est résolu en relaxant l'équation (3.24) et la contrainte d'égalité est remplacée par un terme d'attache aux données [58], conduisant à

$$(\hat{\mathbf{Q}}, \hat{\mathbf{D}}) = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{Q}, \mathbf{D}} \{ \mu \|\mathbf{Q}\|_* + \lambda \mu \|\mathbf{D}\|_1 + \frac{1}{2} \|\mathbf{S}_{pp} - \mathbf{Q} - \mathbf{D}\|_F^2 \}. \quad (3.25)$$

La norme de Frobenius d'une matrice $\|\mathbf{M}\|_F$ s'exprime par

$$\|\mathbf{M}\|_F = \sqrt{\sum_{i,j} |M_{i,j}|^2}. \quad (3.26)$$

Lorsque μ tend vers zéro, les solutions de l'équation (3.25) convergent vers l'équation (3.24). Le problème d'optimisation est résolu en optimisant simultanément les deux sous-problèmes,

$$\hat{\mathbf{Q}}_{k+1} = \underbrace{\text{Argmin}}_{\hat{\mathbf{Q}}_k} \{ \mu_k \|\hat{\mathbf{Q}}_k\|_* + \frac{1}{2} \|\hat{\mathbf{S}}_{pp} - \hat{\mathbf{Q}}_k - \hat{\mathbf{D}}_k\|_F^2 \}, \quad (3.27)$$

$$\hat{\mathbf{D}}_{k+1} = \underbrace{\text{Argmin}}_{\hat{\mathbf{D}}_k} \{ \lambda \mu_k \|\hat{\mathbf{D}}_k\|_1 + \frac{1}{2} \|\hat{\mathbf{S}}_{pp} - \hat{\mathbf{Q}}_k - \hat{\mathbf{D}}_k\|_F^2 \},$$

avec un algorithme de gradient proximal (AGP) accéléré (méthode FISTA) [83]. En pratique, le paramètre μ décroît, à chaque itération, de manière géométrique tel que

$\mu_k = \max\{\alpha\mu_{k-1}, \bar{\mu}\}$ avec la valeur seuil $\bar{\mu} = 10^{-10}$ [84]. En pratique, la matrice interspectrale du bruit peut être fortement corrélée spatialement à cause du bruit généré par la machinerie et l'hypothèse de parcimonie sur la matrice interspectrale du bruit n'est pas vérifiée. Dans la section suivante, on propose d'adapter l'ACPR pour traiter le cas du bruit spatialement corrélé.

3.2.2.2 Bruit spatialement corrélé

En présence d'un bruit fortement corrélé spatialement, l'*a priori* de parcimonie lié à la matrice \mathbf{D} n'est plus vérifié. Il est alors crucial de rendre la matrice \mathbf{D} parcimonieuse pour appliquer l'ACPR. La matrice interspectrale du champ de pression total \mathbf{S}_{pp} est alors projetée sur les vecteurs propres \mathbf{X} associés au bruit de CLT (équation (3.17)) et s'exprime

$$\mathbf{S}_{pp,X} = \mathbf{Q}_X + \mathbf{D}_X, \quad (3.28)$$

avec

$$\mathbf{Q}_X = \mathbf{X}^H \hat{\mathbf{S}}_{aa} \mathbf{X} \text{ et } \mathbf{D}_X = \mathbf{X}^H \left(\hat{\mathbf{S}}_{nn} + \sigma_n^2 \mathbf{I} \right) \mathbf{X}. \quad (3.29)$$

La phase de projection diagonalise le problème et la diagonale de la matrice \mathbf{D}_X correspond aux valeurs propres du bruit supposées inconnues. A travers cette étape de projection, on considère que la structure du bruit est connue (vecteurs propres de la MI du bruit). L'ACPR peut alors être appliquée à l'équation (3.28) et se réécrit naturellement sous la forme

$$\begin{aligned} (\hat{\mathbf{Q}}_X, \hat{\mathbf{D}}_X) &= \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{Q}_X, \mathbf{D}_X} \{ \|\mathbf{Q}_X\|_* + \lambda \|\mathbf{D}_X\|_1 \}, \\ \text{s.c. } \mathbf{S}_{pp,X} &= \mathbf{Q}_X + \mathbf{D}_X. \end{aligned} \quad (3.30)$$

Les solutions $\hat{\mathbf{Q}}$ et $\hat{\mathbf{D}}$ peuvent ensuite s'exprimer dans le domaine physique

$$\hat{\mathbf{Q}} = \mathbf{X} \hat{\mathbf{Q}}_X \mathbf{X}^H \text{ et } \hat{\mathbf{D}} = \mathbf{X} \hat{\mathbf{D}}_X \mathbf{X}^H. \quad (3.31)$$

La matrice des vecteurs propres \mathbf{X} peut être déterminée à partir d'un modèle ou bien à partir de la mesure du bruit de couche limite. Dans ce cas, la qualité du débruitage dépend de la précision concernant l'estimation de la matrice \mathbf{X} . Il faut cependant noter que la méthode est plus robuste que l'ACP car l'ACPR ne souffre pas des variations (augmentation ou diminution) de la puissance du bruit de couche limite tant que la structure du bruit \mathbf{X} est connue.

La partie suivante présente brièvement la résolution du problème d'optimisation à partir d'un algorithme proximal. Le lecteur intéressé par ces algorithmes peut se référer à Parikh *et al.* [85].

3.2.2.3 Résolution du problème d'optimisation via un algorithme proximal

Les algorithmes proximaux (AP) sont utilisés pour résoudre des problèmes d'optimisation convexes. Lorsque l'on cherche à résoudre un problème parcimonieux relaxé, les fonctions de coût à minimiser peuvent s'écrire sous la forme

$$x = \underbrace{\text{Argmin}}_x \{f(x) + \lambda g(x)\}, \quad (3.32)$$

avec x la solution du problème d'optimisation, $f(x) = \|x\|_2^2$ le terme d'attache aux données, $g(x) = \|x\|_1$ le terme de pénalité et λ le paramètre de régularisation [85]. L'AP s'exprime sous la forme

$$x_{k+1} = \text{prox}_{\lambda\tau}^g(x_k - \tau \nabla f(x_k)), \quad (3.33)$$

avec τ le pas associé à la descente de gradient. D'après [85, 83], un choix judicieux de τ pour assurer la convergence de l'algorithme proximal se situe dans l'intervalle $[0, 1/L]$ où L est la constante de Lipschitz de $\nabla f(x)$. Dans notre application, le terme d'attache aux données s'exprime par $\frac{1}{2} \|\hat{\mathbf{S}}_{pp} - \hat{\mathbf{Q}}_k - \hat{\mathbf{D}}_k\|_F^2$ (équation (3.25)) et la constante de Lipschitz L est égale à 2 [86] et on choisit $\tau = \frac{1}{L} = \frac{1}{2}$. L'équation (3.33) ressemble à la méthode de descente de gradient qui est l'argument de l'opérateur proximal $\text{prox}_{\lambda\tau}^g$. La principale opération consiste à estimer l'opérateur proximal correspondant à la fonction $g(x) = \|x\|_1$, soit la fonction de seuillage doux [87], qui s'exprime pour $x \in \mathbb{R}$,

$$\text{prox}_{\lambda\tau}^{\ell_1} = \text{sign}(x) \max\{|x| - \lambda\tau, 0\}, \quad (3.34)$$

et pour $x \in \mathbb{C}$,

$$\text{prox}_{\lambda\tau}^{\ell_1} = \frac{\max\{|x| - \lambda\tau, 0\}}{\max\{|x| - \lambda\tau, 0\} + \lambda\tau} x, \quad (3.35)$$

avec $\lambda\tau$ le terme de seuillage. L'opérateur proximal associé à la norme ℓ_0 correspond à la fonction de seuillage dur

$$\text{prox}_{\lambda\tau}^{\ell_0} = (|x| > \lambda\tau) x. \quad (3.36)$$

La figure 3.9 illustre les effets de seuillage sur une fonction linéaire. La fonction de seuillage dur consiste à mettre à zéro les valeurs de x dans l'intervalle $[-\lambda\tau, \lambda\tau]$. Le seuillage doux met à zéro les valeurs dans $[-\lambda\tau, \lambda\tau]$ et réduit l'amplitude des valeurs à l'extérieur.

La version accélérée de l'AP inclut une étape d'extrapolation [83] :

$$\begin{aligned} y_{k+1} &= x_k + \beta_k(x_k - x_{k-1}), \\ x_{k+1} &= \text{prox}_{\lambda\tau}^g(y_{k+1} - \tau \nabla f(y_{k+1})), \end{aligned} \quad (3.37)$$

avec β_k choisi pour accélérer la convergence. Beck *et al.* [83] expriment β_k par

$$\beta_k = \frac{t_k - 1}{t_{k+1}}, \quad (3.38)$$

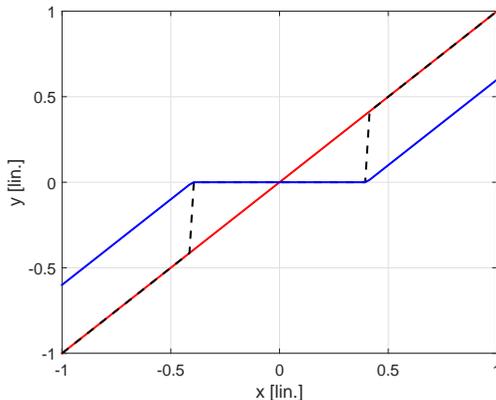


FIG. 3.9 – Effet du seuillage doux (—) et dur (- - -) sur le signal (—) avec $\lambda\tau = 0.5$.

avec $t_{k+1} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4t_k^2}}{2}$. Pour plus d'informations concernant les algorithmes proximaux accélérés, le lecteur peut se référer aux travaux de Nesterov [88].

L'Analyse en Composantes Principales Robuste, équations (3.27 et 3.30), est alors effectuée en utilisant un algorithme proximal accéléré. Le code associé à l'ACPR est présenté dans l'algorithme 2. Un seuillage doux est alors appliqué sur

- les valeurs singulières de \mathbf{Q}_k afin de minimiser sa norme nucléaire,
- les valeurs de \mathbf{D}_k pour minimiser sa norme ℓ_1 .

L'avantage de l'Analyse en Composantes Principales Robuste proposée est de pouvoir estimer de manière conjointe la partie acoustique ainsi que le bruit de l'écoulement lorsque que ce dernier est décorrélé ou corrélée spatialement. La partie suivante présente une validation de la méthode à travers différentes simulations numériques.

3.3 Validation numérique

Cette section propose une validation numérique de l'ACPR, détaillée en section 3.2.2. Il s'agit d'évaluer l'efficacité de la méthode à séparer l'information acoustique du bruit de l'écoulement, qu'il soit décorrélé ou corrélé spatialement. La propagation acoustique est modélisée à partir de la fonction de Green pour un guide d'onde rigide infiniment long de section S (partie 2.2). Le bruit de couche limite turbulente est synthétisé à partir des modèles de Corcos et de Goody pour différentes valeurs de cohérence spatiale (section 3.1). L'antenne de capteurs, positionnée en paroi du guide d'onde, est composée de 54 capteurs uniformément répartis. Dans un premier temps, l'influence des paramètres de relaxation α et de régularisation λ sur l'estimation des inconnus (\mathbf{Q} et \mathbf{D}) est étudiée. Il s'agit d'évaluer les erreurs relatives associées à la partie acoustique $E_{\lambda, \alpha}^{ac}$ et au bruit

Algorithme 2 : Analyse en Composantes Principales Robuste : via des gradients proximaux accélérés.

Entrées pour un bruit décorrélé : S_{pp} , λ , α ,
Entrées pour un bruit corrélé : S_{pp} , \hat{S}_{nn} , λ , α ,
Initialisation : $Q_1 = Q_2 = \mathbf{0}$,
 $D_1 = D_2 = \mathbf{0}$, $t_1 = t_2 = 1$,
 $\bar{\mu} = 10^{-10}$, $\mu_1 = 0.99\|S_{pp}\|_2$, $\mu_2 = 0.99\|S_{pp}\|_2$,
si $exist(\hat{S}_{nn})$ **alors**
 /* Projection matricielle */
 $[X, \Lambda] = eig(\hat{S}_{nn})$,
 $S_{pp,X} = X^H S_{pp} X$,
sinon
 $S_{pp,X} = S_{pp}$,
fin
pour $k=2 : N$ **faire**
 $Y_k^Q = Q_k + \left(\frac{t_{k-1} - 1}{t_k}\right) (Q_k - Q_{k-1})$,
 $Y_k^D = D_k + \left(\frac{t_{k-1} - 1}{t_k}\right) (D_k - D_{k-1})$,
 $S_{X,k}^Q = Y_k^Q - \frac{1}{2} (Y_k^Q + Y_k^D - S_{pp,X})$,
 $S_{X,k}^D = Y_k^D - \frac{1}{2} (Y_k^Q + Y_k^D - S_{pp,X})$,
 /* Seuillage doux des valeurs singulières */
 $(U, S, V) = SVD(S_{X,k}^Q)$,
 $Q_{k+1} = U prox_{\frac{\lambda\mu_k}{2}}^{\ell_1}(S) V^H$,
 /* Seuillage doux */
 $D_{k+1} = prox_{\frac{\lambda\mu_k}{2}}^{\ell_1}(S_{X,k}^D)$,
 $t_{k+1} = \frac{1 + \sqrt{1 + 4t_k^2}}{2}$,
 $\mu_{k+1} = \max(\alpha\mu_k, \bar{\mu})$,
fin
si $exist(\hat{S}_{nn})$ **alors**
 /* Retour dans le domaine physique */
 $\hat{Q} = X Q_{k+1} X^H$, $\hat{D} = X D_{k+1} X^H$,
sinon
 $\hat{Q} = Q_{k+1}$, $\hat{D} = D_{k+1}$,
fin
Sorties : \hat{Q} , \hat{D} .

$E_{\lambda,\alpha}^n$ telles que

$$E_{\lambda,\alpha}^{ac} = \frac{\|\hat{Q}_{\lambda,\alpha} - Q\|_F}{\|Q\|_F} \text{ et } E_{\lambda,\alpha}^n = \frac{\|\hat{D}_{\lambda,\alpha} - D\|_F}{\|D\|_F}, \quad (3.39)$$

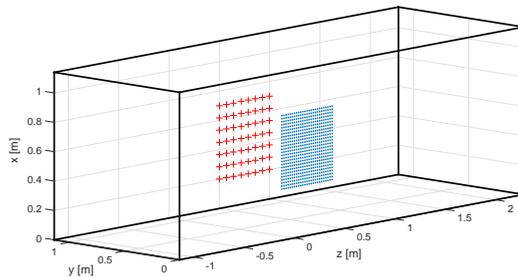


FIG. 3.10 – Positions relatives du plan de l’antenne de capteurs (+), du plan des sources (\dots). $S = 1.14 \text{ m} \times 1.14 \text{ m}$.

avec \mathbf{Q} et \mathbf{D} les solutions théoriques. Lorsque α est fixé les erreurs deviennent E_{λ}^{ac} et E_n^n . La robustesse de l’ACPR est ensuite analysée pour différentes valeurs de corrélation spatiale et différents nombres de sources acoustiques. Enfin, l’ACP et l’ACPR sont comparées numériquement afin d’évaluer la robustesse de ces méthodes face aux variations du niveau de puissance du bruit de CLT.

3.3.1 Influence du paramètre de relaxation

La contrainte d’égalité dans l’équation (3.24) est remplacée par un terme d’adéquation aux données (équation (3.25)). En pratique, la convergence est obtenue en faisant décroître le paramètre μ , à chaque itération, tel que $\mu_k = \max\{\alpha\mu_{k-1}, \bar{\mu}\}$ avec $\bar{\mu}$ une valeur seuil fixée à 10^{-10} [84]. La figure 3.11 présente l’évolution de la convergence des solutions en fonction du paramètre α et du nombre d’itérations. Dans cette partie, le paramètre de régularisation optimal λ_{opt} défini par

$$\lambda_{opt} = \underbrace{\text{Argmin}}_{\lambda} \left\{ \frac{\|\hat{\mathbf{Q}}_{\lambda, \alpha} - \mathbf{Q}\|_F}{\|\mathbf{Q}\|_F} \right\}, \quad (3.40)$$

est utilisé et on suppose que les solutions sont connues. Le paramètre de relaxation α influence nettement la convergence de l’ACPR. Plus α est petit, plus l’algorithme converge rapidement, alors que plus le paramètre α tend vers 1, plus la vitesse de convergence est lente et plus la solution est précise. Il s’agit alors de trouver un compromis entre vitesse de convergence et précision de la solution. Sauf indication contraire, α est fixé à 0.9 dans la suite du document.

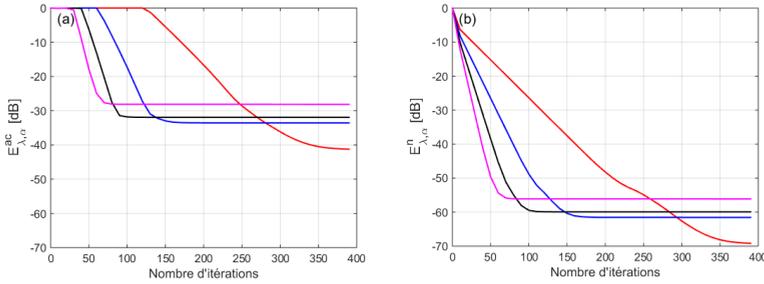


FIG. 3.11 – Évolutions de la convergence à 3 kHz des solutions en fonction de α : (—) 0.8, (—) 0.85, (—) 0.9 et (—) 0.95 ($\alpha_x = 1/10$), $\alpha_z = 1/1200$) : (a) $E_{\lambda_{opt},\alpha}^{ac}$ et (b) $E_{\lambda_{opt},\alpha}^n$.

3.3.2 Estimation du paramètre de régularisation

Dans le cas de l'Analyse en Composantes Principales Robuste, le paramètre λ permet de faire un compromis entre les contraintes de rang faible et de parcimonie. En pratique le paramètre de régularisation n'est pas connu. Cependant, il peut être estimé numériquement lors de simulations à partir de l'équation (3.40). La figure 3.12 illustre l'influence du paramètre de régularisation et du nombre d'itérations sur la précision des solutions. Le paramètre de régularisation λ_{opt} correspond au minimum de $E_{\lambda_{opt}}^{ac}$ figure 3.12. Wright *et al.* [58] proposent un paramètre de régularisation universel

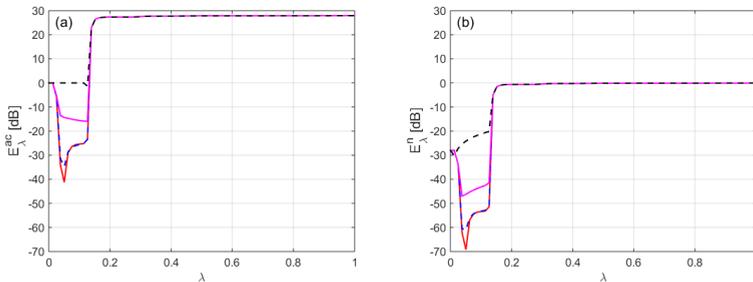


FIG. 3.12 – Évolution de la convergence à 3 kHz des solutions concernant (a) $E_{\lambda_{opt}}^{ac}$ et (b) $E_{\lambda_{opt}}^n$ en fonction du paramètre de régularisation et du nombre d'itérations : (—) 400, (---) 300, (—) 200 et (---) 100 ($\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$, $\alpha = 0.95$).

$\lambda_{uni} = M^{-1/2}$ avec M le nombre de capteurs. Pour notre application, il paraît délicat de considérer que le paramètre de régularisation reste invariant. Chandrasekran *et al.* [89] ont montré qu'il existe un intervalle donné de λ qui permet une bonne estimation des solutions. En conséquence, ils proposent d'étudier la variation Δ_λ de la solution telle que

$$\Delta_\lambda = \|\hat{Q}_{\lambda-\epsilon} - \hat{Q}_\lambda\|_F + \|\hat{D}_{\lambda-\epsilon} - \hat{D}_\lambda\|_F, \quad (3.41)$$

en commençant à $\lambda=0$ puis en incrémentant le paramètre d'un coefficient ϵ . La figure 3.13 présente l'évolution de l'erreur $E_{\lambda,\alpha}^{ac}$ ainsi que la variation de la solution Δ_λ en fonction du paramètre de régularisation. Selon Chandrasekran *et al.*, le paramètre de régularisation optimal peut être identifié comme le minimum local de Δ_λ compris entre deux maxima locaux. Ce plateau traduit une faible variation de la solution et peut indiquer la zone correspondant à un paramètre de régularisation optimal. En basses fréquences, il peut être délicat d'identifier les deux maxima et le plateau n'est pas toujours visible (figure 3.13 (b)). Il est possible d'estimer le paramètre de régularisation

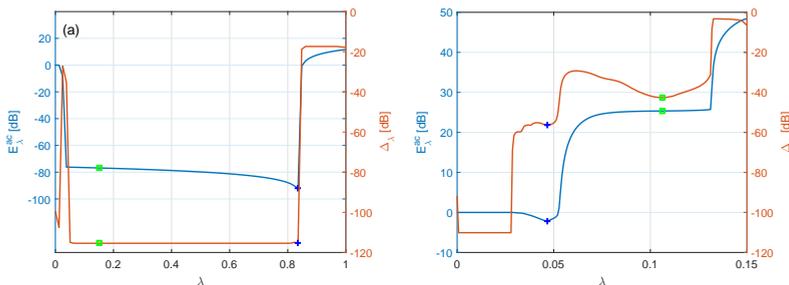


FIG. 3.13 – Évolution de l'erreur relative $E_{\lambda,\alpha}^{ac}$ (—) et de la variation de la solution Δ_λ (—) en fonction du paramètre de régularisation, avec λ_{opt} (+), le minimum local de Δ_λ (□), (a) à 4 kHz pour $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$ et (b) à 1.5 kHz pour $\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$.

en analysant la courbe de compromis (ou courbe en L) correspondant à la deuxième fonctionnelle de l'équation (3.27). Il s'agit d'étudier l'évolution de $\|\hat{D}_\lambda\|_1$ et de $\|\hat{S}_{pp} - \hat{Q}_\lambda - \hat{D}_\lambda\|_F$ en fonction de λ , figure 3.14, et de trouver le paramètre de régularisation $\lambda_{L_{curve}}$ qui correspond au maximum de courbure de la courbe. Ce maximum peut être localisé en cherchant le point qui maximise la normale à la droite noire (figure 3.14). En pratique, il peut être délicat de l'estimer car la courbe peut être multimodale (figure 3.14 (b)).

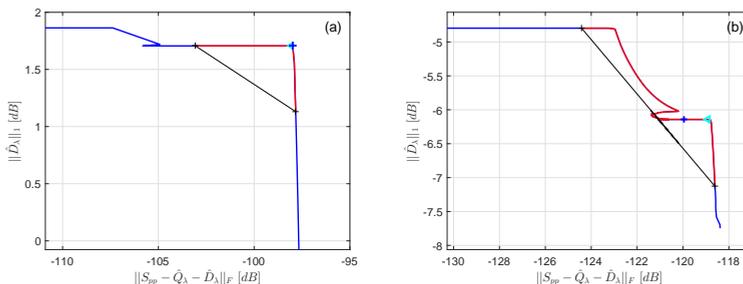


FIG. 3.14 – Évolution de la courbe de compromis (—) et de la zone de recherche restreinte (—). λ_{opt} (○), $\lambda_{L_{curve}}$ (◀) avec (a) à 4 kHz pour $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$ et (b) à 7.5 kHz pour $\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$.

3.3.3 Influence de la corrélation spatiale du bruit

Cette partie présente l'influence de la corrélation spatiale du bruit de CLT sur l'ACPR. Comme explicité en section 3.1.3, la structure du bruit impacte directement la parcimonie de la matrice \mathbf{S}_{nn} (figure 3.15). Il paraît alors logique que plus le degré de parcimonie de la matrice \mathbf{S}_{nn} est faible, plus il est délicat d'appliquer l'ACPR. La

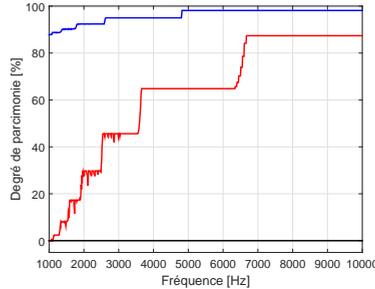


FIG. 3.15 – Évolution du degré de parcimonie de \mathbf{S}_{nn} en fonction de la fréquence pour (—) $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$, (—) $\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$ et (—) $\alpha_x = 1/1000$, $\alpha_z = 1/1000$.

figure 3.16 présente l'évolution de l'erreur relative $E_{\lambda, \alpha}^{ac}$, en fonction du paramètre de régularisation et de la fréquence, pour les trois types de bruit suivants :

1. un bruit faiblement corrélé (matrice diagonale ou presque diagonale) ($\alpha_x = 1, \alpha_z = 1/8$),
2. un bruit partiellement corrélé spatialement (matrice diagonale par bloc) ($\alpha_x = 1/10, \alpha_z = 1/1200$),
3. un bruit corrélé spatialement (matrice pleine) ($\alpha_x = 1/1000, \alpha_z = 1/1000$).

Dans le dernier cas, le problème est projeté sur les vecteurs propres du bruit (conformément à la section 3.2.2.2) afin de diagonaliser le contribution du bruit. Pour un bruit faiblement corrélé, figure 3.16 (a)-(d), on constate que le paramètre de régularisation λ_{opt} croît en fonction de la fréquence. Cela est directement lié à l'augmentation du degré de parcimonie de la matrice \mathbf{S}_{nn} (figure 3.15) avec la fréquence (ou diminution de la cohérence). Dans le cas d'un bruit partiellement corrélé (figure 3.15 (c)-(d)), les longueurs de corrélation sont trop grandes en basses fréquences ce qui réduit les performances de l'ACPR (en dessous de 2 kHz). La phase de projection proposée (section 3.2.2.2) permet d'étendre l'ACPR et de traiter le cas d'un bruit fortement corrélé spatialement. Le paramètre de régularisation optimal dans le cas 3 (figure 3.16 (e)-(f)) est relativement constant en fonction de la fréquence car la phase de projection a décorréla la matrice associée au bruit sur l'ensemble de la bande de fréquences. On note également que le paramètre de régularisation proposé par Wright peut induire une erreur importante, pour les cas 1 et 2, sur l'estimation des inconnues. Le paramètre de régularisation basé sur l'étude de la variation de la solution, équation (3.41), semble être le plus robuste et c'est celui-ci qui est choisi dans la suite du document.

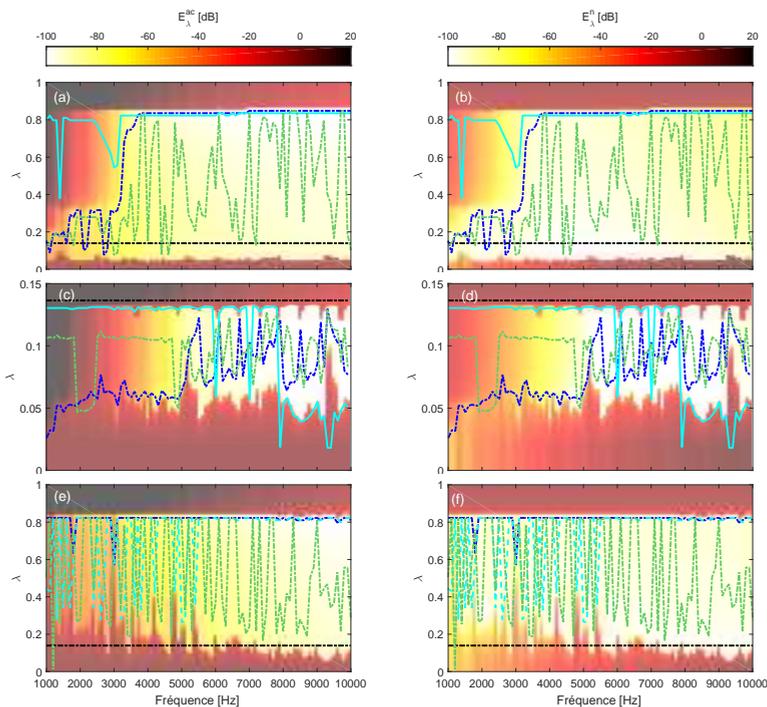


FIG. 3.16 – Évolution des erreurs E_{λ}^{ac} et E_{λ}^n en fonction de la fréquence et du paramètre de régularisation : λ_{opt} (---), λ_{uni} (---), minimum local de Δ_{λ} (---) et $\lambda_{L_{courve}}$ (—). (a)-(b) $\alpha_x = 1, \alpha_z = 1/8$ (bruit faiblement corrélé), (c)-(d) $\alpha_x = 1/10, \alpha_z = 1/1200$ (bruit partiellement corrélé) et (e)-(f) $\alpha_x = 1/1000, \alpha_z = 1/1000$ (bruit corrélé).

3.3.4 Influence du nombre de sources acoustiques

Cette sous-section présente l'influence du nombre de sources acoustiques indépendantes sur la qualité du débruitage avec l'ACPR en présence d'un bruit spatialement décorré. Les figures 3.17 et 3.18 illustrent les évolutions des DSP pariétales en fonction de la fréquence et en présence de 5 et 20 sources. Malgré les 20 sources indépendantes, la partie acoustique et le bruit de l'écoulement peuvent être identifiés de manière aveugle. Il faut noter que les solutions convergent moins précisément lorsque le nombre de sources est élevé, figure 3.19, ce qui se traduit par une surestimation des faibles valeurs propres des MI. Cependant, cette surestimation joue peu sur le résultat global et un nombre raisonnable de sources acoustiques ne semble pas limiter l'application de l'ACPR. Cela est certainement lié à la relaxation du problème d'optimisation qui remplace le rang par une norme nucléaire (section 3.2.2). Dans ce cas, on ne cherche pas à minimiser le nombre de valeurs propres supérieures à zéro mais plutôt à minimiser la somme des valeurs propres, ce qui ne limite pas le nombre de sources indépendantes.

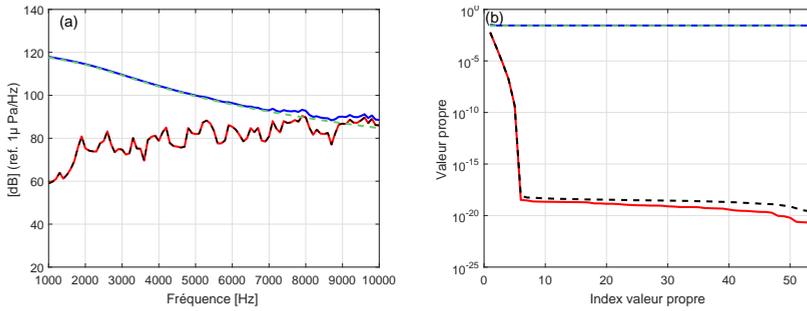


FIG. 3.17 – (a) DSP et (b) valeurs propres : du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du signal débruité avec l'ACPR (---) avec $\alpha_x = 1, \alpha_z = 1/8$ pour 5 sources décorréliées.

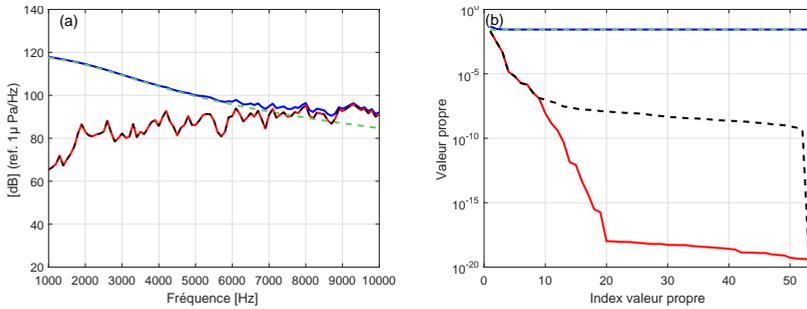


FIG. 3.18 – (a) DSP et (b) valeurs propres : du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du signal débruité avec l'ACPR (---) avec $\alpha_x = 1, \alpha_z = 1/8$ pour 20 sources décorréliées.

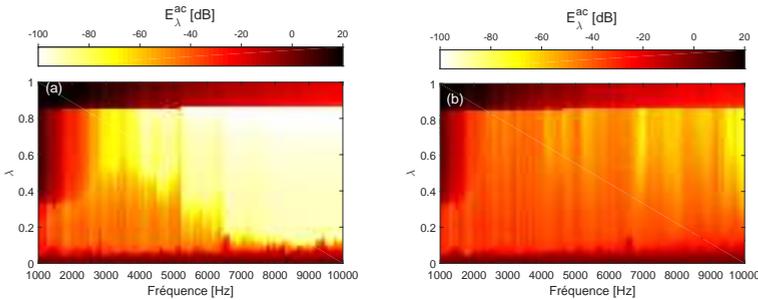


FIG. 3.19 – Erreur E_λ^{ac} en fonction de la fréquence et du paramètre de régularisation avec $\alpha_x = 1, \alpha_z = 1/8$ en présence de (a) 5 ou (b) 20 sources décorréliées.

3.3.5 Comparaison entre ACP et ACPR

Cette section met en avant le gain en robustesse apporté par l'ACPR vis-à-vis de l'ACP à travers une simulation numérique qui suit la méthodologie proposée par Bahr *et al.* [56]. Il s'agit d'évaluer la robustesse de l'ACPR en présence d'une augmentation ou d'une diminution de la puissance du bruit de CLT. Dans ce cas, la matrice interspectrale du bruit en écoulement s'exprime, à partir de l'équation (3.17), telle que

$$\hat{S}_{nn,i} = \tilde{S}_{nn} + \Delta_{Snn,i} \mathbf{I}, \quad (3.42)$$

avec $\Delta_{Snn,i}$ la variation du bruit de CLT, durant la mesure du bruit d'écoulement sans source ($i=\text{ref}$) ou durant la mesure en écoulement avec la source à étudier ($i=\text{source}$). Ce paramètre est défini par le ratio (NV_i) tel que

$$\Delta_{Snn,i} = 10^{-0.1NV_i} S_{nn}^{\text{Goody}}, \quad (3.43)$$

avec NV_i une quantité en dB.

Dans un premier temps, on considère que le bruit de couche limite ne varie pas entre la mesure de référence du bruit et la mesure avec la source en écoulement ($\Delta_{Snn,i} = 0$). La figure 3.20 présente l'évolution de la densité spectrale de puissance (DSP) d'un capteur en fonction de la fréquence ainsi que l'évolution des valeurs propres des différentes matrices à 3 kHz. Le bruit de CLT indiqué en figure 3.20, est supérieur au signal acoustique. La matrice interspectrale du bruit de CLT est de rang plein avec des valeurs propres largement supérieures aux valeurs propres de la partie acoustique. Il n'est donc pas possible de séparer directement les sous-espaces signal et bruit en analysant seulement les valeurs propres de la matrice du champ de pression total. Cependant, grâce à la connaissance *a priori* du bruit de CLT pour l'ACP et à l'hypothèse de rang faible et de parcimonie des solutions pour l'ACPR, il est possible d'extraire, de manière aveugle, l'information acoustique du bruit de CLT. Dans ce cas, l'ACPR (---) et l'ACP (-.-.-) donnent des résultats semblables.

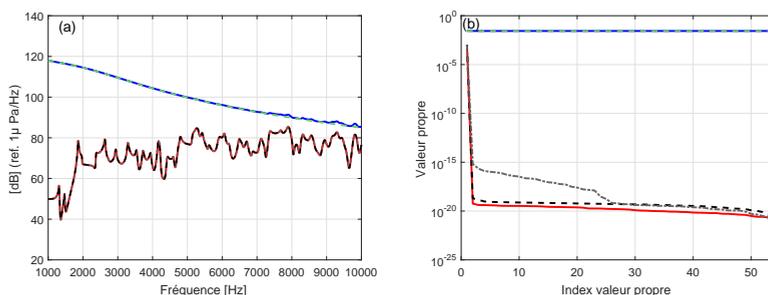


FIG. 3.20 – (a) DSP et (b) valeurs propres de la MI à 3 kHz : du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT de référence (---), du signal débruité avec l'ACPR (---) ou l'ACP (-.-.-) pour $\Delta_{Snn,i} = 0$ et $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$.

Dans le deuxième scénario, le bruit de CLT augmente durant la mesure avec la source à étudier ($\Delta_{Snn,ref} < \Delta_{Snn,source}$) et le bruit de CLT de référence sous-estime le bruit de l'écoulement. Dans le troisième scénario, le bruit de CLT diminue, en matière de puissance, lors de la mesure avec la source acoustique ($\Delta_{Snn,ref} > \Delta_{Snn,source}$) et le bruit de l'écoulement est surestimé. Les résultats de débruitage correspondant à ces deux scénarios sont présentés, respectivement, en figures 3.21 et 3.22. Lorsque le bruit de CLT est sous-estimé, la soustraction des valeurs propres néglige l'augmentation du bruit, ce qui se traduit lors de l'ACP par une surestimation de la DSP du signal acoustique (figure 3.21). Lorsque le bruit est surestimé (cas 3), l'étape de soustraction de l'ACP

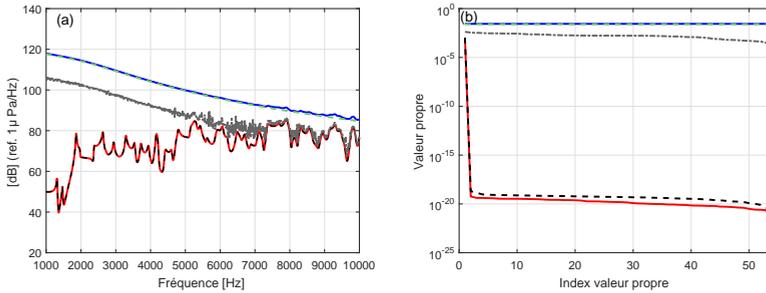


FIG. 3.21 – (a) DSP et (b) valeurs propres de la MI à 3 kHz : du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT de référence (---), du signal débruité avec l'ACPR (---) et l'ACP (---) pour $NV_{ref} = 15$ dB, $NV_{source} = 10$ dB et $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$.

(section 3.2.1) peut engendrer des valeurs propres négatives. Pour palier ce problème, ces quantités sont généralement mises à zéro, ce qui induit une sous-estimation de la DSP du signal acoustique (figure 3.22).

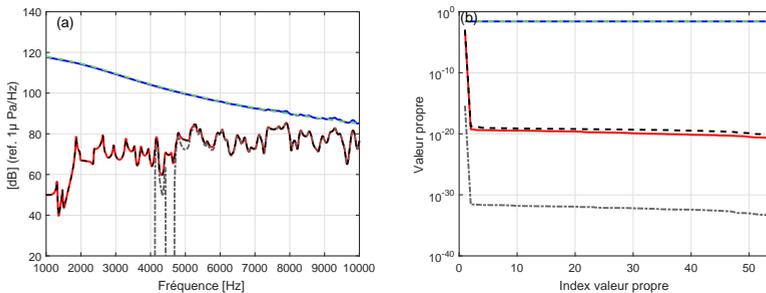


FIG. 3.22 – (a) DSP et (b) valeurs propres de la MI à 3 kHz : du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT de référence (---), du signal débruité avec l'ACPR (---) ou l'ACP (---) pour $NV_{ref} = 10$ dB, $NV_{source} = 15$ dB et $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$.

Des résultats semblables sont obtenus en présence d'un bruit partiellement corrélé

ou fortement corrélé spatialement (figure 3.23). La surestimation du niveau, figure 3.23 (a), en basses fréquences est liée à l'augmentation des longueurs de corrélation du bruit. Dans cette gamme de fréquence, la MI du bruit n'est plus suffisamment parcimonieuse (figure 3.15). De meilleurs résultats sont observés en basses fréquences, figure 3.23 (b), car la phase de projection proposée en section 3.2.2.2 diagonalise la contribution du bruit ($\alpha_x = 1/1000$, $\alpha_z = 1/1000$). L'ACPR semble donc plus robuste que l'ACP aux variations de puissance du bruit de CLT.

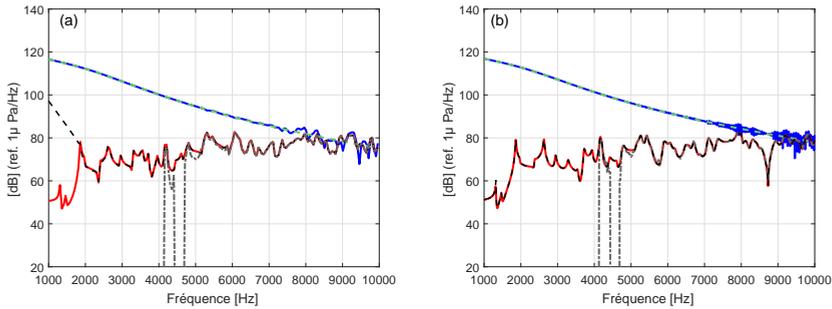


FIG. 3.23 – Valeur absolue de l'interspectre de pression total (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT de référence (---), du signal débruité avec l'ACPR (---) ou l'ACP (····) pour : (a) $\alpha_x = 1/10$, $\alpha_z = 1/1200$ et (b) $\alpha_x = 1/1000$, $\alpha_z = 1/1000$. $NV_{ref} = 10$ dB, $NV_{source} = 15$ dB.

Conclusion

L'étude de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique peut être délicate à cause du bruit d'écoulement qui perturbe fortement les mesures acoustiques réalisées en paroi du tunnel. Afin de comprendre l'influence du bruit de couche limite turbulente, on propose de le synthétiser en utilisant les modèles d'autospectre et d'interspectre de pression pariétale (Goody et de Corcos). En présence de source acoustique de faible niveau, le bruit de l'écoulement domine le champ de pression pariétale.

Afin de débruiter la mesure pariétale et ainsi remonter à l'information acoustique, un algorithme basé sur l'Analyse en Composantes Principales Robuste est présenté. Cette méthode permet d'estimer de manière aveugle, en présence d'un bruit décorrélé ou partiellement corrélé spatialement, les matrices interspectrales du signal acoustique et du bruit d'écoulement. Elle exploite les propriétés de rang faible de la MI de la partie acoustique ainsi que la structure parcimonieuse de la MI du bruit. L'ACPR a également été adaptée pour prendre en considération un bruit spatialement corrélé via une étape de projection sur les vecteurs propres du bruit de CLT. A travers les résultats de simulation présentés, l'ACPR semble être plus robuste à la variation du bruit de l'écoulement que l'ACP.

Une stratégie a également été proposée pour définir le paramètre de régularisation de manière automatique. Cependant, il serait judicieux d'améliorer l'estimation de ce paramètre, par exemple en utilisant les critères BIC (Critère d'information bayésien) [90] et/ou AIC (Critère d'information d'Akaike) [91]. De plus, il serait également intéressant de comparer l'ACPR aux méthodes de completion matricielle récemment introduites par Yu *et al.* [92, 93] en acoustique.

Chapitre 4

CARACTÉRISATION DE SOURCES ACOUSTIQUES PAR IMAGERIE

Introduction

La caractérisation de sources acoustiques à partir d'une antenne de capteurs est un sujet de recherche qui a engendré de nombreux travaux depuis plusieurs dizaines d'année. De manière générale, on distingue deux grandes familles de méthodes : la première exploite les propriétés des signaux mesurés et traite le problème de manière aveugle, tandis que la seconde est basée sur la connaissance *a priori* du modèle de propagation.

La première famille est généralement appliquée en traitement de la parole et environnement clos, on parle généralement de méthode de déréverbération. Il s'agit d'extraire le signal utile du signal réverbéré sans connaissance *a priori* du modèle de propagation ou du signal source. Généralement, ces techniques visent à améliorer l'intelligibilité du signal de parole, ce qui ne garantit pas une bonne localisation ou quantification des sources acoustiques. Récemment, la technique cepstrale a été employée par Blacodon *et al.* [78] en tunnel aéroacoustique afin de déréverbérer le champ engendré par une source contrôlée. L'analyse cepstrale est une technique non-linéaire qui permet de transformer l'opération de convolution, dans le domaine temporel, en une opération de sommation, dans le domaine cepstral. Idéalement, l'information utile est centrée à l'origine du cepstre et les réflexions, représentées par des pics, sont situées loin de l'origine. Malheureusement en pratique, il est généralement délicat de séparer l'information utile de la réverbération. Par ailleurs, la phase du signal déréverbéré est généralement inaccessible [78] ou bien difficile à exploiter [94]. Nowakowski propose d'utiliser une

approximation des solutions de l'équation d'Helmholtz, sous forme d'ondes planes ou d'harmoniques sphériques, afin de séparer le champ direct du champ réverbéré à partir de la théorie de Vekua [95]. Cette technique requiert un nombre important de capteurs placés à l'intérieur du domaine, ce qui est contraignant dans notre étude. En effet, la mise en place de capteurs dans la veine d'essais perturbe les conditions d'écoulement et peut introduire des sources de bruit importantes. De plus, les sources étudiées par Nowakowski sont généralement supposées à bande étroite, ce qui ne correspond pas aux sources étudiées dans le GTH. Barber propose [18] d'utiliser la technique du retournement temporel pour étudier des sources acoustiques en tunnel hydrodynamique mais la phase de rétropropagation rend la méthode compliquée d'un point de vue expérimental.

La seconde famille repose sur la connaissance *a priori* du modèle de propagation. Lorsque l'environnement est supposé infini, des modèles en champ proche ou de champ lointain peuvent être utilisés. Cependant, dans des environnements clos, il peut être délicat de représenter fidèlement la propagation acoustique du fait des conditions aux limites acoustiques complexes et des éventuelles irrégularités géométriques du domaine d'étude. Malgré un environnement réverbérant, certains auteurs proposent de conserver un modèle de propagation en champ libre mais de séparer l'information provenant du champ direct et des réflexions. Pereira propose alors de séparer spatialement, avec la méthode itérative des sources équivalentes (iESM), la source primaire des réflexions en étudiant la relation de causalité entre deux sources identifiées [96]. Cependant, dans un environnement fortement réverbérant, il peut être délicat d'identifier l'ensemble des sources images correspondant aux réflexions. Des méthodes d'imagerie utilisant des antennes composées de sondes pression-vitesse/pression-pression ou des antennes à double couches ont également été proposées dans la littérature pour séparer le champ direct des réflexions [97, 98, 99]. Mueller *et al.* [76] considèrent qu'en vertu de la théorie des sources images, les réflexions des parois peuvent être vues comme des sources images situées à l'extérieur du tunnel. Selon eux, si le résultat de formation de voies a une résolution spatiale suffisante, il peut être possible de séparer spatialement la source primaire des sources images. Plus récemment, Fenech [29] et Fisher *et al.* [100] proposent de modéliser les réflexions à l'aide de la méthode des sources images et d'appliquer la formation de voies dans un tunnel. Ils considèrent que les parois du tunnel sont rigoureusement rigides. Dans un contexte proche, Kim *et al.* [101] cherchent à localiser des sources avec la méthode des sources équivalentes (ESM) dans un tube considéré fini. Ils ont choisi d'utiliser à la fois un modèle de propagation analytique basé sur la décomposition modale du champ et des fonctions de transfert mesurées. Zhong *et al.* [102] proposent dans un contexte similaire d'utiliser la méthode de formation de voies ainsi que la technique de déconvolution DAMAS (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources).

Compte tenu des objectifs en matière de localisation et de quantification des sources acoustiques dans un environnement confiné, on s'intéresse seulement, dans la suite, aux méthodes qui reposent sur la connaissance *a priori* du modèle de propagation. Étant donnée la forme relativement simple de la veine d'essais, qui peut être assimilée à un

guide d'onde infini, on propose d'utiliser la méthode des sources images pour modéliser la propagation acoustique. Si les coefficients de réflexion sont mal connus, ils peuvent être identifiés en appliquant les méthodes inverses proposées dans le chapitre 2 et utilisés pour créer un modèle de propagation semi-empirique.

Dans ce chapitre, on propose premièrement de rappeler les méthodes d'imagerie basées sur la connaissance du modèle de propagation. On distingue les techniques de formation de voies des méthodes inverses. Les premières cherchent à caractériser les sources de manière indépendante, tandis que les secondes traitent le problème de manière globale. On propose notamment d'adapter la méthode itérative des sources équivalentes (iESM) pour traiter des quantités quadratiques.

Dans un second temps, il s'agit de proposer une méthode d'optimisation de géométrie d'antenne afin de tenir compte des contraintes imposées par les dimensions du tunnel. Un algorithme évolutionniste est alors proposé pour optimiser les effets de lobe de la méthode de formation de voies ainsi que la robustesse de la méthode des sources équivalentes au bruit de mesure. Enfin, l'influence du modèle de propagation ainsi que du bruit de couche limite turbulente sur les résultats d'imagerie est évaluée à travers des simulations numériques.

4.1 Définition du problème

Le champ de pression généré par une source acoustique peut être vu comme la combinaison de sources élémentaires. Koopmann *et al.* [27] montrent que le champ de pression rayonné $p(\mathbf{r})$ par une source de surface S quelconque peut être modélisé, à une fréquence donnée, par une distribution de sources élémentaires positionnée à l'intérieur de l'objet rayonnant,

$$p(\mathbf{r}) = \int_S i\omega\rho_0 G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0) q_u(\mathbf{r}_0) dS(\mathbf{r}_0) + p_n(\mathbf{r}) + n, \quad (4.1)$$

avec $q_u(\mathbf{r}_0)$ le débit volumique par unité de surface de la source, $G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_0)$ la fonction de Green de l'environnement et n le bruit de mesure complexe $n \sim \mathcal{CN}(0, \sigma_n^2)$. En présence d'un écoulement le champ de pression $p(\mathbf{r})$ est perturbé par un bruit de CLT $p_n(\mathbf{r})$ (section 3.1). Le champ de pression $p(\mathbf{r})$ peut s'exprimer de manière discrète avec un nombre N de sources équivalentes, figure 4.1,

$$p(\mathbf{r}) \approx \sum_{j=1}^N i\omega\rho_0 G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_j) q_{u_j}(\mathbf{r}_j) \Delta_{s_j} + p_n(\mathbf{r}) + n \approx \sum_{j=1}^N G(\mathbf{r}|\mathbf{r}_j) q(\mathbf{r}_j) + p_n(\mathbf{r}) + n, \quad (4.2)$$

avec $q_{u_j}(\mathbf{r}_j) \Delta_{s_j}$ le débit volumique de la source équivalente à la position \mathbf{r}_j et $q(\mathbf{r}_j) = i\omega\rho_0 q_{u_j}(\mathbf{r}_j) \Delta_{s_j}$. La pression acoustique complexe pour une antenne composée de M

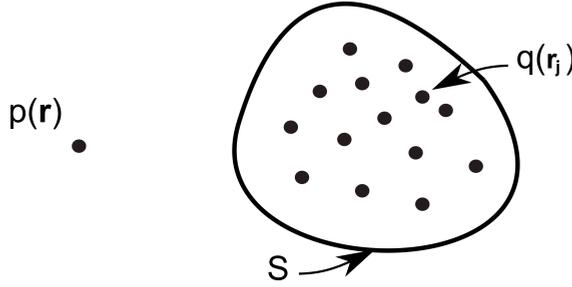


FIG. 4.1 – Illustration de la méthode des sources équivalentes pour une source de surface S et un récepteur en \mathbf{r} .

capteurs s'exprime alors sous la forme matricielle par

$$\mathbf{p} = \mathbf{G}\mathbf{q} + \mathbf{p}_n + \mathbf{n}, \quad (4.3)$$

avec $\mathbf{p} \in \mathbb{C}^{M \times 1}$, $\mathbf{p}_n \in \mathbb{C}^{M \times 1}$, $\mathbf{n} \in \mathbb{C}^{M \times 1}$, $\mathbf{q} \in \mathbb{C}^{N \times 1}$ et $\mathbf{G} \in \mathbb{C}^{M \times N}$. Compte tenu de l'hypothèse de stationnarité du champ de pression pariétale et d'indépendance entre la source et le bruit, la matrice interspectrale du champ de pression totale \mathbf{S}_{pp} peut s'exprimer en fonction des spectres complexes à chaque capteur

$$\mathbb{E}\{\mathbf{p}\mathbf{p}^H\} \approx \mathbf{S}_{pp} = \mathbf{S}_{aa} + \mathbf{S}_{nn} + \sigma_n^2 \mathbf{I}, \quad (4.4)$$

avec H l'opérateur transposé conjugué et \mathbf{S}_{aa} la matrice interspectrale liée aux sources acoustiques telle que

$$\mathbf{S}_{aa} = \mathbb{E}\{\mathbf{p}_a \mathbf{p}_a^H\} = \mathbf{G} \mathbb{E}\{\mathbf{q}\mathbf{q}^H\} \mathbf{G}^H \approx \mathbf{G} \mathbf{S}_{qq} \mathbf{G}^H, \quad (4.5)$$

avec \mathbf{S}_{qq} la matrice interspectrale des sources acoustiques. Lorsque cette dernière est diagonale, les sources acoustiques sont décorrélées, dans le cas contraire, elles sont corrélées entre elles. La variance du bruit σ_n^2 peut s'exprimer en fonction du rapport signal-à-bruit (RSB)

$$\sigma_n^2 = 10^{-0.1RSB} \max(\text{diag}(\mathbf{S}_{pp})). \quad (4.6)$$

Sans écoulement, la matrice interspectrale du champ de pression total s'exprime par

$$\mathbf{S}_{pp} = \mathbf{S}_{aa} + \sigma_n^2 \mathbf{I}. \quad (4.7)$$

Dans la suite du document, les techniques d'imagerie basées sur la formation de voies et sur la résolution d'un problème inverse sont présentées.

4.2 Formation de voies

La méthode de formation de voies est une technique d'imagerie qui exploite les relations de phase entre les capteurs d'une antenne. Il s'agit de focaliser le réseau en un point de l'espace à l'aide d'un vecteur de pointage. On distingue les vecteurs de pointage qui ne dépendent pas des données expérimentales (formation de voies classique, SOAP, ...) de ceux basés sur des données mesurées (Capon, MUSIC, ...).

4.2.1 Formation de voies classique

La méthode de formation de voies classique ("delay and sum") est présentée dans le domaine fréquentiel dans la suite du document. Compte tenu de sa simplicité et de sa robustesse, elle est largement utilisée en tunnel aéroacoustique [76, 103, 29] pour localiser des sources acoustiques. Classiquement l'antenne est focalisée sur un plan ou une ligne de focalisation qui constitue une discrétisation locale de l'espace. Au point de focalisation i , l'estimation du débit de la source \tilde{q}_i s'exprime par

$$\tilde{q}_i = \mathbf{w}_i^H \mathbf{p}, \quad (4.8)$$

avec $\mathbf{w}_i = [w_{1i} \cdots w_{Mi}]^T \in \mathbb{C}^{M \times 1}$ le vecteur de pointage et $\mathbf{p} = [p(\mathbf{r}_1) \cdots p(\mathbf{r}_M)]^T \in \mathbb{C}^{M \times 1}$ le vecteur correspondant aux spectres de chacun des capteurs à une fréquence donnée. Le produit scalaire $\mathbf{w}_i^H \mathbf{p}$ entre les deux vecteurs est maximal quand ils sont colinéaires et donc lorsque le vecteur de pointage est dirigé vers la source. Suivant le domaine d'application, les vecteurs de pointage diffèrent. Dans ce travail, il s'agit d'avoir une information concernant la position et le niveau des sources acoustiques et le vecteur de pointage peut être obtenu en minimisant la fonctionnelle (équation (4.9)) au sens des moindres carrés [104]. Le processeur de Bartlett vérifie

$$\tilde{\mathbf{w}}_i = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{w}_i} \mathbb{E}\{|\mathbf{w}_i^H \mathbf{p} - q_i|^2\}, \quad (4.9)$$

avec q_i le débit de la source au point de focalisation i et \mathbf{h}_i le vecteur des fonctions de transfert entre le point de focalisation i et les M capteurs :

$$\mathbf{h}_i = [G(\mathbf{r}_1|\mathbf{r}_i) \cdots G(\mathbf{r}_m|\mathbf{r}_i) \cdots G(\mathbf{r}_M|\mathbf{r}_i)]^T, \quad (4.10)$$

avec \mathbf{r}_m la position des microphones de l'antenne ($m \in [1 M]$). La minimisation de la fonctionnelle revient à annuler la dérivée de la fonction de coût et la solution optimale peut alors se mettre sous la forme

$$\tilde{\mathbf{w}}_i = \mathbf{S}_{pp,i}^{-1} \mathbf{S}_{pq_i}, \quad (4.11)$$

avec $\mathbf{S}_{pq_i} = \mathbb{E}\{\mathbf{p}q_i^*\} = \mathbf{h}_i \mathbb{E}\{q_i q_i^*\}$ le vecteur des interspectres et $\mathbf{S}_{pp,i} = \mathbb{E}\{\mathbf{p}\mathbf{p}^H\}$ la matrice interspectrale du champ de pression due à la source i . Sans écoulement, équation

(4.7), la matrice interspectrale (MI) $\mathbf{S}_{pp,i}$ devient

$$\mathbf{S}_{pp,i} = |q_i|^2 \mathbf{h}_i \mathbf{h}_i^H + \sigma_n^2 \mathbf{I}, \quad (4.12)$$

avec σ_n^2 la variance du bruit de mesure gaussien supposé indépendant et identiquement distribué (i.i.d.). En combinant les équations (4.11) et (4.12), le vecteur de pointage devient

$$\tilde{\mathbf{w}}_i = \frac{\mathbf{h}_i}{\mathbf{h}_i^H \mathbf{h}_i + \gamma} \quad (4.13)$$

et fait apparaître le rapport bruit-sur-signal $\gamma = \sigma_n^2 / |q_i|^2$. On peut déduire de l'équation (4.13) que le vecteur de pointage est basé sur un modèle de propagation. Le résultat quadratique de formation de voies \tilde{Y}_i au point de focalisation i peut se mettre sous la forme

$$\tilde{Y}_i = |\tilde{q}_i|^2 = \tilde{\mathbf{w}}_i^H \mathbf{S}_{pp} \tilde{\mathbf{w}}_i, \quad (4.14)$$

avec \mathbf{S}_{pp} la matrice interspectrale du champ de pression totale. La méthode de formation de voies joue le rôle d'un filtre spatial. En pratique, un nombre fini de capteurs discrétise l'espace, ce qui engendre des effets de lobes et donc réduit la résolution spatiale de la méthode, notamment, en basses fréquences.

L'ouverture de l'antenne (C_{ouv}) caractérise sa capacité à séparer spatialement deux sources proches. Ce paramètre dépend directement de la largeur du lobe principal à -3 dB. Le Courtois *et al.* proposent d'estimer la capacité d'ouverture de l'antenne en calculant le nombre de points du plan de focalisation supérieurs au plan à -3 dB en présence d'une source unitaire [105]

$$C_{ouv} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N g(\tilde{Y}_i)_{dB} \text{ avec } \begin{cases} g(\tilde{Y}_i)_{dB} = 1 & \text{si } (\tilde{Y}_i)_{dB} \geq -3 \text{ dB,} \\ 0 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (4.15)$$

avec N le nombre de points de focalisation. Dans la littérature, l'influence des lobes secondaires est caractérisée par le paramètre MSL (*maximum sidelobe level*) qui exprime la dynamique maximale, en dB, entre les amplitudes du lobe principal (A_{lp}) et du lobe secondaire le plus important (A_{ls}),

$$MSL = 20 \log_{10} (C_{msl}) \text{ avec } C_{msl} = \frac{A_{lp}}{A_{ls}}. \quad (4.16)$$

Dans la suite, on s'intéresse aux extensions de la méthode de formation de voies pouvant fournir une meilleure résolution spatiale.

4.2.2 Méthode de Capon

Afin d'améliorer la résolution spatiale, Capon propose un vecteur de pointage qui minimise l'énergie en sortie d'antenne [106]

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{w}}_i &= \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{w}_i} \{ \mathbf{w}_i^H \mathbf{S}_{pp} \mathbf{w}_i \}, \\ \text{s.c. } \mathbf{w}_i^H \mathbf{h}_i &= 1. \end{aligned} \quad (4.17)$$

La méthode de Capon fait partie des techniques super-résolutive. Le problème d'optimisation est résolu avec la méthode du multiplicateur de Lagrange et le vecteur de pointage s'exprime par

$$\tilde{\mathbf{w}}_i^{\text{Capon}} = \frac{\mathbf{S}_{pp}^{-1} \mathbf{h}_i}{\mathbf{h}_i^H \mathbf{S}_{pp}^{-1} \mathbf{h}_i}, \quad (4.18)$$

ainsi le résultat d'imagerie devient

$$\tilde{Y}_i^{\text{Capon}} = \frac{1}{\mathbf{h}_i^H \mathbf{S}_{pp}^{-1} \mathbf{h}_i}. \quad (4.19)$$

L'inversion de la matrice \mathbf{S}_{pp} rend la méthode de Capon sensible aux erreurs de modèle et à la qualité du rapport signal-à-bruit. Une version régularisée est le plus souvent utilisée avec $\mathbf{S}_{pp}^{-1} = (\mathbf{S}_{pp} + \beta \mathbf{I})^{-1}$. La sélection de β est importante pour avoir un résultat robuste au bruit de mesure. Dans la littérature, on distingue plusieurs approches pour définir ce paramètre [107, 108, 109]. Le lecteur intéressé par les méthodes haute-résolution peut se référer à Marcos [110].

Une alternative, entre la méthode de formation de voies classique et la méthode de Capon est l'approche SOAP (Statistically Optimal Array Processing) [111].

4.2.3 SOAP (Statistically Optimal Array Processing)

La méthode SOAP (Statistically Optimal Array Processing) [111] s'inspire de l'algorithme SONAH développé pour l'holographie acoustique [112]. L'idée n'est pas d'utiliser la matrice interspectrale mesurée, comme dans la méthode de Capon, mais plutôt de prendre en compte un modèle. Ce dernier correspond à la matrice interspectrale pour une source unitaire positionnée au point de focalisation i . Le vecteur $\tilde{\mathbf{q}}$ correspond à l'estimation du niveau de la source à chaque point de focalisation et peut s'exprimer par

$$\tilde{\mathbf{q}} = \mathbf{W}^H \mathbf{p}, \quad (4.20)$$

avec $\mathbf{W} = [\mathbf{w}_1 \cdots \mathbf{w}_i \cdots \mathbf{w}_N] \in \mathbb{C}^{M \times N}$ la matrice des vecteurs de pointage pour les N points de focalisation. Dans le cas d'une source unitaire positionnée en \mathbf{r}_s , l'équation (4.20) s'exprime par

$$\tilde{\mathbf{q}}_s = \mathbf{W}^H \mathbf{h}_s. \quad (4.21)$$

Le vecteur \tilde{q}_s devrait être égal à 1 au point de focalisation correspondant à \mathbf{r}_s et zéro ailleurs. Si l'on généralise l'équation (4.21) dans le cas où les N points de focalisation sont occupés par une source, l'expression devient

$$\mathbf{Q} = \mathbf{W}^H \mathbf{H}, \quad (4.22)$$

avec $\mathbf{Q} = [q_1 \cdots q_s \cdots q_N]$ et $\mathbf{H} = [\mathbf{h}_1 \cdots \mathbf{h}_s \cdots \mathbf{h}_N]$. En présence de sources unitaires, la matrice \mathbf{W} est telle que \mathbf{Q} tend vers la matrice identité. La matrice des vecteurs de pointage peut alors être estimée au sens des moindres carrés. Lorsque le nombre de points de focalisation est supérieur au nombre de capteurs \mathbf{W}^H s'exprime par

$$\tilde{\mathbf{W}}^H = \mathbf{H}^\dagger = \mathbf{H}^H (\mathbf{H}\mathbf{H}^H + \beta\mathbf{I})^{-1}, \quad (4.23)$$

avec \mathbf{H}^\dagger la pseudo inverse de \mathbf{H} . La matrice $\mathbf{A} = (\mathbf{H}\mathbf{H}^H + \beta\mathbf{I})^{-1}$ est hermitienne et la colonne i de \mathbf{W}^H correspond à $\mathbf{A}\mathbf{h}_i$. On distingue plusieurs approches pour définir ce paramètre [107, 108, 109] Le vecteur de pointage qui satisfait la contrainte de normalisation ($\mathbf{w}_i^H \mathbf{h}_i = 1$) s'exprime

$$\tilde{\mathbf{w}}_i^{SOAP} = \frac{\mathbf{A}\mathbf{h}_i}{\mathbf{h}_i^H \mathbf{A}\mathbf{h}_i}. \quad (4.24)$$

Pascal *et al.* [113] proposent une méthode hybride qui combine l'approche SOAP et la méthode Capon. Il s'agit de définir une matrice \mathbf{A} qui s'exprime par

$$\mathbf{A} = \left[(1 - \alpha) \frac{\mathbf{H}\mathbf{H}^H}{\text{trace}(\mathbf{H}\mathbf{H}^H)} + \alpha \frac{\mathbf{S}_{pp}}{\text{trace}(\mathbf{S}_{pp})} + \beta\mathbf{I} \right]^{-1}. \quad (4.25)$$

Les matrices $\mathbf{H}\mathbf{H}^H$ et \mathbf{S}_{pp} sont normalisées pour être à la même échelle. Lorsque $\alpha = 0$, le résultat tend vers la méthode SOAP alors que lorsque $\alpha = 1$, il correspond à la méthode de Capon.

4.2.4 Simulations numériques

Afin d'étudier la potentialité des techniques de formation de voies pour caractériser des sources acoustiques, on propose de réaliser une simulation numérique dans un guide d'onde, figure 4.2, de section carrée. Les résultats d'imagerie sont obtenus pour deux modèles de propagation :

- en champ libre ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0$),
- en guide d'onde infiniment long ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$).

Les modèles de propagations associés aux problèmes direct et inverse sont identiques. Les fonctions de Green correspondant à un environnement infini et à un guide d'onde infiniment long sont données par les équations (2.54) et (2.51). L'antenne est composée de 25 capteurs disposés de manière régulière. Le plan de focalisation est composé de 625 points. Les sources acoustiques sont supposées monopolaires et sont soit corrélées,

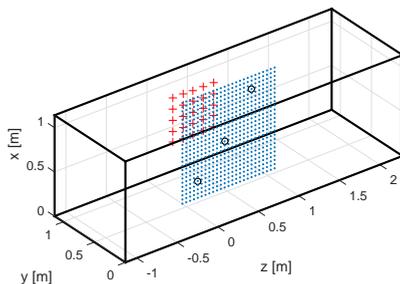


FIG. 4.2 – Positions des capteurs (+), des points de focalisation ($\cdot\cdot\cdot$) et des sources (o) dans un guide d'onde de section carrée (1.14 m \times 1.14 m).

soit décorrélées en jouant sur la matrice interspectrale des sources S_{qq} (voir équation (4.5)). Les figures 4.3 et 4.4 présentent les résultats d'imagerie en présence de 3 sources monopolaires en champ libre ou dans un guide d'onde. Les parois de ce dernier sont supposées identiques ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$). L'échelle des cartographies est volontairement différente pour chaque méthode afin d'apprécier leurs différences. Dans les deux cas, les modèles de propagation du problème direct et du problème inverse sont identiques.

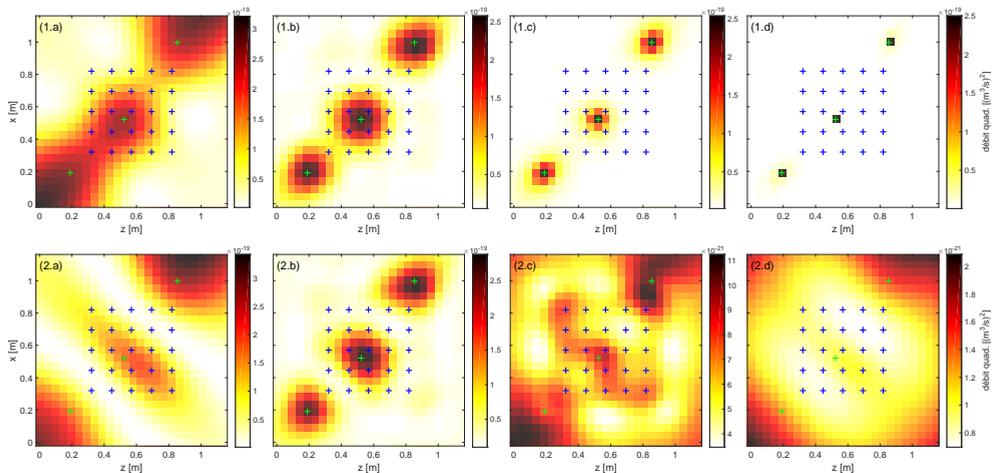


FIG. 4.3 – Résultats à 4 kHz, en champ libre, pour 3 sources (1.a), (1.b), (1.c), (1.d) décorrélées et (2.a), (2.b), (2.c), (2.d), corrélées avec RSB = 20 dB : formation de voies (a), SOAP (b), HySOAP (c) avec $\alpha = 0.5$ et Capon (d). Positions des sources (+) et des capteurs (+).

En champ libre, les résultats avec la méthode de formation de voies classique montrent des lobes prononcés qui rendent difficile l'identification des sources. La méthode SOAP

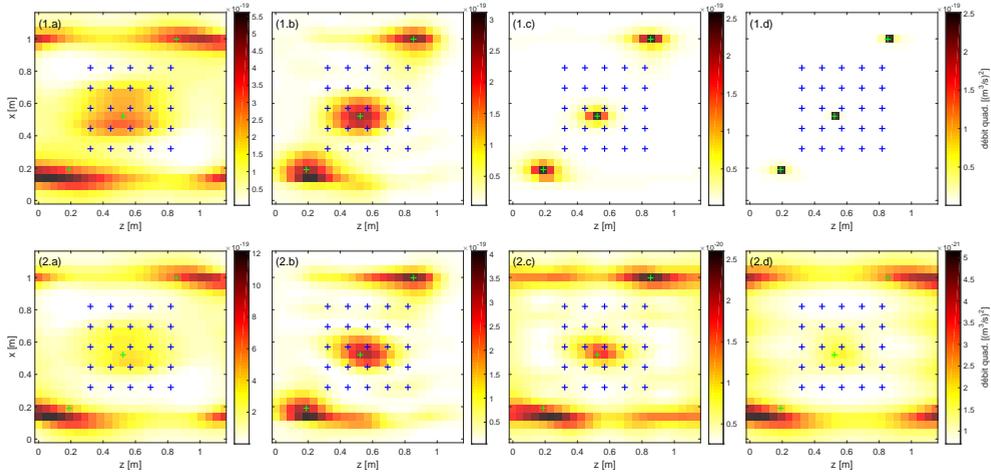


FIG. 4.4 – Résultats à 4 kHz, en guide d’onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$), pour 3 sources (1.a), (1.b), (1.c), (1.d) décorrélatées et (2.a), (2.b), (2.c), (2.d), corrélées avec $RSB = 20$ dB : formation de voies (a), SOAP (b), HySOAP (c) avec $\alpha = 0.5$ et Capon (d). Positions des sources (+) et des capteurs (+).

présente une meilleure résolution spatiale pour des sources corrélées ou décorrélatées. Les méthodes de Capon et HySOAP améliorent nettement la résolution spatiale en présence de sources décorrélatées, cependant, les deux approches s’avèrent inefficaces en présence de sources corrélées. Lorsque l’on introduit un modèle de propagation qui tient compte des réflexions, les résultats de formation de voies classiques sont plus difficiles à interpréter. On observe des lobes allongés dans la direction axiale du guide d’onde. Au vu de ces résultats, la méthode SOAP semble être la plus adaptée, car elle a une meilleure résolution que la méthode de formation de voies classique et fournit des résultats relativement simples à interpréter en présence de sources corrélées.

Afin de réduire les effets de lobes intrinsèques aux résultats de formation de voies, des techniques de déconvolution ont été introduites dans la littérature. Dans la section suivante, il s’agit d’explicitier la méthode DAMAS (Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources).

4.3 Déconvolution

Les techniques de déconvolution peuvent être vues comme une alternative aux méthodes haute-résolution. Ces approches reposent sur le fait que le résultat de formation de voies résulte de la convolution entre une distribution de sources indépendantes et la fonction d’étalement intrinsèque au résultat de formation de voies. L’opération de

déconvolution revient alors à retirer les effets de lobes du filtrage spatial et donc à améliorer la résolution spatiale.

Dans la littérature, différentes techniques ont été proposées. On distingue les méthodes de déconvolution basées sur la résolution d'un problème inverse (DAMAS [114], SDM [115], ...) et les méthodes heuristiques (CLEAN [116], ...). Généralement les sources sont supposées indépendantes, mais plusieurs méthodes ont été proposées pour traiter le cas des sources corrélées. Les hypothèses liées à ces approches sont souvent contraignantes et le temps de calcul est généralement important (DAMAS-C [117], LORE [118],...). Le lecteur intéressé par une comparaison des différentes techniques de déconvolution de la littérature peut se référer à [119]. Dans la suite, on choisit de présenter brièvement la méthode DAMAS qui présente des résultats intéressants et qui a été développée pour l'aéroacoustique [120].

4.3.1 DAMAS

La méthode DAMAS, proposée par Brooks *et al.* [114], permet d'améliorer la résolution spatiale du résultat de formation de voies en retirant l'influence des effets de lobes caractéristiques de la géométrie de l'antenne. Cette approche repose sur l'hypothèse que les sources sont statistiquement indépendantes. Ainsi la matrice interspectrale du champ de pression pour un nombre de sources N s'écrit

$$\mathbf{S}_{pp} = \sum_{k=1}^N \mathbf{S}_{pp,k} + \sigma_n^2 \mathbf{I} = \sum_{k=1}^N |q_k|^2 \mathbf{h}_k \mathbf{h}_k^H + \sigma_n^2 \mathbf{I}, \quad (4.26)$$

avec $\mathbf{S}_{pp,k}$ et $|q_k|^2$ la matrice interspectrale et l'amplitude quadratique associées à la source k . Le résultat de formation de voies pour un nombre N de sources découle de l'équation (4.26) et s'exprime au point de focalisation i par

$$\begin{aligned} \tilde{Y}_i &= \tilde{\mathbf{w}}_i^H \sum_{k=1}^N |q_k|^2 \mathbf{h}_k \mathbf{h}_k^H \tilde{\mathbf{w}}_i + \sigma_n^2 \|\tilde{\mathbf{w}}_i\|_2^2, \\ &= \sum_{k=1}^N A_{i,k} |q_k|^2 + \sigma_n^2 \|\tilde{\mathbf{w}}_i\|_2^2 \text{ avec } A_{i,k} = |\tilde{\mathbf{w}}_i \mathbf{h}_k|^2, \end{aligned} \quad (4.27)$$

avec $A_{i,k}$ la réponse de l'antenne. En considérant l'ensemble des points de focalisation et si on néglige le terme de bruit $\sigma_n^2 = 0$, l'équation (4.27) peut s'écrire sous la forme matricielle suivante

$$\tilde{\mathbf{Y}} = \mathbf{A} |\mathbf{q}|^2, \quad (4.28)$$

avec \mathbf{A} la réponse de l'antenne, $\tilde{\mathbf{Y}}$ le résultat de formation de voies et $|\mathbf{q}|^2$ le vecteur des amplitudes quadratiques des sources. Brooks *et al.* [114] proposent de résoudre ce système d'équations à l'aide de l'algorithme de Gauss-Seidel et en appliquant une

contrainte de positivité sur la solution,

$$\begin{aligned} |\tilde{\mathbf{q}}|^2 = \underset{|\mathbf{q}|^2}{\text{Argmin}} \left\{ \|\tilde{\mathbf{Y}} - \mathbf{A}|\mathbf{q}|^2\|_2^2 \right\}, \\ \text{s.c. } |\mathbf{q}|^2 \geq 0. \end{aligned} \quad (4.29)$$

La solution, à l'itération n , peut alors se mettre sous la forme

$$\hat{X}_q^{(n)} = \max \left\{ 0, \left(\tilde{Y}_q - \sum_{k=1}^{q-1} A_{q,k} X_k^{(n)} - \sum_{k=q+1}^N A_{q,k} X_k^{(n-1)} \right) \right\}, \quad (4.30)$$

avec, pour simplifier les notations, $X_q = |q_q|^2$. Afin d'évaluer l'influence de la méthode DAMAS, on propose d'appliquer l'algorithme de déconvolution sur les 4 méthodes présentées en section 4.2 (formation de voies, SOAP, HySOAP, Capon). Les figures 4.5 et 4.6 illustrent le résultat de déconvolution en présence de trois sources acoustiques corrélées ou décorrélées, figure 4.2, pour un modèle en champ libre ou en guide d'onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$). Lorsque les sources sont indépendantes, DAMAS caractérise précisément les sources alors que si elles sont corrélées, la méthode échoue et présente de nombreux artéfacts.

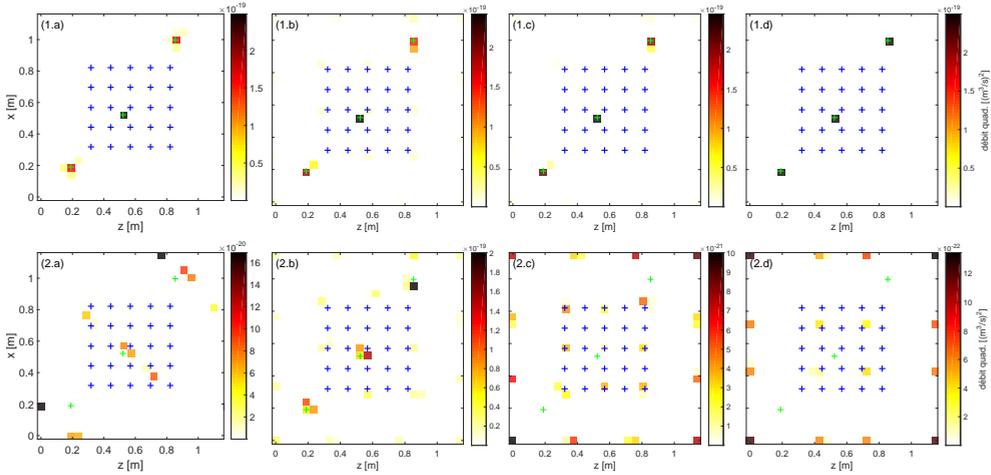


FIG. 4.5 – Résultats à 4 kHz, en champ libre, de formation de voies (a), SOAP (b), HySOAP (c) avec $\alpha = 0.5$ et Capon (d), avec 3 sources décorrélées (1.i) ou corrélées (2.i), RSB = 20 dB et 2000 itérations.

Compte tenu des limitations de DAMAS pour caractériser des sources corrélées, on propose dans la suite d'utiliser la méthode des sources équivalentes (ESM) et de l'adapter aux données quadratiques afin d'estimer l'ensemble de la matrice interspectrale des sources (\mathbf{S}_{qq}).

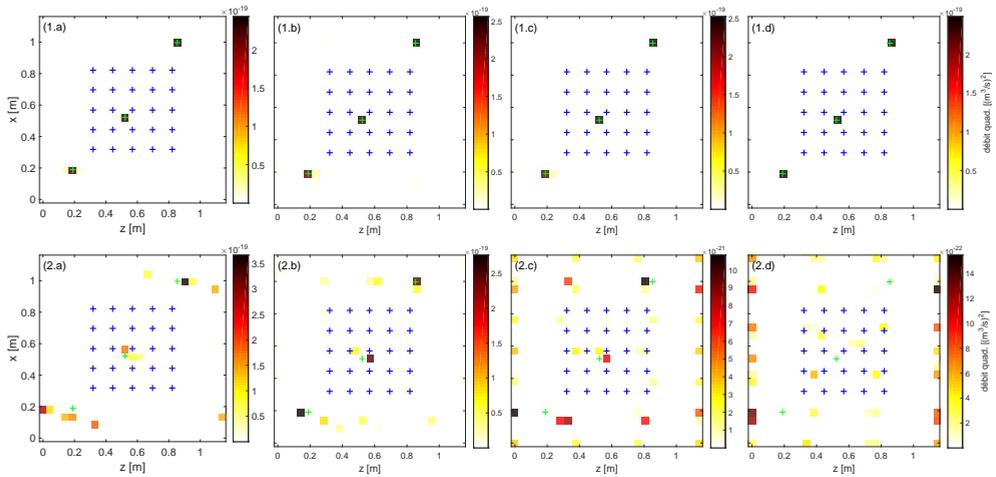


FIG. 4.6 – Résultats à 4 kHz, en guide d’onde, de formation de voies (a), SOAP (b), HySOAP (c) avec $\alpha = 0.5$ et Capon (d), avec 3 sources décorréliées (1.i) ou corrélées (2.i), RSB = 20 dB et 2000 itérations.

4.4 Méthode des sources équivalentes

La méthode d’imagerie basée sur le concept des sources équivalentes [27, 121] revient à résoudre le système d’équations suivant (si on néglige le bruit d’écoulement)

$$\mathbf{p} = \mathbf{G}\mathbf{q} + \mathbf{n}, \quad (4.31)$$

avec \mathbf{q} le vecteur des débits acoustiques correspondant aux N sources équivalentes. Nelson *et al.* [121] montrent que ce problème inverse est mal posé et proposent de le résoudre à partir de la régularisation de Tikhonov. À l’inverse des techniques de formation de voies, la méthode des sources équivalentes traite le problème de manière globale et estime conjointement le niveau de l’ensemble des sources équivalentes tel que

$$\tilde{\mathbf{q}} = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{q}} \{ \|\mathbf{p} - \mathbf{G}\mathbf{q}\|_2^2 + \eta^2 \|\mathbf{q}\|_2^2 \}, \quad (4.32)$$

où η^2 désigne le paramètre de régularisation. Dans les travaux de Nelson *et al.* [121], les nombres de capteurs et de sources équivalentes sont supposés identiques. Cependant, en pratique, pour des raisons de coût, le nombre de capteurs est généralement plus faible que le nombre de sources équivalentes à étudier [122]. La solution du problème de Tikhonov sous-déterminé ($N > M$) s’exprime alors par

$$\tilde{\mathbf{q}} = \mathbf{G}^\dagger \mathbf{p} = \mathbf{G}^H (\mathbf{G}\mathbf{G}^H + \eta^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{p}, \quad (4.33)$$

avec \mathbf{G}^\dagger la pseudo-inverse droite de \mathbf{G} . La qualité du résultat dépend d’une part, de la pertinence du modèle de propagation utilisé et d’autre part, de la sensibilité de la

solution \mathbf{q} au niveau de bruit de mesure dans \mathbf{p} . La sensibilité du problème inverse est déterminée par le conditionnement de la matrice \mathbf{G} ,

$$C_{cond} = \|\mathbf{G}\|_2 \|\mathbf{G}^\dagger\|_2 = \frac{\sigma_{max}}{\sigma_{min}}. \quad (4.34)$$

Dans le cas d'une matrice rectangulaire, le conditionnement est donné par le rapport entre la valeur singulière la plus grande σ_{max} et la valeur singulière non-nulle la plus petite σ_{min} . Hansen [123] montre qu'il est généralement plus stable numériquement de calculer la décomposition en valeurs singulières de \mathbf{G} avant d'effectuer la pseudo inverse. La solution, équation (4.33), s'exprime alors par

$$\tilde{\mathbf{q}} = \mathbf{V}\mathbf{\Sigma}(\mathbf{\Sigma}^2 + \eta^2\mathbf{I})^{-1}\mathbf{U}^H\mathbf{p}, \quad (4.35)$$

avec $\mathbf{G} = \mathbf{U}\mathbf{\Sigma}\mathbf{V}^H$. Les matrices \mathbf{U} et \mathbf{V} sont des matrices unitaires et $\mathbf{\Sigma}$ est la matrice diagonale des valeurs singulières. Le paramètre de régularisation η^2 correspond au rapport bruit-sur-signal et permet de faire un compromis entre le terme d'attache aux données et le terme de pénalité. Dans la littérature, plusieurs méthodes ont été proposées pour estimer η^2 comme la technique de la courbe en L [124] et la validation croisée généralisée [125]. Dans cette partie, on utilise un estimateur Bayésien introduit par Antoni [126] et qui semble être plus robuste que les critères classiquement utilisés [127]. Le paramètre de régularisation η^2 est identifié par le minimum de l'équation

$$J(\eta^2) = \sum_{m=1}^M \ln(s_m^2 + \eta^2) + (M - 2) \ln(\chi^2) \text{ avec } \chi^2 = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \frac{|y_m|^2}{s_m^2 + \eta^2}, \quad (4.36)$$

avec s_m la m ième valeur singulière de \mathbf{G} et y_m la m ième valeur de $\mathbf{y} = \mathbf{U}^H\mathbf{p}$ la projection des mesures sur la base de \mathbf{U} . Le lecteur intéressé par la démonstration peut se référer à [126, 127, 32]. Dans certaines applications, le nombre de sources réelles est faible devant le nombre de sources équivalentes et différents auteurs ont proposé d'introduire de la parcimonie spatiale afin d'améliorer la localisation et la quantification des sources. Pereira [96] introduit la méthode itérative des sources équivalentes (iESM), qui découle de la méthode des sources équivalentes, afin d'améliorer la résolution spatiale. L'approche a ensuite été exprimée par Le Magueresse avec un formalisme Bayésien [32] et plus récemment, Fernandez-Grande *et al.* [128] proposent la méthode C-ESM (Compressive-Equivalent-Source Method). Le formalisme mathématique de ces méthodes est très proche et la différence entre iESM et C-ESM est liée à l'algorithme d'optimisation utilisé (soit l'algorithme IRLS, soit la boîte à outils CVX). Dans la suite, la méthode iESM est présentée.

4.4.1 Méthode itérative des sources équivalentes

La méthode itérative des sources équivalentes permet d'introduire de la parcimonie spatiale. Le problème d'optimisation peut alors s'exprimer de manière générale à l'aide

de la norme ℓ_p selon

$$\tilde{\mathbf{q}} = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{q}} \{ \|\mathbf{p} - \mathbf{G}\mathbf{q}\|_2^2 + \eta^2 \|\mathbf{q}\|_p^p \}, \quad (4.37)$$

où la norme ℓ_p de \mathbf{q} est définie par

$$\|\mathbf{q}\|_p = \left(\sum |q_i|^p \right)^{1/p}. \quad (4.38)$$

Afin de conserver un problème d'optimisation convexe, p est défini entre 1 et 2. A travers un formalisme Bayésien, cela revient à considérer un *a priori* de gaussienne généralisée sur la solution, figure 4.7 [129]. Cette distribution généralisée permet de contrôler le

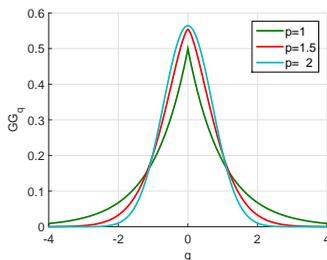


FIG. 4.7 – Loi gaussienne généralisée.

degré de parcimonie de la solution afin d'étudier des sources plus ou moins parcimonieuses spatialement [129]. Lorsque $p=2$, il s'agit de la régularisation de Tikhonov (*a priori* gaussien) alors que pour $p=1$ la gaussienne généralisée correspond à une distribution de Laplace qui favorise les solutions comprenant un nombre important de valeurs nulles. Le problème est résolu de manière itérative avec la méthode IRN (Iteratively Reweighted Norm) qui est une généralisation de IRLS (Iteratively Reweighted Least Squares) [130]. La solution de $\tilde{\mathbf{q}}_n$ à l'itération n s'exprime alors

$$\tilde{\mathbf{q}}_n = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{q}_n} \{ \|\mathbf{p} - \mathbf{G}\mathbf{q}_n\|_2^2 + \eta^2 \|\mathbf{L}_{n-1}\mathbf{q}_n\|_2^2 \}, \quad (4.39)$$

avec $\mathbf{L}_{n-1} \in \mathbb{R}^{N \times N}$ la matrice de régularisation

$$\mathbf{L}_n = \text{diag}\left(\frac{2}{p} |\mathbf{q}_n|^{p-2}\right). \quad (4.40)$$

La matrice \mathbf{L}_n étant carrée et directement inversible, la fonction de coût équation (4.39) peut se réexprimer, après le changement de variable $\mathbf{G}_{n-1}^L = \mathbf{G}\mathbf{L}_{n-1}^{-1}$, sous la forme

$$\tilde{\mathbf{q}}_n^L = \underbrace{\text{Argmin}}_{\mathbf{q}_n^L} \{ \|\mathbf{p} - \mathbf{G}_{n-1}^L \mathbf{q}_n^L\|_2^2 + \eta^2 \|\mathbf{q}_n^L\|_2^2 \}. \quad (4.41)$$

La solution à l'itération n s'exprime après le changement de variable par $\tilde{\mathbf{q}}_n = \mathbf{L}_{n-1}^{-1} \tilde{\mathbf{q}}_n^L$ [124]. A la première itération, la matrice de régularisation \mathbf{L}_1 peut être initialisée avec

la matrice identité ou avec le résultat de formation de voies ($\mathbf{L}_1 = \text{diag}(\tilde{\mathbf{Y}}^{-1/2})$). La méthode des sources équivalentes n'est pas directement applicable pour la caractérisation de sources hydroacoustiques en tunnel. En effet, compte tenu du bruit de couche limite turbulente important, il est généralement délicat d'utiliser les spectres de pression complexes comme données d'entrée. Il est alors préférable de moyennner les mesures avec un periodogramme afin de réduire la variance du bruit d'écoulement, ce qui conduit à utiliser des quantités quadratiques (matrice interspectrale).

Suzuki propose [131] de décomposer la MI en composantes principales de manière à calculer les spectres de pression virtuelle. L'inconvénient de cette approche est que le problème doit être résolu de manière indépendante pour chaque composante principale ce qui ne permet pas de traiter le problème de manière globale.

Dans la suite, on propose d'adapter la méthode itérative des sources équivalentes (iESM) pour des quantités quadratiques. Il s'agit d'identifier la matrice interspectrale des sources (\mathbf{S}_{qq}) tout en prenant en compte l'*a priori* de parcimonie spatiale [132].

4.4.2 Adaptation de la méthode itérative des sources équivalentes aux données quadratiques

En présence de sources acoustiques stationnaires et dans le cas d'un problème sous-déterminé, la solution $\tilde{\mathbf{S}}_{qq}$ de la régularisation de Tikhonov [133] s'exprime par

$$\tilde{\mathbf{S}}_{qq} = [\mathbf{G}^H(\mathbf{G}\mathbf{G}^H + \eta^2\mathbf{I})^{-1}] \mathbf{S}_{pp} [\mathbf{G}^H(\mathbf{G}\mathbf{G}^H + \eta^2\mathbf{I})^{-1}]^H, \quad (4.42)$$

et fait apparaître deux paramètres de régularisation η^2 . Conformément à la méthode itérative des sources équivalentes, plus ou moins de parcimonie spatiale peut être introduite via la matrice de régularisation \mathbf{L}_n qui s'exprime par

$$\mathbf{L}_n = \text{diag}\left(\frac{2}{p} \text{diag}(\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n-1})^{(p-2)/2}\right). \quad (4.43)$$

La solution $\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} = \tilde{\mathbf{q}}_n \tilde{\mathbf{q}}_n^H$ s'exprime alors par

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} &= \mathbf{L}_{n-1}^{-1} [\mathbf{G}_{n-1}^H(\mathbf{G}_{n-1}\mathbf{G}_{n-1}^H + \eta^2\mathbf{I})^{-1}] \mathbf{S}_{pp} \\ &[\mathbf{G}_{n-1}^H(\mathbf{G}_{n-1}\mathbf{G}_{n-1}^H + \eta^2\mathbf{I})^{-1}]^H (\mathbf{L}_{n-1}^{-1})^H. \end{aligned} \quad (4.44)$$

A partir de la décomposition en valeurs singulières $\mathbf{G}_n = \mathbf{U}_n \boldsymbol{\Sigma}_n \mathbf{V}_n^H$, la réécriture de l'équation (4.44) permet d'exprimer le problème sous la forme

$$\begin{aligned} \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} &= \mathbf{L}_{n-1}^{-1} \mathbf{V}_{n-1} \boldsymbol{\Sigma}_{n-1} (\boldsymbol{\Sigma}_{n-1}^2 + \eta^2\mathbf{I})^{-1} \mathbf{U}_{n-1}^H \mathbf{S}_{pp} \\ &\mathbf{U}_{n-1} (\boldsymbol{\Sigma}_{n-1}^2 + \eta^2\mathbf{I})^{-1} \boldsymbol{\Sigma}_{n-1} \mathbf{V}_{n-1}^H (\mathbf{L}_{n-1}^{-1})^H. \end{aligned} \quad (4.45)$$

L'algorithme iESM, présenté sous sa forme quadratique, peut converger prématurément ou diverger après plusieurs itérations. Afin de rendre plus robuste la convergence, on propose de mettre à jour la solution de manière partielle telle que

$$\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} = \nu \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} + (1 - \nu) \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n-1} \text{ avec } 0 < \nu \leq 1. \quad (4.46)$$

La méthode itérative des sources équivalentes est illustrée par l'algorithme 3.

Algorithme 3 : Méthode itérative des sources équivalentes.

Entrées : $\mathbf{S}_{pp}, p, \mathbf{G}, N_{max}, \nu, \tilde{\mathbf{Y}}$

$\mathbf{L}_1 = \mathbf{I}$ ou $\mathbf{L}_1 = \text{diag}(\tilde{\mathbf{Y}}^{-1/2})$

$n = 2, \tilde{\mathbf{S}}_{qq,1} = \mathbf{0},$

tant que $n \leq N_{max}$ **faire**

/* Décomposition en valeurs singulières */

$[\mathbf{U}_{n-1}, \mathbf{\Sigma}_{n-1}, \mathbf{V}_{n-1}] = \text{SVD}(\mathbf{G}\mathbf{L}_{n-1}^{-1}),$

/* Estimation du paramètre de régularisation η^2 équation (4.36) */

$\eta^2 = \text{argmin}(J(\eta^2)),$

/* Estimation de la solution à l'itération n */

$\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} =$

$\mathbf{L}_{n-1}^{-1} \mathbf{V}_{n-1} \mathbf{\Sigma}_{n-1} (\mathbf{\Sigma}_{n-1}^2 + \eta^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{U}_{n-1}^H \mathbf{S}_{pp} \mathbf{U}_{n-1} (\mathbf{\Sigma}_{n-1}^2 + \eta^2 \mathbf{I})^{-1} \mathbf{\Sigma}_{n-1} \mathbf{V}_{n-1}^H (\mathbf{L}_{n-1}^{-1})^H,$

/* Mise à jour partielle de la solution */

$\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} = \nu \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} + (1 - \nu) \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n-1},$

/* Calcul de la matrice de régularisation */

$\mathbf{L}_n = \text{diag}\left(\frac{2}{p} \text{diag}(\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n})^{(p-2)/2}\right),$

$\Delta = \|\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n} - \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n-1}\|_F,$

$N_{sol,n} = \|\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n}\|_F,$

/* Critères d'arrêt */

si $\nu = 1$ **alors**

STOP si $\|\tilde{\mathbf{S}}_{qq,n}\|_F > 10 \text{ mean}(N_{sol,1:n-1}),$

fin

si $\nu < 1$ **alors**

STOP si $\Delta < 10^{-8},$

fin

$n = n + 1,$

fin

Sortie : $\tilde{\mathbf{S}}_{qq} = \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n-1}$

La figure 4.8 présente l'évolution de l'erreur relative à l'itération n telle que

$$E_n = 10 \log_{10} \left(\frac{\|\mathbf{S}_{qq} - \tilde{\mathbf{S}}_{qq,n}\|_F}{\|\mathbf{S}_{qq}\|_F} \right), \quad (4.47)$$

en présence de trois sources acoustiques décorréées (figure 4.2) et en fonction de la valeur de p . Plus cette valeur tend vers 0, plus l'algorithme converge rapidement vers la solution. On observe également, à travers la figure 4.8, que le paramètre ν impacte directement la convergence de la solution. Pour $\nu = 1$, l'algorithme s'arrête après quelques

itérations alors que pour $\nu = 0.5$, l'algorithme effectue plus d'itérations et présente une meilleure convergence. Il faut noter que sans la mise en place de critères d'arrêt, l'algorithme 3 a tendance à diverger. La figure 4.9 présente l'estimation des débits qua-

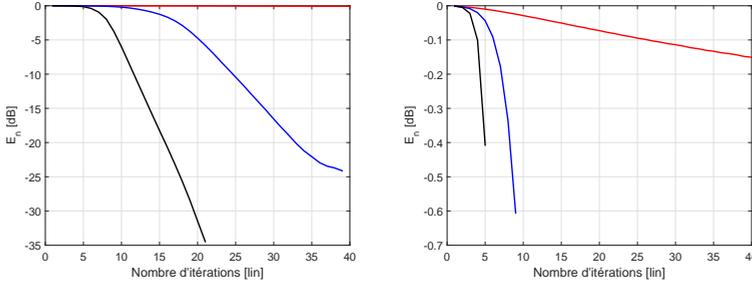


FIG. 4.8 – Évolutions en fonction du nombre d'itérations de l'erreur relative avec (à gauche) $\nu = 0.5$ et (à droite) $\nu = 1$, avec (—) $p=1.5$, (—) $p=1.3$ et (—) $p=1$.

dratiques ($diag(\tilde{\mathcal{S}}_{pp})$) en présence de trois sources et pour différentes valeurs de p . Plus p tend vers 0, plus le résultat d'imagerie est parcimonieux. En présence de sources ponctuelles, cela améliore l'estimation de la position et du niveau des sources. Comme montré en figure 4.10 des résultats similaires sont observés avec un modèle de propagation en environnement confiné. La figure 4.11 présente les motifs de parcimonie correspondant à $\tilde{\mathcal{S}}_{qq}$ en présence de sources corrélées ou décorréelées. Les valeurs les plus faibles du résultat d'imagerie n'étant pas rigoureusement égales à zéro, on applique un seuillage des valeurs afin de faire ressortir la corrélation entre les sources. Dans la littérature, il est établi que la géométrie d'antenne influence directement les résultats d'imagerie. La partie suivante s'intéresse à l'influence de la géométrie d'antenne sur les résultats d'imagerie, dans le cas où l'envergure de l'antenne est limitée par les dimensions du tunnel.

4.5 Optimisation de la géométrie d'antennes

Dans cette section, on propose d'optimiser la géométrie d'antennes en présence de fortes contraintes géométriques imposées par les dimensions du tunnel.

Depuis plusieurs décennies, des techniques d'optimisation d'antennes ont été proposées dans la littérature pour améliorer, généralement, les effets de lobe intrinsèques aux résultats de formation de voies. Moffet [134] propose des antennes à une dimension qui minimisent le nombre d'espaces inter-capteur redondants. L'inconvénient de ce type d'antennes est que la résolution spatiale n'est pas forcément améliorée. Dans le contexte de l'estimation de la direction d'arrivée, Gazzah *et al.* [135] ont proposé une antenne en V en étudiant les bornes de Cramer-Rao. Plus récemment, Malgoezar *et al.* [136]

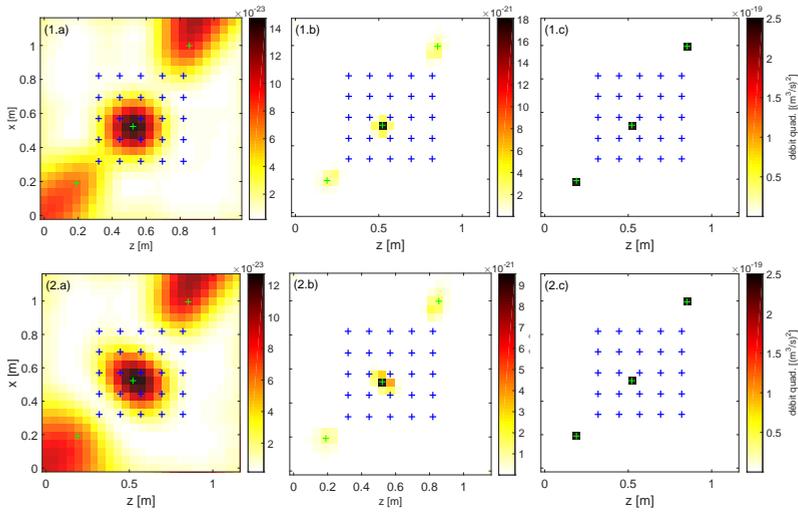


FIG. 4.9 – Méthode itérative des sources équivalentes (iESM) à 4 kHz pour trois sources décorréliées (1.a), (1.b), (1.c) et trois sources corrélées (2.a), (2.b), (2.c), avec (a) $p=2$, (b) $p=1.5$ et (c) $p=1$, en champ libre et $\text{RSB} = 20\text{dB}$ ($\nu = 0.5$).

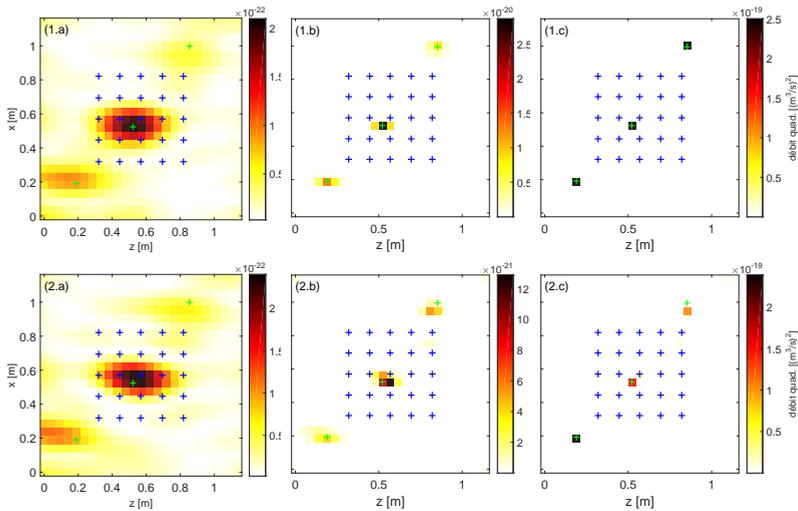


FIG. 4.10 – Méthode itérative des sources équivalentes (iESM) à 4 kHz pour trois sources décorréliées (1.a), (1.b), (1.c) et trois sources corrélées (2.a), (2.b), (2.c), avec (a) $p=2$, (b) $p=1.5$ et (c) $p=1$, en guide d'onde ($R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$) et $\text{RSB} = 20\text{dB}$ ($\nu = 0.5$).

proposent, seulement dans le cas de sources en champ lointain, d'utiliser un algorithme évolutionniste pour réduire les effets de lobes de la méthode de formation de voies. Le

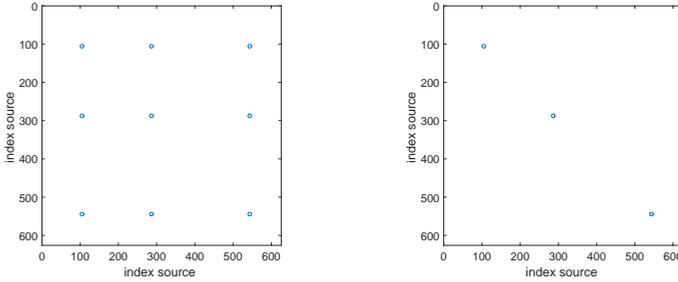


FIG. 4.11 – Motifs de parcimonie de $\tilde{\mathbf{S}}_{qq}$ à 4 kHz pour un modèle de propagation en champ libre et trois sources corrélées (à gauche) et décorrélées (à droite) avec $\nu = 0.5$ et $p = 1$.

Courtois *et al.* [105] utilisent également un algorithme évolutionniste pour optimiser une antenne dans le cas de sources en mouvement.

Dans la littérature, il s'agit généralement d'optimiser les effets de lobes des méthodes de formation de voies en minimisant la largeur du lobe principal et le niveau des lobes secondaires. Cependant, peu d'attention a été portée à l'influence de la géométrie d'antennes pour les méthodes inverses. Nelson *et al.* proposent d'évaluer l'effet du positionnement des capteur sur le conditionnement du problème inverse, cependant, ils traitent uniquement le cas d'antennes régulières et se placent dans le cas où le nombre de sources équivalentes est égal au nombre de capteurs [121].

Dans la suite de ce document, on propose d'optimiser une antenne en minimisant les effets de lobes ainsi que le conditionnement du propagateur. Il s'agit alors de résoudre un problème d'inverse, dont la fonction de coût n'est pas explicite, à l'aide d'une optimisation pseudo-aléatoire. Dans la littérature, plusieurs techniques d'optimisation ont été proposées pour améliorer les diagrammes de directivité des antennes comme la méthode de recuit simulé (SA) [137], les approches de Monte-Carlo (IBMC) [137] et les algorithmes évolutionnistes (AE) [138].

Dans la suite de ce document, un algorithme évolutionniste est proposé pour optimiser la position des capteurs afin d'améliorer les effets de lobes sur les résultats de formation de voies ainsi que la robustesse de la méthode itérative des sources équivalentes au bruit de mesure.

4.5.1 Optimisation via un algorithme évolutionniste

La méthode des algorithmes évolutionnistes est basée sur la théorie de l'évolution de Darwin et a été brièvement introduite en section 2.3.2. Dans cette partie, on propose

d'expliciter la méthode dans le contexte de l'optimisation d'antennes.

Pour les méthodes de formation de voies, section 4.2, on cherche soit à réduire la taille du lobe principal (minimiser C_{ouv}), soit à augmenter la dynamique entre le niveau des lobes secondaires et celui du lobe principal (maximiser C_{mssl}). Le Courtois introduit un critère pour obtenir une antenne polyvalente en faisant un compromis entre ouverture de l'antenne et niveau des lobes secondaires (minimisation de $\frac{C_{ouv}}{C_{mssl}}$) [138]. Dans cette partie, on propose également d'optimiser les antennes en minimisant le conditionnement C_{cond} de la matrice des fonctions de transfert. Ces critères dépendent de la fréquence, du plan de focalisation et de la géométrie des sources équivalentes. Compte tenu du temps de calcul des AE, il est délicat d'effectuer l'optimisation à chaque fréquence. On propose alors d'optimiser l'antenne sur N_{freq} fréquences et pour N_{pos} points de focalisation répartis sur le plan de focalisation restreint (voir figure 4.12). Il s'agit alors de minimiser la moyenne spatiale et fréquentielle des critères C_{ouv} , C_{mssl} et $\frac{C_{ouv}}{C_{mssl}}$. Le conditionnement ne dépend pas de la position de la source et le critère d'optimisation est alors basé sur la moyenne fréquentielle de C_{cond} .

La figure 2.16 rappelle les différentes étapes du processus d'optimisation. Un individu correspond à une géométrie d'antennes composée de 25 capteurs. Par analogie avec la biologie, les positions des capteurs correspondent aux chromosomes des individus. Chaque individu de la population initiale est issu d'un tirage aléatoire dans une loi uniforme $\mathcal{U}([1 N_p])$ avec N_p le nombre de positions possibles pour un capteur ($N_p=285$). La figure 4.12 illustre le plan de focalisation sur lequel l'antenne est optimisée ainsi que les positions possibles des différents capteurs. L'envergure de l'antenne est de 70 cm \times 60 cm, ce qui correspond approximativement à la taille d'un hublot dans le GTH. Les positions possibles sont distribuées de manière uniforme afin que la distance minimale entre deux capteurs respecte le théorème de Shannon à 10 kHz.

La première étape de l'algorithme consiste à initialiser la population, composée de N_{ind} individus puis de les évaluer suivant les critères présentés précédemment. Les individus sont ensuite classés de manière décroissante suivant leur potentiel d'optimalité. La phase suivante consiste à déterminer la partie de la population sélectionnée pour le processus de reproduction. Dans la littérature, on trouve différentes approches qui visent plus ou moins à imiter la nature [51] (la roulette, l'élitisme, le tournoi...). Dans cette section, une méthode mixte basée sur l'élitisme et la méthode du tournoi est proposée. Il s'agit dans un premier temps de conserver la moitié des N_{ind} les plus performants, puis de les faire se rencontrer par groupe de $N_{tour} = 5$ individus. Les deux meilleurs des 5 individus constituent un couple de parents qui va engendrer la génération suivante. Cette approche a l'avantage de prendre en compte des individus de moindre qualité et d'ajouter de la diversité dans la population tout en conservant les meilleurs individus. Les parents vont engendrer deux enfants qui vont se partager les chromosomes des parents. Cela revient à concevoir deux nouvelles antennes dont les positions de capteur sont issues des deux parents. Ces capteurs sont choisis de manière aléatoire et le processus est répété jusqu'à créer l'ensemble des enfants de cette génération. Afin d'ajouter

de la diversité dans la population et d'éviter de converger vers un extremum local, certains individus choisis aléatoirement subissent une mutation. N_{mut} chromosomes sont alors modifiés parmi les individus. A l'issue de la mutation, la nouvelle population est alors évaluée et les individus sont classés selon leurs performances. Ce processus itératif est répété N_{rep} fois jusqu'à atteindre le nombre de générations $N_{génération}$ initialement prévu par l'utilisateur.

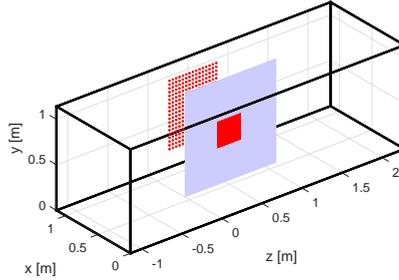


FIG. 4.12 – Positions possibles des capteurs ($\cdot\cdot\cdot$), plan de focalisation (bleu) et plan de focalisation restreint (rouge).

Dans la suite, des résultats numériques sont proposés pour illustrer la méthode. On s'intéresse aux effets de lobes des méthodes de formation de voies en champ libre puis à l'influence de la géométrie d'antenne sur la robustesse de la méthode iESM, au bruit de mesure, en champ libre ainsi que dans un guide d'onde ($R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$).

4.5.2 Optimisation des effets de lobes

Cette section présente les résultats d'optimisation d'antennes pour la méthode de formation de voies classique et la méthode SOAP. L'optimisation est réalisée entre 5 kHz et 10 kHz et le tableau 4.1 synthétise les paramètres de l'algorithme évolutionniste. La

Paramètres	$N_{génération}$	N_{ind}	N_{mut}	N_{rep}	N_{tour}	N_{freq}	N_{pos}
Valeurs	500	32	$\frac{30 \times N_{ind}}{100}$	10	5	3 (5,7 et 10 kHz)	9

TAB. 4.1 – Paramètres pour l'initialisation de l'algorithme évolutionniste.

figure 4.13 présente l'évolution de l'ouverture et du niveau du lobe secondaire maximal en fonction de la génération. L'optimisation consiste alors à maximiser le critère C_{mst} , minimiser le paramètre C_{ouv} ou minimiser $\frac{C_{ouv}}{C_{mst}}$. De manière générale, la diminution de

l'ouverture de l'antenne conduit à l'augmentation du niveau des lobes secondaires. Par réciprocité, lorsque l'on minimise l'amplitude des lobes secondaires, la taille du lobe principal augmente. A travers ces résultats, il est également possible de vérifier que la méthode SOAP présente de meilleures propriétés, notamment en ce qui concerne la taille du lobe principal. Les figures 4.14 et 4.15 illustrent les résultats d'optimisation

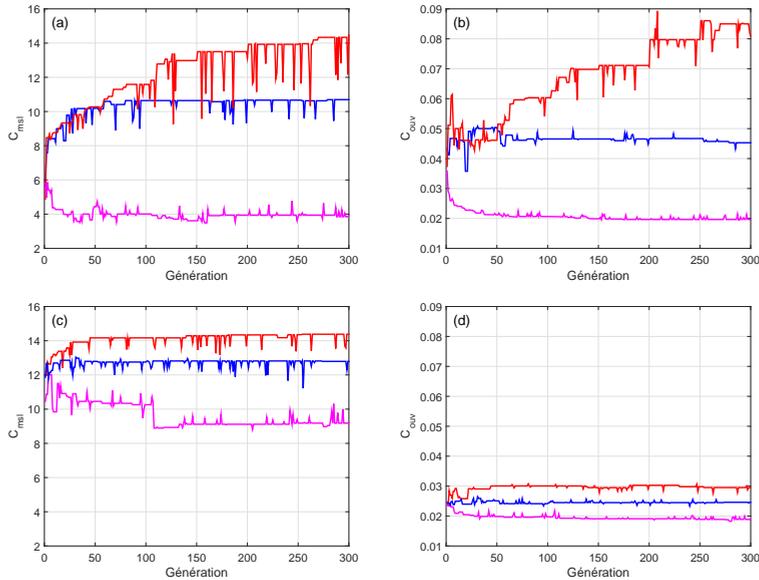


FIG. 4.13 – Évolutions en fonction de la génération (a,c) des effets de lobe et (b,d) de l'ouverture de l'antenne en fonction des critères d'optimisation d'antenne : (—) C_{msl} , (—) C_{ouv} et (—) $\frac{C_{ouv}}{C_{msl}}$ et de la méthode : formation de voies (première ligne) et SOAP (deuxième ligne).

d'antennes en fonction des critères concernant les effets de lobes. Ces résultats sont en adéquation avec les résultats de la littérature. En effet, pour améliorer la résolution spatiale, l'algorithme recherche à maximiser l'envergure de l'antenne alors que pour réduire les effets de lobes secondaires, il s'agit d'augmenter la densité de capteurs. L'antenne polyvalente proposée par Le Courtois *et al.* permet de faire un compromis entre l'ouverture de l'antenne et les effets de lobes à travers la minimisation de $\frac{C_{ouv}}{C_{msl}}$. L'antenne optimisée suivant le conditionnement présente un lobe principal fin et des lobes secondaires relativement élevés.

Afin de vérifier la convergence des résultats, le processus d'optimisation est répété N_{rep} fois, les diagrammes d'occurrence sont alors présentés figures 4.16 et 4.17. Les densités de probabilités sont symptomatiques pour les critères C_{msl} et C_{ouv} . En effet les antennes présentent une forte densité soit au centre, soit au bord de l'antenne. Compte tenu de la forte contrainte géométrique imposée par les dimensions de la veine d'essais, il est délicat, malgré l'optimisation d'antennes, d'utiliser la méthode de formation de

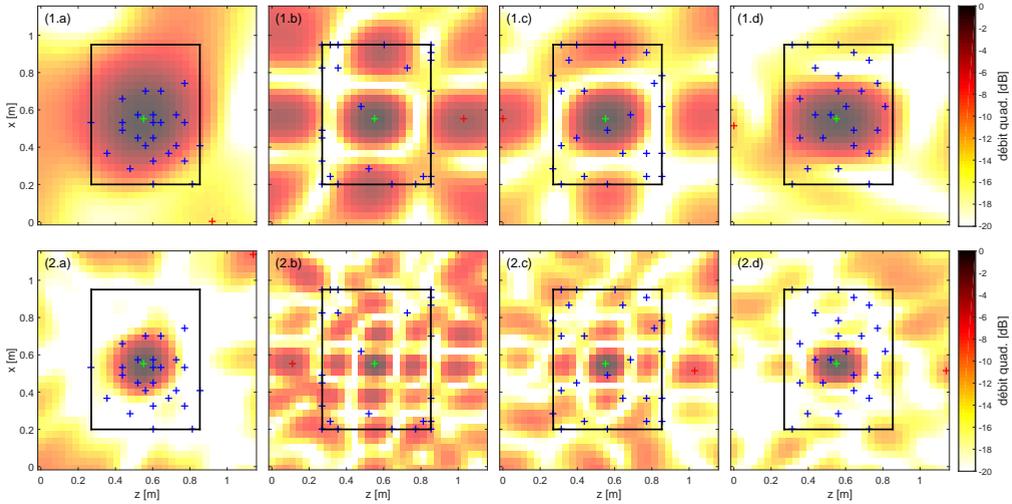


FIG. 4.14 – Résultats de formation de voies à (1.i) 5 kHz et (2.i) 10 kHz après optimisation géométrique de l'antenne suivant les critères : (i.a) C_{msl} , (i.b) C_{ouv} , (i.c) C_{cond} et (i.d) $\frac{C_{ouv}}{C_{msl}}$, avec (+) la position des capteurs, (+) le niveau maximal et (+) le lobe secondaire maximal.

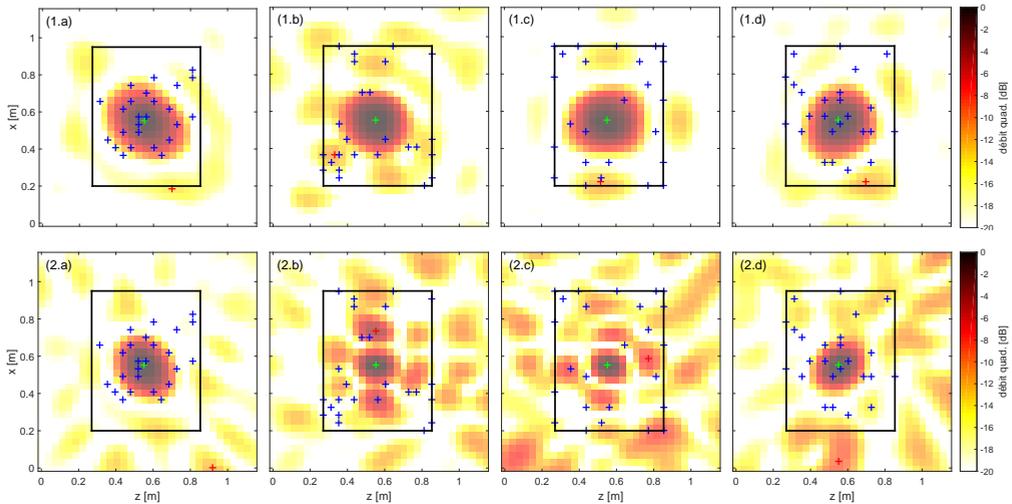


FIG. 4.15 – Résultats de SOAP à (1.i) 5 kHz et (2.i) 10 kHz après optimisation géométrique de l'antenne suivant les critères : (i.a) C_{msl} , (i.b) C_{ouv} , (i.c) C_{cond} et (i.d) $\frac{C_{ouv}}{C_{msl}}$, avec (+) la position des capteurs, (+) le niveau maximal et (+) le lobe secondaire maximal.

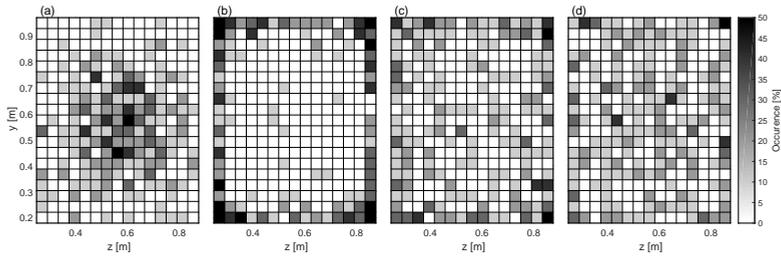


FIG. 4.16 – Occurrences des géométries d'antenne avec la méthode de formation de voies après 10 répétitions du processus d'optimisation : (a) C_{mst} , (b) C_{ouv} , (c) C_{cond} et (d) $\frac{C_{ouv}}{C_{mst}}$.

voies en basses fréquences.

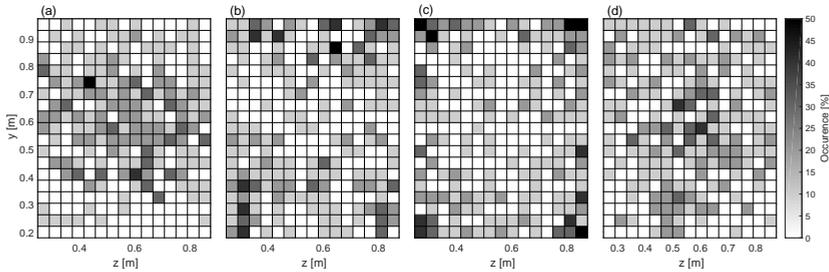


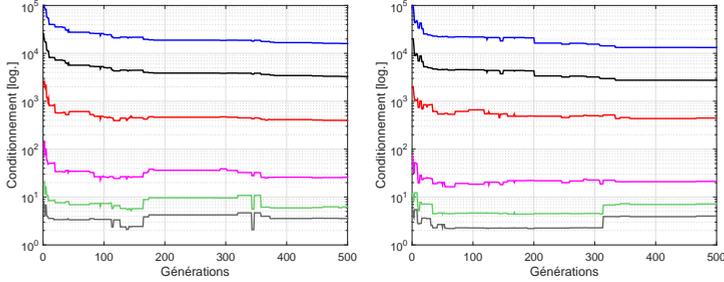
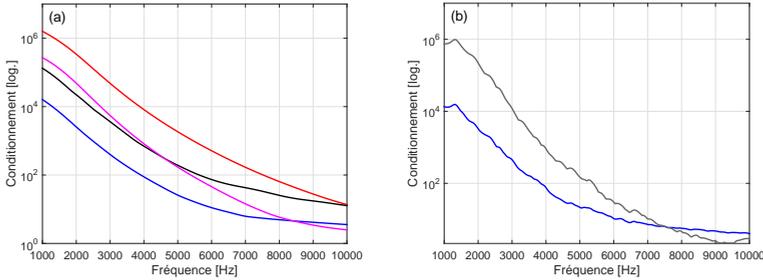
FIG. 4.17 – Occurrences des géométries d'antenne avec la méthode SOAP après 10 répétitions du processus d'optimisation : (a) C_{mst} , (b) C_{ouv} , (c) C_{cond} et (d) $\frac{C_{ouv}}{C_{mst}}$.

4.5.3 Optimisation de la robustesse

Dans cette section, il s'agit d'optimiser la géométrie d'antennes afin d'améliorer la robustesse de la méthode des sources équivalentes au bruit de mesure. On propose alors de minimiser le conditionnement sur la bande de fréquences entre 1 kHz et 10 kHz. La figure 4.18 illustre l'évolution du conditionnement en fonction de la fréquence et du nombre de générations pour un modèle de propagation en champ libre et en guide d'onde ($R_{x,1}=R_{x,2}=R_{y,1}=R_{y,2} = 0.6$). Les paramètres pour l'algorithme d'optimisation sont synthétisés dans le tableau 4.2. Dans les deux cas, le conditionnement est inversement proportionnel à la fréquence et le processus d'optimisation améliore le conditionnement en basses fréquences au détriment des hautes fréquences. La figure 4.19 présente l'évolution en fonction de la fréquence du conditionnement pour différentes antennes. L'antenne optimisée suivant le critère C_{cond} présente un meilleur conditionnement entre 1 kHz et environ 8 kHz dans les deux cas. Comme expliqué précédemment, l'optimisation est effectuée entre 1 kHz et 10 kHz et c'est principalement le conditionnement en basses fréquences qui est amélioré. Afin de mettre en avant l'amélioration, en matière

Paramètres	$N_{\text{génération}}$	N_{ind}	N_{mut}	N_{rep}	N_{tour}	N_{freq}
Valeurs	500	32	$30 \times \frac{N_{\text{ind}}}{100}$	10	5	5 (1,3,5,7 et 10 kHz)

TAB. 4.2 – Paramètres pour l’initialisation de l’algorithme évolutionniste.

FIG. 4.18 – Évolutions du conditionnement d’une antenne optimisée suivant C_{cond} en fonction de la fréquence et du nombre de générations : 1 kHz (—), 3 kHz (—), 5 kHz (—), 7 kHz (—), 10 kHz (—) et conditionnement moyen (—). Modèle de propagation en champ libre (à gauche) et en guide d’onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$) (à droite).FIG. 4.19 – Évolutions du conditionnement du problème inverse (a) en champ libre et (b) en guide d’onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$) pour une antenne optimisée suivant : (—) C_{cond} , (—) C_{msl} , (—) C_{ouv} , (—) $C_{\text{ouv}}/C_{\text{msl}}$ et une antenne uniforme (—).

de robustesse, apportée par l’optimisation d’antenne, l’erreur relative

$$E = 10 \log_{10} \left(\frac{\|\mathcal{S}_{qq} - \tilde{\mathcal{S}}_{qq}\|_F}{\|\mathcal{S}_{qq}\|_F} \right), \quad (4.48)$$

est calculée à différentes fréquences et pour différents RSB. Le lien entre la variance du bruit et le RSB est exprimé équation (4.6). On considère une seule source monopolaire positionnée aléatoirement sur le plan de focalisation (figure 4.12). L’algorithme 3 est utilisé avec une norme ℓ_1 ($p = 1$). Les figures 4.20 et 4.21 présentent l’évolution de

l'erreur en fonction de la fréquence et du RSB respectivement en champ libre et dans un guide d'onde. Ces résultats montrent que la qualité du résultat d'imagerie dépend du conditionnement de la matrice \mathbf{G} . En minimisant ce paramètre, il est alors possible d'améliorer le résultat du problème inverse notamment lorsque $\nu = 1$. Lorsque l'on met à jour de manière partielle la solution ($\nu < 1$), les résultats sont bien meilleurs et la géométrie d'antenne influence moins l'estimation de la solution. Pour un modèle de

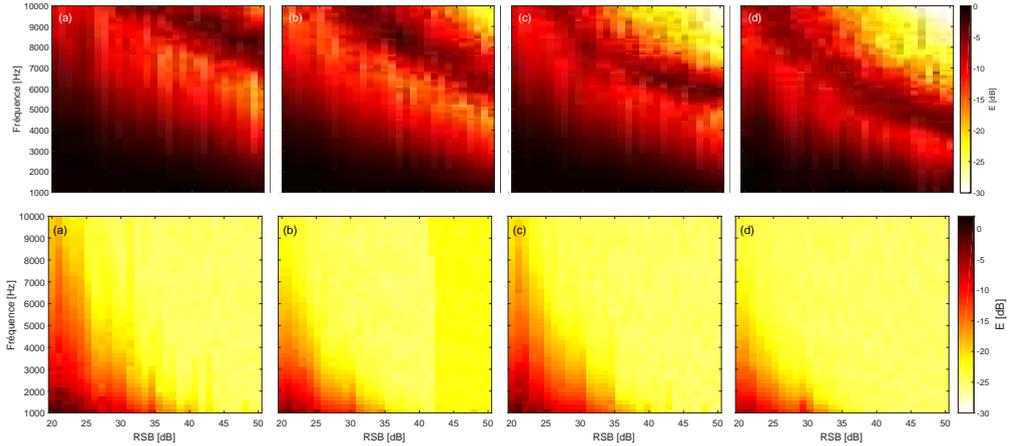


FIG. 4.20 – Évolution de l'erreur relative sur $\tilde{\mathbf{S}}_{qq}$ en fonction de la fréquence et du RSB pour une antenne optimisée suivant : (a) C_{msl} , (b) C_{ouv} , (c) $\frac{C_{ouv}}{C_{msl}}$ et (d) C_{cond} en champ libre avec $\nu = 1$ (première ligne) et $\nu = 0.5$ (deuxième ligne).

propagation qui prend en compte les réflexions dans le guide d'onde, figure 4.21, les résultats obtenus avec une antenne uniforme et une antenne optimisée suivant C_{cond} sont relativement proches.

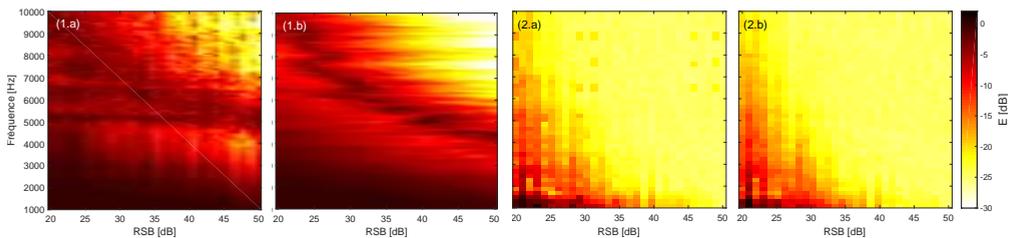


FIG. 4.21 – Évolution de l'erreur relative sur $\tilde{\mathbf{S}}_{qq}$ en fonction de la fréquence et du RSB pour : (a) une antenne uniforme et (b) une antenne optimisée suivant C_{cond} dans un guide d'onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$) avec (1.i) $\nu = 1$ et (2.i) $\nu = 0.5$.

4.6 Imagerie acoustique en écoulement confiné

Dans cette section, il s'agit d'étudier numériquement l'influence du modèle de propagation (utilisé dans le problème inverse) et du bruit de couche limite turbulente à travers les résultats d'imagerie obtenus avec SOAP, iESM et DAMAS. Le modèle de propagation du problème direct est calculé via la méthode des sources images avec $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$ et l'antenne est optimisée pour minimiser le conditionnement du problème inverse (section 4.5.3). La géométrie de l'antenne est illustrée en figure 4.22 et les trois sources étudiées sont décorréélées.

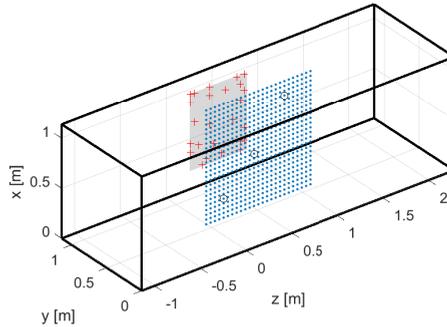


FIG. 4.22 – Positions des capteurs (+), des points de focalisation (\dots) et des sources (o) dans un guide d'onde de section carrée (1.14 m \times 1.14 m).

4.6.1 Influence du modèle de propagation

Dans cette section, on propose d'utiliser trois modèles de propagation différents pour réaliser le problème inverse :

1. un modèle en champ libre,
2. un modèle basé sur la théorie des sources images ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 1$),
3. un modèle semi-empirique basé sur l'identification des coefficients de réflexion.

La figure 4.23 présente les fonctions de Green considérées en fonction de la fréquence. Le module de la fonction de Green en champ libre ne varie pas avec la fréquence et néglige les réflexions dans le guide d'onde. Le second modèle surestime les coefficients de réflexion du guide d'onde tandis que le troisième modèle est issu de l'identification des coefficients de réflexion du guide d'onde via un algorithme évolutionniste (section 2.3). Afin d'évaluer l'influence du modèle sur le résultat d'imagerie, on propose d'étudier l'évolution de l'erreur relative (équation 4.48), figure 4.24, en fonction de la fréquence pour l'algorithme de déconvolution DAMAS et l'approche iESM. Lorsque le modèle de

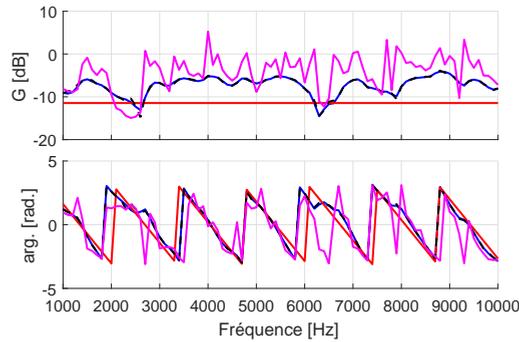


FIG. 4.23 – Évolutions des fonctions de Green en module et phase pour différents modèles : (—) en champ libre, en guide d'onde avec (—) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$ et avec (—) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 1$ ainsi que pour (---) le modèle semi-empirique.

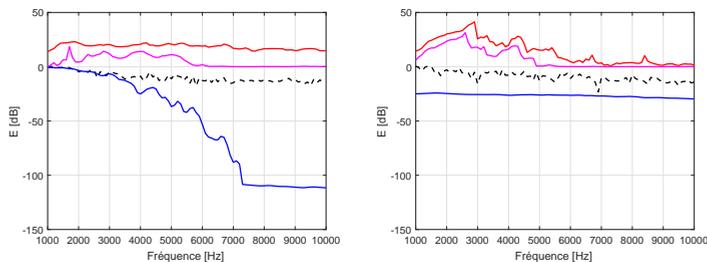


FIG. 4.24 – Évolutions de l'erreur relative en fonction de la fréquence (à gauche) DAMAS (1000 itérations) et (à droite) iESM (20 itérations et $\nu = 0.5$) pour un modèle : (—) en champ libre, en guide d'onde avec (—) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 0.6$ et avec (—) $R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 1$ ainsi que (---) pour le modèle semi-empirique ($RSB = \infty$ dB).

propagation utilisé pour le problème inverse est éloigné du modèle du problème direct, on observe des erreurs importantes sur l'estimation des sources. Ceci est également visible à travers les résultats d'imagerie figure 4.25. Les meilleurs résultats sont évidemment obtenus lorsque les modèles du problème direct et inverse sont identiques. Lorsque le biais entre les modèles est trop important, les méthodes d'imagerie ne permettent pas de caractériser les sources. L'utilisation d'un modèle en champ libre ou d'un modèle qui surestime la réverbération engendre alors des erreurs importantes. Il faut noter que le modèle semi-empirique améliore les résultats d'imagerie notamment en moyennes et basses fréquences.

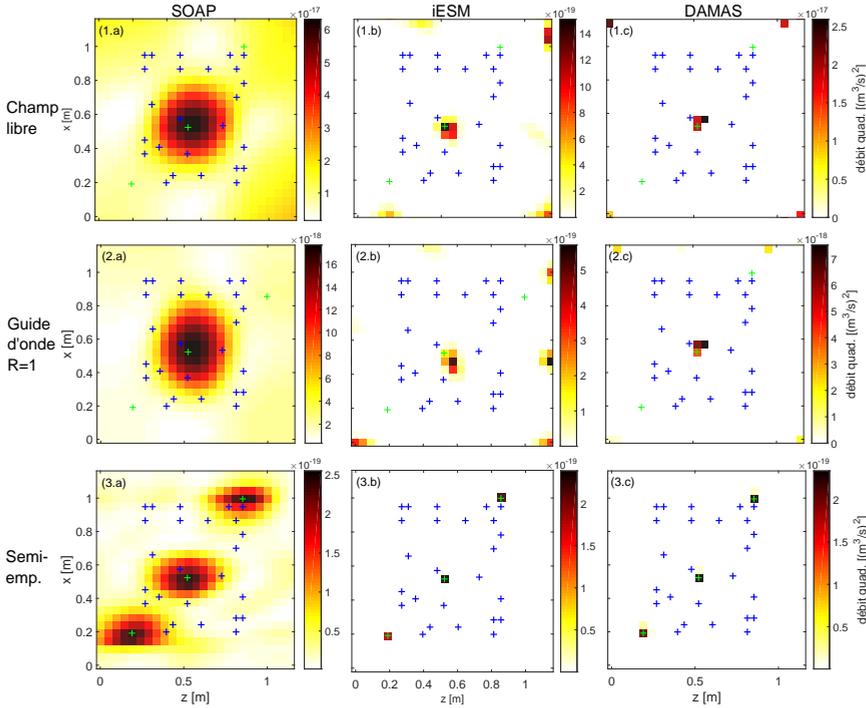


FIG. 4.25 – Résultats d’imagerie à 4 kHz : (i.a) SOAP, (i.b) iESM et (i.c) DAMAS (via SOAP), avec un modèle : (1.i) en champ libre, (2.i) en guide d’onde ($R_{x,1} = R_{x,2} = R_{y,1} = R_{y,2} = 1$) et (3.i) modèle semi-empirique. Positions des sources (+) et des capteurs (+).

4.6.2 Influence du bruit de Couche limite turbulente

Dans cette section, il s’agit d’évaluer l’influence du bruit de l’écoulement et de la méthode de débruitage (ACPR) sur les résultats d’imagerie. Le bruit de couche limite est modélisé conformément à la section 3.1 avec les modèles de Corcos et de Goody. Les résultats de débruitage sont obtenus avec l’Analyse en Composantes Principales Robuste (section 3.2.2) et sont illustrés par la figure 4.26. L’antenne utilisée, figure 4.22, est optimisée suivant le conditionnement et présente une géométrie irrégulière, ce qui limite l’efficacité du débruitage (figure 4.26 (b)). Le modèle de propagation utilisé pour le problème inverse est déterminé suite à l’identification des coefficients de réflexion et la figure 4.27 présente l’évolution de l’erreur relative avec et sans la phase de débruitage (ACPR) pour iESM et DAMAS. Sans une étape de débruitage, aucune des deux méthodes ne permet de fournir une solution précise et l’erreur est proportionnelle au niveau de bruit. Lorsque l’on applique l’ACPR, les résultats d’imagerie sont nettement meilleurs sur l’ensemble de la bande de fréquences. La figure 4.28 présente

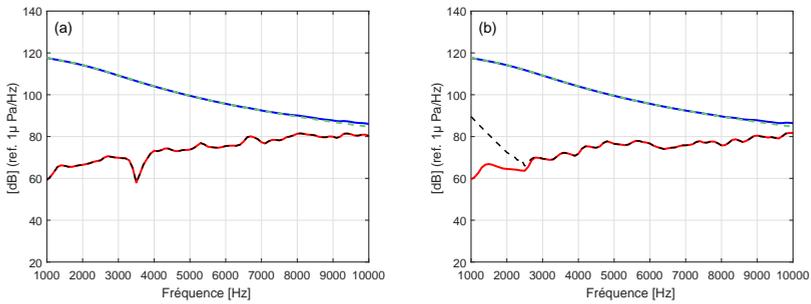


FIG. 4.26 – DSP du champ de pression total (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT de référence (---), du signal débruité avec l'ACPR (---), avec $NV_{ref} = 15$ dB, $NV_{source} = 10$ dB et $\alpha_x = 1$, $\alpha_z = 1/8$. (a) capteur 1 et (b) capteur 8.

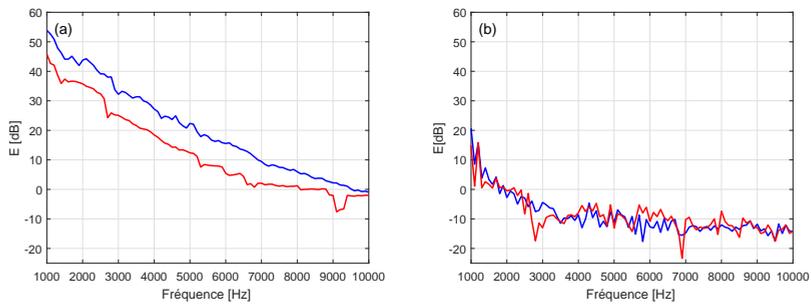


FIG. 4.27 – Évolutions de l'erreur relative en fonction de la fréquence pour iESM (—) et DAMAS (—) : (a) sans débruitage et (b) avec débruitage via l'Analyse en Composantes Principales Robuste.

les résultats d'imagerie avec et sans écoulement et avec ou sans la phase de débruitage. Cette étape permet d'améliorer nettement les résultats d'imagerie malgré un niveau de bruit important. Dans le cas de sources décorréelées, les résultats obtenus avec DAMAS et iESM sont proches.

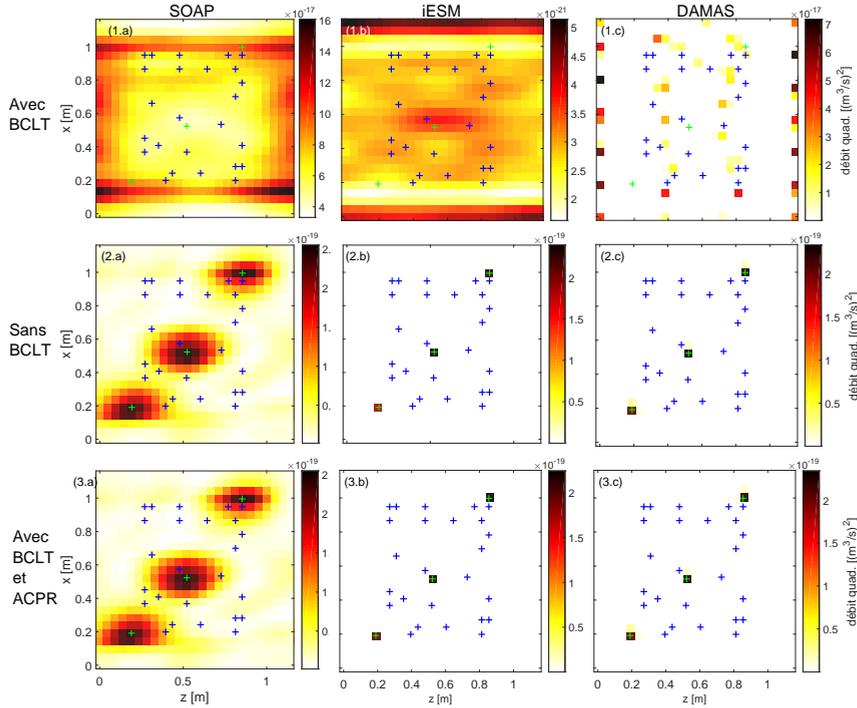


FIG. 4.28 – Résultats d'imagerie à 4 kHz : (i.a) SOAP, (i.b) iESM et (i.c) DAMAS (via SOAP). Avec écoulement et sans débruitage (1.i), sans écoulement (2.i) avec écoulement et ACPR (3.i). Positions des sources (+) et des capteurs (+).

4.6.3 Reconstruction du champ de pression rayonné en environnement infini

L'un des objectifs de la caractérisation de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique est de pouvoir prédire le bruit rayonné en champ libre par une source étudiée dans le tunnel. Pour cela, il faut propager les sources identifiées avec, par exemple, un modèle de propagation en champ libre. La matrice interspectrale correspondant à l'estimation du champ de pression en environnement infini $\tilde{\mathbf{S}}_{pp}^{cl}$ s'exprime par

$$\tilde{\mathbf{S}}_{pp}^{cl} = \mathbf{G}_{dir} \tilde{\mathbf{S}}_{pp} \mathbf{G}_{dir}^H, \quad (4.49)$$

avec \mathbf{G}_{dir} la matrice des fonctions de Green entre le plan de focalisation ou les positions des sources équivalentes et le domaine où l'on souhaite reconstruire le champ de pression. Dans cette partie, on choisit de calculer la pression en champ proche des sources (à 3 cm du plan de focalisation). La figure 4.29 présente le niveau de pression synthétisé en champ libre à 2.5 kHz et 4 kHz. En présence de sources décorréelées, DAMAS et iESM permettent de reconstruire le champ de pression. Cependant, en basses fréquences, figure 4.30, l'estimation du champ de pression est moins précise à cause de la moins bonne

convergence des méthodes d'imagerie et de débruitage.

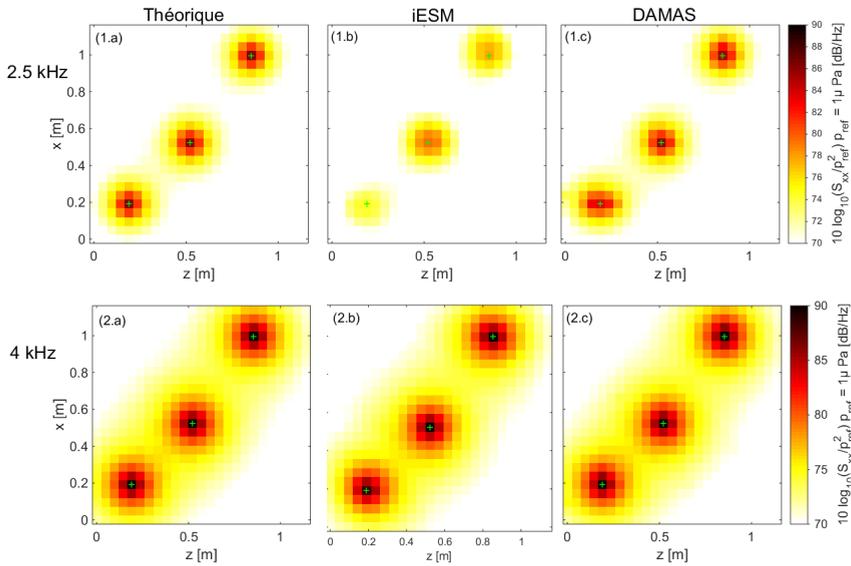


FIG. 4.29 – Estimations du niveau de pression en champ libre pour trois sources décorréliées : (première ligne) à 2.5 kHz et (deuxième ligne) à 4 kHz. (a) solution théorique, (b) iESM, (c) SOAP-DAMAS. Positions des sources (+).

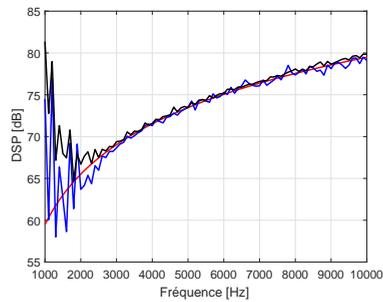


FIG. 4.30 – Évolutions du champ de pression : théorique (—), estimé par DAMAS (—) et par iESM (—) pour trois sources décorréliées et après débruitage.

Conclusion

L'objectif principal de cette partie est de proposer une méthode d'imagerie adaptée à la caractérisation (localisation et quantification) de sources acoustiques en tunnel hydrodynamique. On propose, dans un premier temps, de mettre en avant quelques méthodes d'imagerie acoustique utilisées pour la caractérisation de sources. On distingue les méthodes de formation de voies des méthodes inverses (DAMAS, iESM). A travers les résultats présentés, la méthode SOAP semble fournir de meilleurs résultats que la méthode de formation de voies classique ou la méthode de Capon. En effet, SOAP permet d'étudier des sources corrélées et présente des effets de lobes relativement faibles. Afin d'améliorer la résolution des résultats de formation de voies, la méthode de déconvolution DAMAS est utilisée, cependant, elle n'est pas adaptée aux sources corrélées. Afin d'identifier des sources corrélées ou décorrélées en écoulement, on propose d'étendre la méthode itérative des sources équivalentes (iESM). Il s'agit de résoudre un problème inverse quadratique de manière itérative. Cette approche permet également d'introduire plus ou moins de parcimonie spatiale et fournit une estimation de la matrice interspectrale des sources qu'elles soient corrélées ou décorrélées.

Pour améliorer les résultats d'imagerie, on propose d'optimiser la géométrie de l'antenne avec un algorithme évolutionniste. Ceci consiste à réduire les effets de lobes intrinsèques aux résultats de formation de voies ou à améliorer la robustesse de la méthode iESM au bruit de mesure. Malgré une optimisation des effets de lobes de la méthode SOAP, les contraintes géométriques imposées par le tunnel ne permettent pas d'obtenir un lobe principal suffisamment fin. L'utilisation d'une antenne qui minimise le conditionnement de la matrice des fonctions de Green, permet d'améliorer légèrement les résultats obtenus avec iESM en champ libre.

Enfin, on propose d'évaluer numériquement la pertinence des méthodes DAMAS et iESM pour la caractérisation de sources acoustiques en écoulement guidé. Le problème direct est modélisé avec la méthode des sources images afin de prendre en compte la réverbération du tunnel. De manière générale, les méthodes d'imagerie acoustique sont sensibles à la qualité du modèle utilisé pour réaliser le problème inverse. On montre que si le modèle est biaisé cela conduit à une mauvaise estimation des sources acoustiques en localisation et quantification. La prise en compte d'une étape de recalage de modèle, basée sur l'identification des coefficients de réflexion des parois du guide d'onde, permet de corriger ce biais et d'améliorer les résultats d'imagerie. En écoulement, le champ de pression pariétale est fortement perturbé. L'utilisation de l'algorithme de débruitage, basé sur l'Analyse en Composantes Principales Robuste, permet de réduire l'influence du bruit de couche limite et contribue à améliorer la caractérisation des sources acoustiques.

Afin de compléter ces résultats, il serait intéressant de comparer la méthode iESM à l'approche CMF (Covariance Matrix Fitting) [139] ou aux méthodes récemment proposées dans [140, 141] qui traitent de l'identification de la matrice interspectrale de

sources acoustiques. De plus, il pourrait être judicieux de tenir compte des longueurs de corrélation du bruit dans le dimensionnement d'antennes.

Chapitre 5

EXPÉRIMENTATIONS EN TUNNEL HYDRODYNAMIQUE

Introduction

Les résultats expérimentaux présentés sont issus d'une campagne de mesures réalisée en février 2017. L'objectif de ce chapitre est d'évaluer la potentialité des méthodes :

- d'identification des coefficients de réflexion,
- de débruitage de CLT,
- d'imagerie acoustique,

dans le Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) (figure 5.1). La grande veine du GTH



FIG. 5.1 – Vue de dessus du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH).

(10 m × 2 m × 1.35 m) est instrumentée avec trois antennes d'Hydrophones et une antenne d'accéléromètres positionnées en paroi du tunnel (figure 5.2). Le réseau de capteurs est composé de 3 antennes planes comprenant 18 hydrophones de diamètre 8 cm. Les 3 antennes sont disposées en U, soit sur les faces latérales et au fond du GTH. L'antenne d'accéléromètres est composée de 59 capteurs collés sur une plaque en aluminium. Les accéléromètres ont été calibrés en amplitude. Dans la suite, seulement les résultats obtenus avec les hydrophones sont présentés et le lecteur intéressé par les résultats issus des mesures d'accélération peut se référer à la thèse d'Océane Grosset qui a également participé aux essais [142]. Deux sources acoustiques, figure 5.3, ont été utilisées lors de

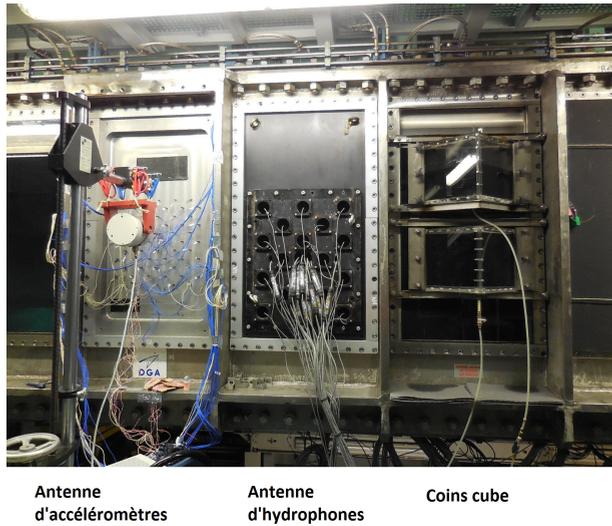


FIG. 5.2 – Vue de côté de la grande veine du GTH.

la campagne d'essais : une source monopolaire positionnée sur un support pouvant se translater et tourner sur 360° autour d'un axe vertical et un hydrophone profilé (en position fixe) pour les mesures en écoulement (figure 5.3). Un vibromètre laser est également utilisé afin d'estimer le débit acoustique de la source (figure 5.4). Afin de faciliter la mesure, le laser passe à travers un coin cube. Les mesures sont réalisées simultanément à une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz. La durée d'acquisition est de 20 secondes sans écoulement et de 60 secondes en écoulement.

De manière à évaluer la propagation acoustique dans le GTH, on propose de mesurer expérimentalement les fonctions de Green, sans écoulement, dans la veine d'essais du tunnel. L'estimation empirique de la propagation permet de prendre en compte la complexité du milieu à travers la mesure. Cependant, cette approche peut s'avérer coûteuse en temps, puisqu'il est indispensable d'estimer les fonctions de transfert avant d'effectuer des mesures avec la source d'intérêt. Afin de modéliser la propagation acoustique dans la veine d'essais, un modèle semi-empirique basé sur la théorie des sources images

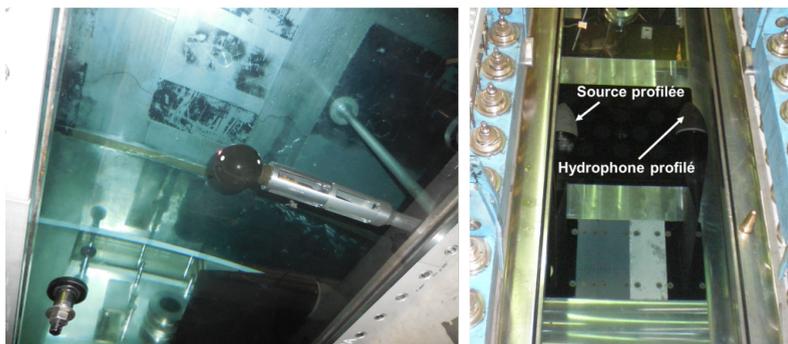


FIG. 5.3 – Source monopolaire (TZ20) montée sur un mât (à gauche) et hydrophones profilés (à droite).



FIG. 5.4 – Positionnement du vibromètre laser en entrée du coin cube.

et l'identification des coefficients de réflexion est ensuite proposé.

Dans le but d'évaluer l'efficacité des techniques de débruitage telles que l'Analyse en Composantes Principales (ACP) et l'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR), différentes mesures sont réalisées en écoulement avec une source acoustique contrôlée (hydrophone profilé figure 5.3).

Enfin, plusieurs techniques d'imagerie sont appliquées dans le GTH. Une première étude, sans écoulement, basée sur un modèle de propagation empirique est proposée afin d'évaluer les méthodes d'un point de vue quantitatif. Puis dans un second temps, l'influence du débruitage est étudiée, de manière qualitative, sur les résultats d'imagerie en utilisant un modèle de propagation en champ libre.

5.1 Estimation de la propagation acoustique dans le GTH

Dans cette section, on propose d'analyser expérimentalement la propagation acoustique dans le GTH via la mesure de fonctions de transfert entre la source (en position \mathbf{r}_0) et un récepteur (en position \mathbf{r}). Un modèle de propagation empirique peut alors être obtenu en estimant l'ensemble des fonctions de transfert entre les différents points de la ligne et l'ensemble des capteurs présentés figure 5.5. La source monopolaire est dépla-

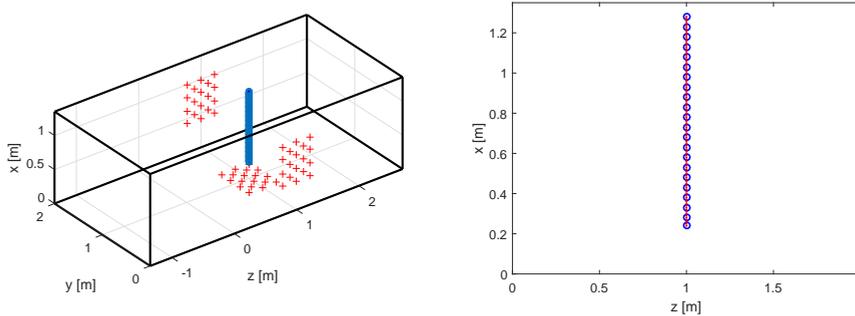


FIG. 5.5 – Positions des capteurs (+), des points de mesure (o) sur une ligne (⋯) dans la grande veine du GTH (à gauche). Vue agrandie de la ligne (à droite).

cée par pas d'environ 5 cm le long de la ligne. Les fonctions de transfert entre chaque capteur et chaque point de la ligne sont mesurées lorsque la source émet un bruit blanc. Le modèle de propagation semi-empirique proposé dans la suite est calculé sur chaque point de la ligne représentée par (⋯) en figure 5.5. Cette ligne est discrétisée suivant un pas de 1 cm.

5.1.1 Estimation du débit de la source

Une fonction de Green correspond à la fonction de transfert entre le signal de pression mesuré par un récepteur et le débit acoustique de la source. Le rayonnement de la source, de surface S_{source} , est supposé omnidirectionnel et son débit volumique Q_u peut être estimé *in situ* via la mesure au vibromètre laser tel que

$$Q_u(\omega) = S_{source} U_{vibro}(\omega), \quad (5.1)$$

avec $U_{vibro}(\omega)$ le spectre complexe de vitesse vibratoire. Afin de valider la mesure optique, on propose d'estimer la pression rayonnée par la source, à partir de l'estimation du débit, dans un environnement infini et de comparer ce résultat aux données constructeur, figure 5.6. Le champ de pression à une distance R , pour un signal de 1 Volt,

s'exprime

$$p(\mathbf{r}) = \frac{i\omega\rho_0 H_{source}}{4\pi R} e^{-ik_0 R}, \quad (5.2)$$

avec H_{source} la fonction de transfert entre le débit volumique et le signal de tension en entrée de la source. L'estimation du champ de pression rayonné par la source à 1 m coïncide avec les données de calibration de sources, ce qui valide l'estimation du débit acoustique de la source via une mesure optique. La réponse de la source est linéaire en fonction du logarithme de la fréquence et présente une résonance vers 11 kHz.

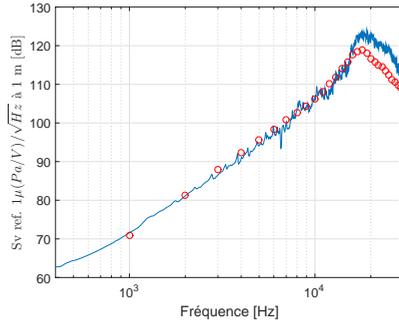


FIG. 5.6 – Estimation du champ de pression rayonné par la source en champ libre et à 1 m : (○) données constructeur et (—) estimation via la mesure au vibromètre.

5.1.2 Estimation empirique et semi-empirique des fonctions de Green

A partir des mesures de fonction de transfert et de la connaissance de la réponse de la source, il est possible de déterminer expérimentalement les fonctions de Green dans le GTH. Les fonctions de Green expérimentales, figure 5.7, présentent de nombreuses résonances généralement très amorties. L'ensemble des fonctions de Green entre les différents points de la ligne et le réseau de capteurs fournit un modèle de propagation empirique. Afin d'obtenir un modèle de propagation semi-empirique de la veine d'essais, on propose d'utiliser la théorie des sources images et d'identifier les coefficients de réflexion des parois du GTH avec un algorithme évolutionniste (méthodologie présentée en section 2.3.2). Les paramètres de l'algorithme sont synthétisés dans le tableau 5.1. Les dix premiers ordres de réflexion sont considérés dans le modèle des sources images. Les

Paramètres	$N_{génération}$	N_{ind}	N_{mut}	N_{tour}	N_{freq}
Valeurs	200	32	$\frac{30 \times N_{ind}}{100}$	5	801

TAB. 5.1 – Paramètres pour l'initialisation de l'algorithme génétique.

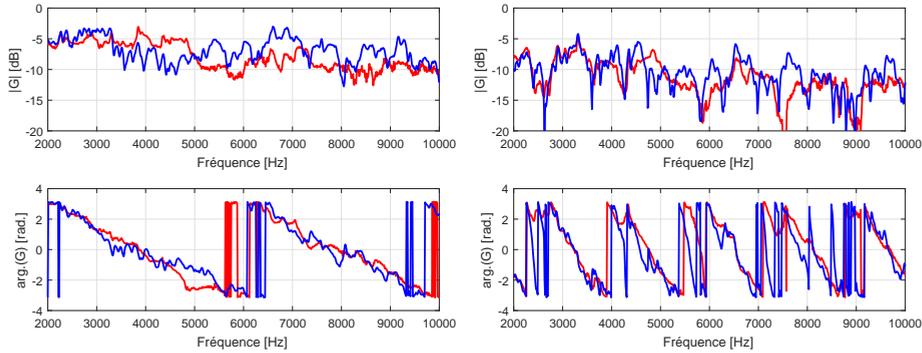


FIG. 5.7 – Évolutions fréquentielles des fonctions de Green mesurées (—) et estimées de manière semi-empirique (—), avec $\mathbf{r} = (0.0 \text{ m}, 1.1 \text{ m}, 1 \text{ m})$, $\mathbf{r}_0 = (1.1 \text{ m}, 1.0 \text{ m}, 1 \text{ m})$ (à gauche) et $\mathbf{r} = (0.0 \text{ m}, 0.7 \text{ m}, 0.8 \text{ m})$, $\mathbf{r}_0 = (0.6 \text{ m}, 1.0 \text{ m}, 1.0 \text{ m})$ (à droite) (hydrophones sur l'antenne du fond).

coefficients de réflexion correspondant aux parois du tunnel sont représentés à travers la figure 5.8 et les fonctions de Green du modèle semi-empiriques sont comparées aux mesures figure 5.7. A travers cette figure, on constate qu'il y a un biais important entre les résultats de mesure et le modèle. Par conséquent, il est délicat d'utiliser ce modèle pour caractériser des sources dans le GTH. Afin d'améliorer le modèle semi-empirique,

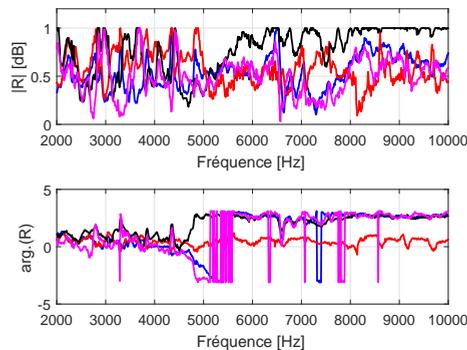


FIG. 5.8 – Évolutions des coefficients de réflexion estimés par problème inverse en fonction de la fréquence avec $R_{x,1}$ (—), $R_{x,2}$ (—), $R_{y,1}$ (—) et $R_{y,2}$ (—).

il est indispensable de reconsidérer les hypothèses sur la propagation acoustique. Par exemple, il peut être judicieux de tenir compte des réflexions longitudinales.

5.2 Mesures acoustiques en écoulement

En présence d'un écoulement, les hydrophones en paroi sont fortement perturbés par le bruit de couche limite turbulente (CLT). Cette partie présente, dans un premier temps, le niveau relatif ainsi que la structure du bruit de CLT en fonction de la vitesse de l'écoulement. Dans un second temps, les résultats de débruitage obtenus avec l'Analyse en Composantes Principales (ACP) et l'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR) sont exposés.

5.2.1 Bruit de couche limite hydrodynamique

La figure 5.9 montre l'évolution de la densité spectrale de puissance du champ de pression pariétale pour quatre vitesses d'écoulement. Le bruit de couche limite dépend directement de la vitesse de l'écoulement et correspond à un bruit large bande. Afin

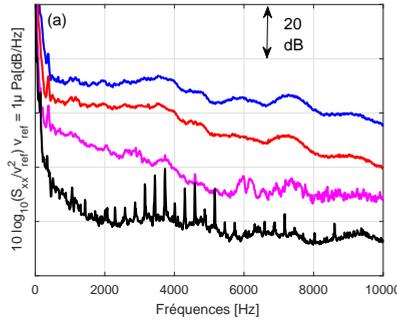


FIG. 5.9 – Évolutions des densités spectrales de puissance en fonction de la vitesse d'écoulement (—) 10 m/s, (—) 7 m/s, (—) 4 m/s et (—) 0 m/s.

d'étudier la structure spatiale du champ de pression pariétale, la cohérence entre les différents capteurs est estimée à 7 et 10 m/s, figure 5.10. La fonction de cohérence γ^2 entre deux capteurs i et j , pour une fréquence donnée, est définie par

$$\gamma^2(f) = \frac{|S_{p_i p_j}(f)|^2}{S_{p_i p_i}(f) S_{p_j p_j}(f)}, \quad (5.3)$$

avec $S_{p_i p_j}(f)$ l'interspectre entre les capteurs i et j . Les matrices de cohérence montrent que le bruit de couche limite est plus corrélé en basses fréquences et tend vers un bruit spatialement décorrélé en hautes fréquences. Afin d'observer l'évolution de la cohérence de manière globale et en fonction de la fréquence, on propose de calculer la cohérence moyenne [143]

$$\bar{\gamma}^2(f) = \frac{\sum_{i \neq j} |S_{p_i p_j}(f)|^2}{\sum_{i \neq j} S_{p_i p_i}(f) S_{p_j p_j}(f)}. \quad (5.4)$$

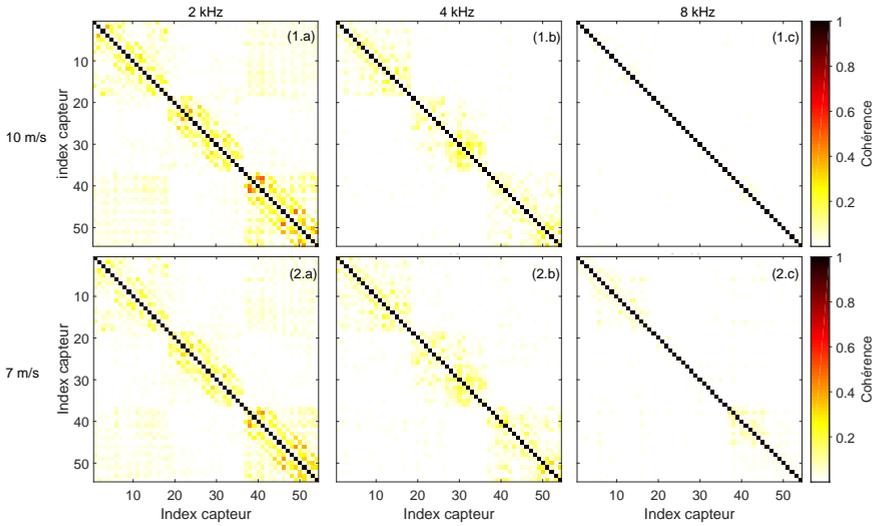


FIG. 5.10 – Matrices de cohérence spatiale du bruit en écoulement à 10 m/s (première ligne) et 7 m/s (deuxième ligne) à : (a) 2 kHz, (b) 4 kHz et (c) 8 kHz.

La figure 5.11 présente l'évolution de $\bar{\gamma}^2$ pour différentes vitesses d'écoulement. A 7 m/s et 10 m/s, la cohérence décroît en fonction de la fréquence, ce qui peut s'expliquer par la diminution des longueurs de corrélation du bruit de couche limite. A 4 m/s, la cohérence du bruit est très curieuse et laisse penser que les mesures sont perturbées par un bruit extérieur.

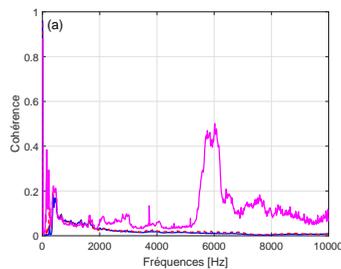


FIG. 5.11 – Évolutions de la cohérence moyenne en fonction de la fréquence : 4 m/s (—), 7 m/s (---) et 10 m/s (—).

Dans la partie suivante, la potentialité de l'Analyse en Composantes Principales Robuste à débruiter les mesures en écoulement est présentée à travers des résultats expérimentaux.

5.2.2 Réduction du bruit de couche limite

Cette partie présente les résultats de débruitage obtenus avec l'ACP et l'ACPR pour un écoulement à 4, 7 et 10 m/s. Le signal acoustique, composé d'un bruit blanc et de trois signaux harmoniques à 2460 Hz, 4380 Hz et 8910 Hz, est généré par un hydrophone profilé, positionné dans l'écoulement (figure 5.3). Le niveau du signal acoustique est ajusté afin d'émerger du bruit de fond des hydrophones tout en étant masqué par le bruit de couche limite.

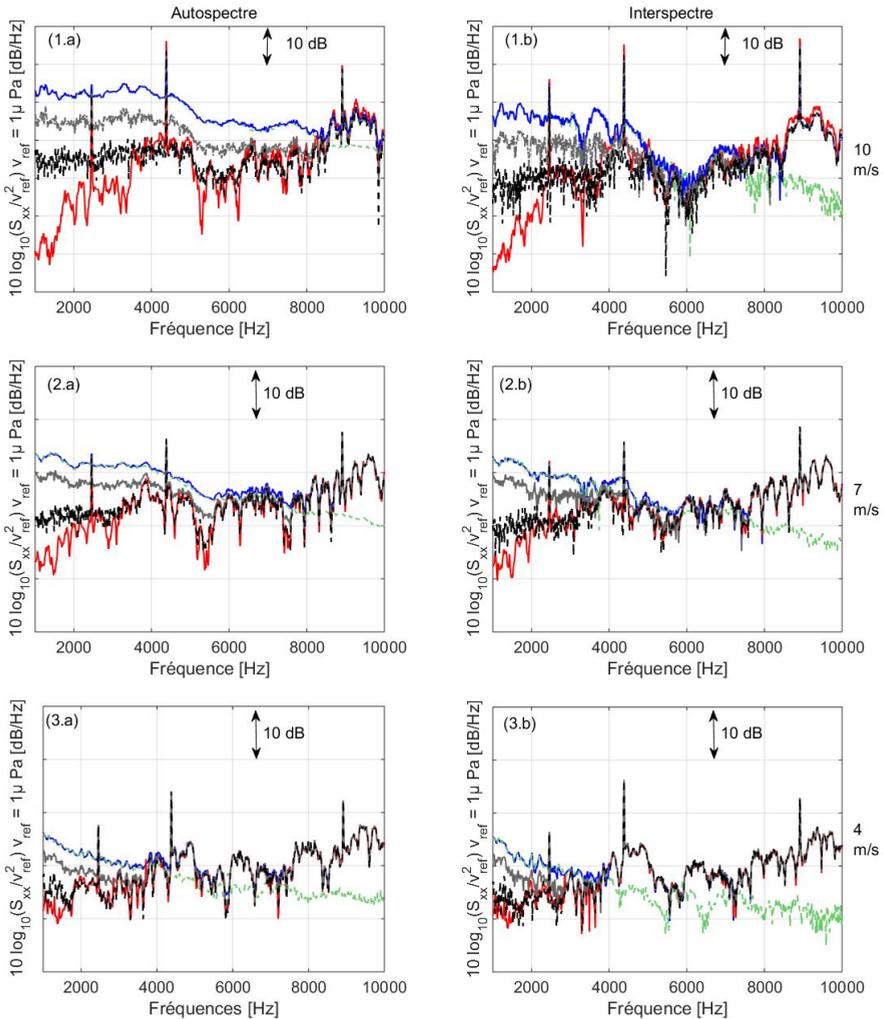


FIG. 5.12 – Autospectres (i.a) et interspectres (i.b) du champ de pression totale (—), du signal acoustique (—), du bruit de CLT (---), résultant du débruitage avec l'ACPR (---) ou avec ACP (----) à (1.i) 10 m/s, (2.i) 7 m/s et (3.i) 4 m/s.

Les résultats de débruitage sont illustrés à travers la figure 5.12 qui présente les évolutions d'autospectres et d'interspectres en fonction de la fréquence et de la vitesse de l'écoulement. L'ACPR est calculée suite à la projection de la matrice interspectrale sur les vecteurs propres du bruit conformément à la section 3.2.2. A travers les différents résultats, l'ACPR semble présenter un meilleur débruitage sur l'ensemble de la bande de fréquences. Cela résulte du fait que l'ACPR est plus robuste aux variations de puissance du bruit, entre la phase d'estimation du bruit sans source acoustique et la mesure avec la source à étudier. Par exemple, à 5 kHz, l'ACP réduit le bruit de l'écoulement d'environ 6 dB alors que l'ACPR permet une réduction de 14 dB. Il faut cependant noter que l'ACPR et l'ACP surestiment le niveau de la source acoustique en basses fréquences. Ce phénomène peut éventuellement s'expliquer par une modification de la corrélation spatiale du bruit en basses fréquences qui perturbe le résultat de débruitage.

Les résultats expérimentaux obtenus avec l'ACPR semblent intéressants. Cependant, la source étudiée (hydrophone profilé) reste relativement simple en comparaison d'une maquette de propulseur. D'autres d'expérimentations seraient alors nécessaires pour juger de la pertinence de la méthode en condition opérationnelle.

5.3 Caractérisation de source par imagerie

Dans cette partie, les méthodes d'imagerie présentées au chapitre 4 sont appliquées dans le GTH. Dans un premier temps, les fonctions de Green estimées expérimentalement sont utilisées pour réaliser l'imagerie acoustique dans le GTH sans écoulement. Il s'agit d'évaluer leur performance en matière de localisation et de quantification. Dans un second temps, on propose d'utiliser un modèle en champ libre pour étudier qualitativement l'influence du bruit d'écoulement et de l'ACPR sur l'imagerie acoustique.

5.3.1 Imagerie acoustique sans écoulement

Le modèle de propagation empirique issu des mesures de fonction de transfert est utilisé pour caractériser une source acoustique contrôlée. Cette source est placée à une position appartenant à la ligne de focalisation (voir figure 5.13). Les résultats d'imagerie obtenus avec les méthodes SOAP, DAMAS (via SOAP) et iESM sont présentés figure 5.14. La résolution spatiale est d'environ 5 cm. Aux fréquences présentées, les différentes méthodes permettent une localisation et une quantification correcte de la source. Il faut cependant noter que la méthode DAMAS offre de meilleures quantification et localisation. A la première itération, la méthode iESM est initialisée avec le résultat de SOAP (algorithme 3, section 4.4.2). En basses fréquences, la méthode iESM converge moins bien vers la solution et les meilleurs résultats sont obtenus avec $p=1.4$. La figure 5.15 présente l'évolution des résultats d'imagerie, obtenus le long de la ligne, en fonction de

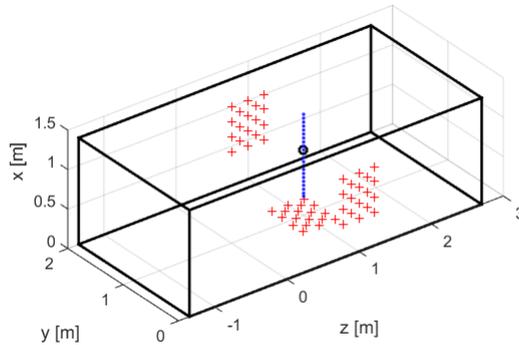


FIG. 5.13 – Positions des capteurs (+), de la ligne de focalisation (\cdots) et de la source (o) dans la grande veine du GTH.

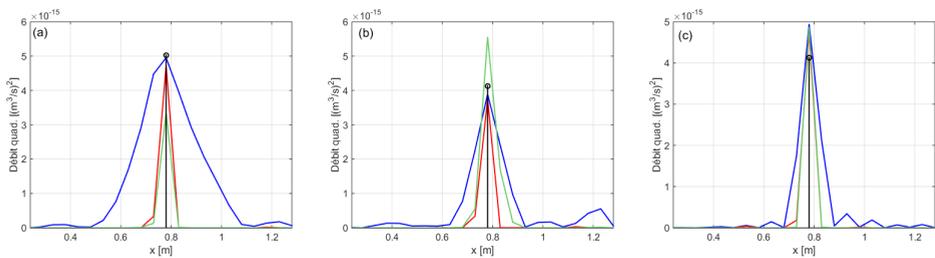


FIG. 5.14 – Résultats d'imagerie à (a) 2 kHz, (b) 4.5 kHz, (c) 7 kHz avec (—) SOAP, (—) DAMAS et (—) iESM ($p=1.4$, 10 itérations et $\nu = 0.5$). Débit acoustique estimé via la mesure au vibromètre (\bullet).

la fréquence. La résolution fréquentielle est de 10 Hz. Afin de comparer leurs performances en matière de localisation, les données sont normalisées en amplitude à chaque fréquence. Les résultats de formation de voies présentent des effets de lobes importants, notamment en basses fréquences. Avec l'approche SOAP, les effets de lobes secondaires sont moins marqués. Les méthodes DAMAS et Capon permettent d'améliorer nettement la localisation de la source. En basses fréquences, la méthode iESM manque de robustesse et ne permet pas de localiser précisément la source. Le fait d'initialiser la méthode iESM avec le résultat obtenu avec SOAP améliore légèrement les résultats. Les résultats quantitatifs sont présentés à la figure 5.16 et la valeur de référence est donnée par la mesure au vibromètre laser. Le niveau des sources est estimé en sommant le résultat de DAMAS ou la diagonale de la matrice interspectrale obtenue via l'iESM. Pour les méthodes de formation de voies (Capon, SOAP), l'amplitude de la source est déterminée par le niveau maximal des cartographies. Les méthodes DAMAS et SOAP permettent une bonne estimation du niveau sur l'ensemble de la bande de fréquences. La méthode Capon sous-estime le niveau de la source sur toute la gamme de fréquences

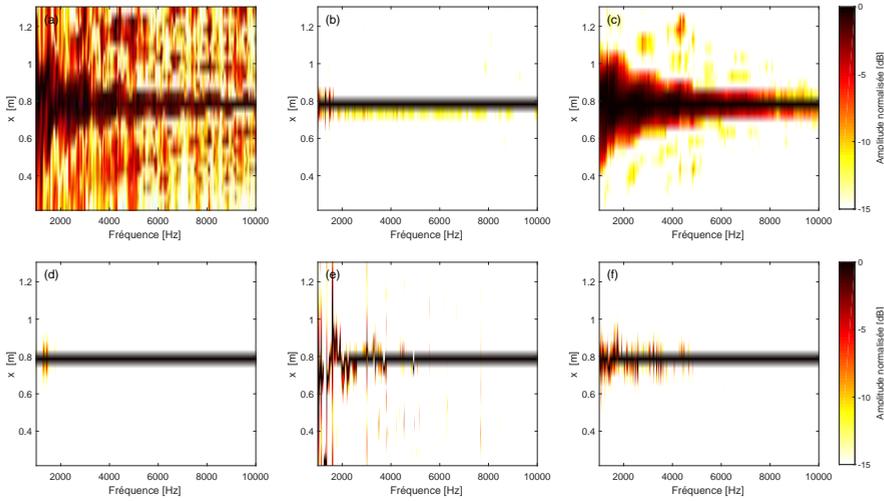


FIG. 5.15 – Résultats normalisés d'imagerie en fonction de la fréquence : (a) formation de voies, (b) DAMAS 2000 itérations, (c) SOAP, (d) Capon, (e) iESM ($p=1.4$ et 15 itérations) et (f) iESM couplé avec SOAP ($p=1.4$ et 10 itérations).

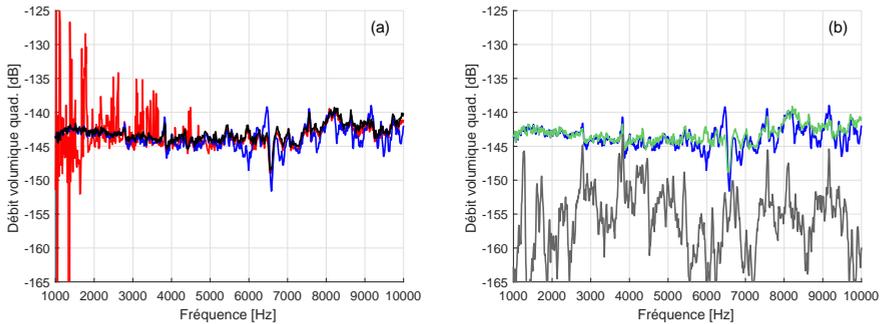


FIG. 5.16 – Estimations du débit volumique quadratique de la source par comparaison avec (—) la mesure au vibromètre : (a) (—) iESM initialisée avec SOAP ($p=1.4$, 10 itérations et $\nu=0.5$), (—) DAMAS (2000 itérations), (b) (—) SOAP et (—) Capon.

étudiée. Entre 4 kHz et 10 kHz, la méthode iESM fournit une bonne quantification mais en basses fréquences, le résultat d'imagerie est beaucoup plus approximatif. Cela est vraisemblablement lié à la mauvaise convergence de la méthode.

5.3.2 Imagerie acoustique en écoulement

Cette sous-section présente des résultats qualitatifs d'imagerie acoustique en écoulement. Il s'agit d'évaluer l'influence du bruit de couche limite ainsi que la méthode de débruitage (ACPR) sur les résultats d'imagerie. La source étudiée est un hydrophone profilé générant un bruit large bande composé de raies (2460 Hz, 4380 Hz et 8910 Hz). L'estimation des fonctions de transfert autour de la source profilée n'étant pas possible, on propose dans la suite d'utiliser un modèle de propagation en champ libre. La position des capteurs par rapport à la source est illustrée à travers la figure 5.17. L'objectif n'est pas d'obtenir un résultat quantitatif mais plutôt d'évaluer l'influence du bruit et de l'ACPR sur les résultats d'imagerie. La figure 5.18 présente des cartographies avec un écoulement à 10 m/s. Les résultats de débruitage sont présentés en figure 5.12. Compte

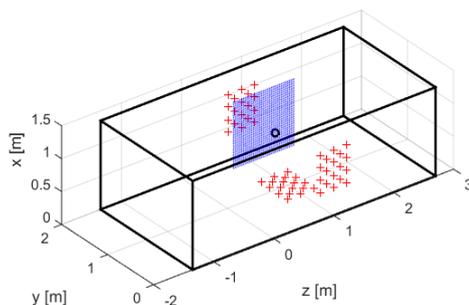


FIG. 5.17 – Positions des capteurs (+), du plan de focalisation (···) et de la source (o) dans la grande veine du GTH.

tenu de l'utilisation d'un modèle de propagation en champ libre, les résultats d'imagerie ne sont pas toujours exploitables. Les résultats obtenus avec DAMAS (via SOAP) sont, en effet, délicats à interpréter. Cependant, à travers les résultats de SOAP et iESM, il est possible de localiser grossièrement la source sans écoulement. De plus, le bruit de CLT perturbe fortement les résultats d'imagerie et rend délicat l'interprétation des résultats. Lorsque l'ACPR est appliquée aux données mesurées en écoulement, les résultats d'imagerie (SOAP et iESM) après débruitage sont proches de ceux obtenus sans écoulement. Afin de confirmer la potentialité de l'ACPR pour le débruitage, il serait intéressant d'utiliser un modèle de propagation plus représentatif du GTH.

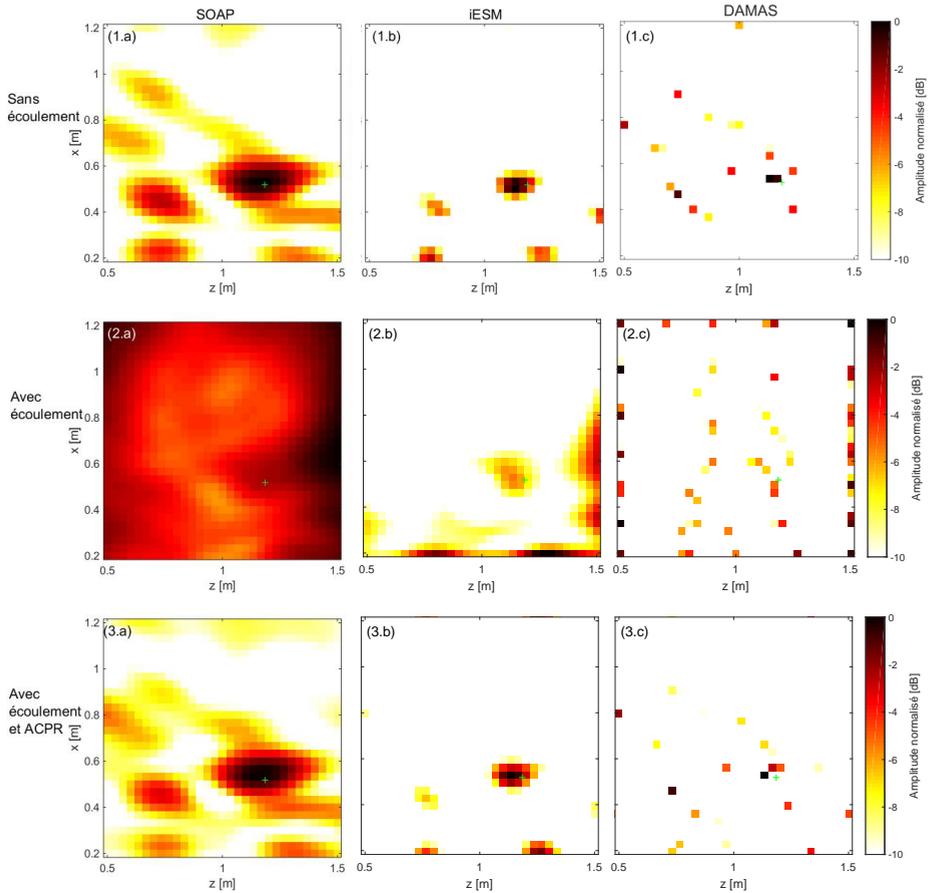


FIG. 5.18 – Résultats d'imagerie à 6 kHz (i.a) SOAP, (i.b) iESM (i.c) DAMAS : (1.i) sans écoulement, (2.i) à 10 m/s sans débruitage et (3.i) à 10 m/s après débruitage avec l'ACPR.

Conclusion

L'objectif de ce chapitre est de mettre en évidence la potentialité des techniques proposées pour améliorer la caractérisation de source acoustique dans le GTH. Les résultats de mesures ont été obtenus lors de la campagne d'essais de février 2017.

Les mesures de fonctions de transfert dans la veine d'essais ont mis en avant le caractère réverbérant du tunnel et ont permis de fournir un modèle de propagation empirique. L'avantage des modèles empiriques est qu'ils prennent en compte la complexité de la propagation via la mesure mais cela implique un temps de mesure important. Dans le but d'interpoler ou d'extrapoler spatialement le modèle empirique, un modèle semi-empirique est proposé. Ce dernier est issu de la méthode des sources images et de l'identification expérimentale des coefficients de réflexion dans la veine d'essais. A la vue des résultats, le modèle présente un biais important vis-à-vis des résultats de mesures. Les différences observées peuvent être dues au fait que les réflexions aux extrémités de la veine sont négligées. Le modèle de propagation pourrait être raffiné en prenant en considération les réflexions aux extrémités du guide d'onde ou en prenant en compte une dépendance angulaire des coefficients de réflexion.

En écoulement, les mesures acoustiques sont fortement perturbées par la couche limite turbulente. Ce bruit est large bande et dépend directement de la vitesse d'écoulement. L'étude de la cohérence spatiale du bruit de CLT montre que ce dernier est partiellement corrélé en basses fréquences. Plus la fréquence augmente, moins la cohérence entre les capteurs est marquée. Cela peut s'expliquer à travers le modèle de Corcos qui considère que les longueurs de corrélation du bruit d'écoulement sont inversement proportionnelles à la fréquence. Afin d'évaluer la potentialité de l'ACP et de l'ACPR via une projection sur les vecteurs propres du bruit, des mesures en écoulement avec une source contrôlée sont réalisées. Les résultats de débruitage présentés à 10, 7 et 4 m/s montrent que l'ACPR fournit de meilleurs résultats que l'ACP sur l'ensemble de la bande de fréquences. Il faut cependant noter que les résultats de débruitage surestiment le niveau de la source en dessous de 4 kHz. Afin d'évaluer la potentialité de la méthode ACPR pour des sources plus complexes, il pourrait être intéressant d'effectuer des essais avec un propulseur.

Compte tenu de la complexité du modèle de propagation, on propose d'utiliser un modèle empirique pour réaliser la caractérisation d'une source acoustique dans le GTH. La méthode SOAP estime correctement le niveau de la source, cependant, le lobe principal est relativement large, ce qui réduit ses performances en matière de localisation. La déconvolution DAMAS permet d'améliorer la résolution spatiale en basses fréquences tout en conservant une bonne quantification des sources. L'approche iESM s'avère moins robuste que l'approche SOAP et DAMAS. En effet, en dessous de 5 kHz, des erreurs importantes en localisation et quantification sont observées. Enfin, on propose d'évaluer, de manière qualitative, l'influence de la technique de débruitage (ACPR) sur les

résultats d'imagerie. Lorsque le bruit de l'écoulement est largement supérieur au niveau de la source, aucune méthode d'imagerie ne permet de la localiser. Grâce à l'approche ACPR, les résultats d'imagerie obtenus après débruitage sont proches des résultats sans écoulement. Afin d'évaluer de manière quantitative l'apport de la méthode ACPR sur les résultats d'imagerie, il est indispensable d'améliorer la connaissance *a priori* sur la propagation du son dans le GTH.

CONCLUSION GÉNÉRALE

La demande pour des navires de plus en plus silencieux est croissante. Le propulseur étant la source de bruit la plus importante en champ lointain, il est particulièrement étudié. Compte tenu de la complexité de cette source, des études en tunnel hydrodynamique et sur des maquettes à échelle réduite sont généralement menées. L'utilisation de tunnels hydrodynamiques permet la réalisation d'essais hydroacoustiques dans un environnement contrôlé. Cependant, le caractère confiné du tunnel complique l'étude de sources acoustiques notamment à cause de la réflexion des ondes acoustiques dans le tunnel et du bruit d'écoulement.

Dans ce document, la veine d'essais du GTH est assimilée à un guide d'onde rectangulaire infiniment long. Un modèle de propagation basé sur la théorie des sources images est utilisé. En pratique, les coefficients de réflexion des parois du tunnel sont mal connus et deux méthodes d'identification sont proposées pour les estimer via la résolution d'un problème inverse. Dans un premier temps, il s'agit d'estimer les coefficients de réflexion des sources images en considérant que les parois du guide d'onde sont identiques, et donc que les coefficients associés à un même ordre de réflexion sont identiques. Afin d'étendre la méthode d'identification dans le cas où les parois ne sont pas supposées identiques, un problème d'optimisation non-linéaire avec contraintes est proposé. Le problème d'optimisation est résolu avec un algorithme évolutionniste et les résultats de simulations numériques montrent que cette méthode permet une bonne identification des fonctions de Green sur la bande de fréquences entre 1 kHz et 10 kHz. Cependant, en basses fréquences (en dessous de 4 kHz), l'incertitude concernant les coefficients de réflexion est plus importante. Cela peut s'expliquer par le fait que, pour cette gamme de fréquences, l'envergure de l'antenne utilisée est petite ou du même ordre de grandeur que les longueurs d'onde considérées.

En présence d'un écoulement, le bruit de couche limite turbulente perturbe fortement les mesures acoustiques réalisées en paroi du guide d'onde. Ce bruit est synthétisé à partir des modèles de Goody et de Corcos. Lorsque les longueurs de corrélation du bruit sont petites devant l'espacement intercapteur, il peut être considéré spatialement

décorrélé. Dans ce cas, la matrice interspectrale du bruit tend vers une matrice diagonale et peut être considérée parcimonieuse. On propose d'utiliser un algorithme de débruitage, qui exploite les propriétés de parcimonie et de rang faible des MI du bruit et du champ de pression engendré par les sources. Cela revient à dire qu'il y a relativement peu de sources acoustiques décorréelées et que le bruit de CLT est décorrélé ou faiblement corrélé spatialement. Un algorithme basé sur l'Analyse en Composantes Principales Robuste (ACPR) est proposé afin d'estimer de manière aveugle la contribution du bruit et du signal acoustique. En présence d'un bruit d'écoulement spatialement corrélé, l'ACPR ne permet plus de faire un débruitage aveugle, car l'hypothèse de parcimonie n'est plus valable. On propose alors de diagonaliser la MI du bruit de CLT en projetant la MI du champ de pression pariétale sur les vecteurs propres du bruit de CLT. Cette étape nécessite la connaissance *a priori* des vecteurs propres, qui peuvent être obtenus via la mesure du bruit sans source acoustique. Malgré cette étape, la méthode se montre robuste aux variations de puissance du bruit de CLT entre la mesure avec et sans source acoustique. Les performances de débruitage obtenues avec l'ACPR et l'ACP sont également comparées. De manière générale, l'ACPR présente de meilleurs résultats de débruitage. Il faut noter qu'ils sont fortement dépendants du paramètre de régularisation qui établit un compromis entre minimisation de la norme nucléaire et minimisation de la norme ℓ_1 . Différentes stratégies sont étudiées pour sélectionner le paramètre de régularisation optimal, mais l'estimation de ce paramètre optimal reste délicate notamment en basses fréquences.

Différentes techniques d'imagerie sont présentées dans le quatrième chapitre. On distingue les méthodes de formation de voies des méthodes inverses. Leurs performances sont étudiées numériquement en présence de sources partiellement corrélées ou décorréelées. La méthode SOAP présente des effets de lobes moins marqués que la méthode de formation de voies classique et permet de traiter le cas de sources corrélées, ce qui n'est pas possible avec la méthode de Capon. La méthode de déconvolution DAMAS améliore la résolution des résultats de formation de voies en présence de sources décorréelées, mais n'est pas adaptée aux sources corrélées. L'extension proposée de la méthode iESM permet de traiter le cas de sources corrélées ou décorréelées et la prise en compte de la parcimonie spatiale améliore la localisation des sources. Grâce à l'identification de l'ensemble de la matrice interspectrale, il est également possible d'étudier la corrélation entre les sources. Il faut cependant noter que la méthode iESM a tendance à diverger lorsque le nombre d'itérations augmente. Une mise à jour partielle de la solution permet d'améliorer la convergence des résultats, cependant, l'utilisation d'un critère d'arrêt pertinent est indispensable pour éviter de faire diverger la méthode. L'influence du modèle de propagation, utilisé pour réaliser le problème inverse, est étudiée numériquement. En présence d'un biais trop important entre les modèles du problème direct et du problème inverse, il est délicat de localiser et quantifier correctement des sources acoustiques. Une phase d'adaptation du modèle de propagation est alors nécessaire pour améliorer les résultats d'imagerie. L'identification des coefficients de réflexion via la résolution d'un problème inverse permet d'améliorer la caractérisation des sources acoustiques. Enfin, le débruitage, via la méthode ACPR, améliore les résultats d'imagerie acoustique malgré

un rapport signal-à-bruit négatif.

Les résultats expérimentaux obtenus dans le Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) de la DGA Techniques Hydrodynamiques (TH) sont présentés dans le cinquième chapitre. Un modèle de propagation empirique est proposé à partir des mesures des fonctions de Green dans le tunnel (sans écoulement). Afin d'étendre ce dernier, un modèle semi-empirique basé sur l'identification des coefficients de réflexion est proposé. Cependant, les résultats obtenus sont fortement éloignés des résultats de mesures. Cela peut signifier que le modèle des sources images proposé est trop simpliste. Pour l'améliorer, il est indispensable de reconsidérer les hypothèses concernant la propagation (guide d'onde infini, ...). Les mesures acoustiques en écoulement montrent que l'ACPR, via une projection sur les vecteurs propres du bruit, présente des résultats encourageants en matière de débruitage et semble meilleure que l'ACP. Il faut cependant noter, qu'en basses fréquences (en dessous de 4 kHz) les résultats obtenus avec l'ACPR surestiment le niveau de la source. Cette surestimation peut être due à la trop forte variation du bruit de CLT entre la mesure avec et sans la source ou bien à une estimation imprécise du paramètre de régularisation. Les résultats d'imagerie obtenus via le modèle empirique montrent qu'il est possible d'obtenir une caractérisation (localisation et quantification) des sources notamment avec les méthodes SOAP et DAMAS sur la bande de fréquences entre 1 kHz et 10 kHz. L'approche iESM présente des résultats encourageants à partir de 5 kHz, mais manque de robustesse en plus basses fréquences et ne permet pas une bonne quantification de la source. Enfin, l'influence du débruitage sur les résultats d'imagerie est présentée de manière qualitative en utilisant un modèle de propagation en champ libre. En présence d'un écoulement important, aucune méthode ne permet d'identifier la source. Lorsque l'ACPR est appliquée, les résultats d'imagerie issus des données débruitées sont relativement proches des résultats sans écoulement. Afin de valider ces observations, notamment d'un point de vue quantitatif, il est indispensable d'utiliser un modèle de propagation plus représentatif de la réalité.

PERSPECTIVES

Les travaux présentés tout au long du document conduisent à de nombreuses perspectives.

Afin d'améliorer l'imagerie acoustique dans le GTH, il est indispensable d'utiliser un modèle de propagation plus représentatif de la veine d'essais. Il pourrait être intéressant de raffiner le modèle en considérant les réflexions aux extrémités de la veine d'essais. Par ailleurs, la prise en compte de la dépendance angulaire des coefficients de réflexion pourrait permettre d'améliorer la précision du modèle. Afin de tenir compte de l'influence d'une maquette sur la propagation acoustique dans la veine, il serait intéressant de modéliser les effets de diffraction à l'aide des éléments de frontières ou de la méthode des sources équivalentes.

Les résultats de débruitage obtenus avec l'ACPR dans le domaine fréquentiel pourraient être étendus au domaine temporel afin de pouvoir débruiter le signal acoustique provenant de sources cyclostationnaires. Il pourrait être intéressant de comparer et de recalibrer le bruit de CLT mesuré dans le GTH avec différents modèles de la littérature, afin d'améliorer la connaissance *a priori* sur le niveau et la structure du bruit d'écoulement. Il est également judicieux d'améliorer la sélection du paramètre de régularisation à l'aide de critères tels que BIC [90] (bayesian information criterion) et AIC [91] (Akaike information criterion). Enfin, il serait intéressant de comparer l'ACPR aux méthodes de completion matricielle récemment introduites par Yu *et al.* [92, 93] en acoustique.

Les résultats d'imagerie obtenus avec la méthode iESM sont encourageants. Cette méthode semble bien adaptée à la caractérisation de sources corrélées ou décorréelées. Cependant, elle peut manquer de robustesse et diverger lorsque le nombre d'itérations devient important. Il pourrait être pertinent de résoudre le problème d'optimisation quadratique avec un algorithme de descente de gradient proximal afin d'améliorer les propriétés de convergence de la méthode. De plus, la méthode iESM pourrait être modifiée pour traiter le cas de sources acoustiques en rotation en utilisant une formulation temporelle du problème. Une contrainte de rang faible imposée sur l'estimation

de la matrice interspectrale des sources pourrait améliorer les résultats d'imagerie. Il serait également intéressant de comparer la méthode iESM à l'approche CMF (Covariance Matrix Fitting) [139] ou aux méthodes récemment proposées dans [140, 141] qui traitent de l'identification de la matrice interspectrale de sources acoustiques. Concernant l'optimisation d'antenne, il pourrait être intéressant de s'appuyer sur des stratégies d'optimisation convexe et de comparer les résultats obtenus avec des indicateurs tels que les bornes de Cramer-Rao. Enfin, les phases de débruitage et d'imagerie acoustique pourraient être effectuées de manière conjointe afin de réduire l'espace des solutions possibles.

Les travaux présentés pourraient être utilisés dans le domaine des SONAR passifs. En effet, l'Analyse en Composantes Principale Robuste permettrait d'améliorer le RSB et donc la localisation de sources. Enfin, les méthodes de recalage de modèle proposées pourraient permettre d'améliorer la détection acoustique des fuites de sodium en centrale nucléaire [36].

Annexe A

FILTRAGE SPATIAL DE LA COUCHE LIMITE TURBULENTE PAR UN HYDROPHONE RECTANGULAIRE

Un capteur peut être considéré comme un filtre dans le domaine des nombres d'onde et qui atténue partiellement la partie convective du bruit de couche limite turbulente. Le champ de pression moyenné ($\langle p(x, y, t) \rangle$) sur un capteur de dimensions L_x et L_y est donné par

$$\langle p(x, y, t) \rangle = \frac{1}{S_{hydro}} \int_S p(x, y, t) dx dy, \quad (A.1)$$

où le symbole $\langle \rangle$ signifie un moyennage spatial sur la surface $S_{hydro} = L_x \times L_y$. Le champ de pression spatio-temporel $p(x, y, t)$ s'exprime en utilisant les transformées de Fourier bidimensionnelle inverse,

$$p(x, y, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, \omega) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} e^{i\omega t} dk_x dk_y d\omega, \quad (A.2)$$

et $P(k_x, k_y, \omega)$ le champ de pression pariétal dans le domaine des nombres d'onde. En moyennant le champ de pression, l'expression devient

$$\begin{aligned} \langle p(x, y, t) \rangle &= \frac{1}{S} \int_S \left(\int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, \omega) e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} e^{i\omega t} dk_x dk_y d\omega \right) dx dy, \\ &= (2\pi)^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, \omega) s(k_x, k_y) e^{i\omega t} dk_x dk_y d\omega, \end{aligned} \quad (A.3)$$

avec $s(k_x, k_y) = \frac{1}{S_{hydro}(2\pi)^2} \int_{S_{hydro}} e^{-ik_x x} e^{-ik_y y} dx dy$. Dans le domaine spatio-fréquentiel, le champ de pression moyen est donné par

$$\langle p(x, y, \omega) \rangle = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} P(k_x, k_y, \omega) s(k_x, k_y) dk_x dk_y. \quad (\text{A.4})$$

La densité spectrale de puissance $W(\omega)$ d'un capteur de dimensions finies positionné sur un plan rigide infini est donc donnée par

$$W(\omega) = 2\pi \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} S_{nn}(k_x, k_y, \omega) S(k_x, k_y) dk_x dk_y, \quad (\text{A.5})$$

avec $S(k_x, k_y) = |s(k_x, k_y)|^2$, $S_{nn}(k_x, k_y, \omega)$ le spectre dans le domaine des nombres d'onde du champ de pression pariétal d'une CLT et $S(k_x, k_y)$ la fonction associée à la géométrie de l'hydrophone. Dans le cas d'un capteur rectangulaire, le terme $S(k_x, k_y)$

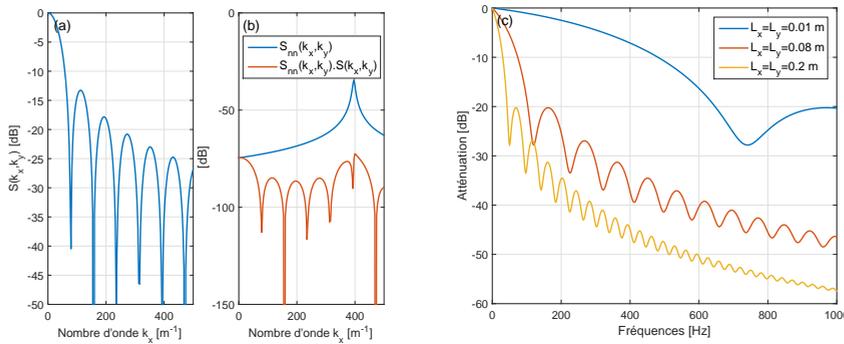


FIG. A.1 – (a) Représentation du filtre $S(k_x, k_y)$ et (b) de son influence sur le spectre du bruit de CLT. (c) Atténuation du bruit de couche limite turbulente en fonction de la fréquence et de la taille du capteur.

est donnée par

$$S(k_x, k_y) = \left(\frac{\sin(k_x L_x/2)}{k L_x/2} \frac{\sin(k_y L_y/2)}{k_y L_y/2} \right)^2. \quad (\text{A.6})$$

Ko *et al.* ont calculé $S(k_x, k_y)$ pour différentes géométries de capteur [72]. L'atténuation apportée par un capteur, en fonction de la fréquence, est donnée par

$$NR = 10 \log_{10} \frac{W(\omega)}{W_0(\omega)}, \quad (\text{A.7})$$

avec $W(\omega)$ la densité spectrale de puissance calculée avec un hydrophone de surface S_{hydro} et $W_0(\omega)$ celle avec un capteur ponctuel. L'atténuation pour différentes tailles de capteur est présentée figure A.1. Plus la surface S_{hydro} est grande, plus la partie convective de l'écoulement est filtrée.

RÉFÉRENCES

- [1] D. ROSS : *Mechanics of underwater noise*. Pergamon Press, 1976.
- [2] W. K. BLAKE : Aero-hydroacoustics for ships. volume 1. Rapport technique, David W. Taylor Naval Ship Research and Development Center, 1984.
- [3] C. AUDOLY, C. ROUSSET et T. LEISSING : Aquo project—modelling of ships as noise source for use in an underwater noise footprint assessment tool. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 249, pages 862–871. Institute of Noise Control Engineering, 2014.
- [4] B. OUDOMPHEM : *Localisation et contribution de sources acoustiques de navire au passage par traitement d'antenne réduite*. Thèse de doctorat, Université Grenoble Alpes, 2015.
- [5] Y.-Z. KEHR et J.-H. KAO : Numerical prediction of the blade rate noise induced by marine propellers. *Journal of ship research*, 48(1):1–14, 2004.
- [6] Y. WEI, Y. WANG, K. DING et J. FU : Submarine underwater structure-borne noise and flow noise due to propeller excitation. *Acoustics Australia*, 40(2), 2012.
- [7] J. TIAN, Z. ZHANG, Z. NI et H. HUA : Flow-induced vibration analysis of elastic propellers in a cyclic inflow : An experimental and numerical study. *Applied Ocean Research*, 65:47 – 59, 2017.
- [8] D. FRÉCHOU, P. Fournier et M. DARQUIER : Contribution des essais en tunnel hydrodynamique (GTH) à l'évaluation du bruit rayonné d'un navire. *In 7 journées de l'hydrodynamiques*, Marseille, France, 1999.
- [9] M. AUCHER : Hélices marines. *Techniques de l'ingénieur B*, 4360:10, 1996.
- [10] D. FRÉCHOU, C. DUGUÉ, L. BRIANÇON-MARJOLLET, P. FOURNIER, M. DARQUIER, L. DESCOTTE et L. MERLE : Marine propulsor noise investigation in the hydroacoustic water tunnel "GTH". *In 23rd Symposium on Naval Hydrodynamics*, Gdansk, Poland, 2000.
- [11] W. K. BLAKE : Periodic and random excitation of streamlined structures by trailing edge flows. *In Turbulence in liquids*, pages 167–178, 1977.

- [12] C. DOOLAN, P. BRANDNER, B. BUTLER et D. PEARCE : Hydroacoustic characterisation of the AMC cavitation tunnel. *Australian Acoustical Society*, 2013.
- [13] H.-J. BAITER : Advanced views of cavitation noise. In *International Symposium on Propulsors and Cavitation, Hamburg, Germany*, 1992.
- [14] C. A. F. de JONG, J. BOSSCHERS, H. HASENPFLUG et T. M. FARABEE : Surface ship underwater radiated flow noise. *Proceeding of Underwater Defense Technology, Amsterdam*, 2005.
- [15] D. G. CRIGHTON et J. E. Ffowcs WILLIAMS : Sound generation by turbulent two-phase flow. *Journal of Fluid Mechanics*, 36(3):585–603, 1969.
- [16] M. L. RUMERMAN : The effect of fluid loading on radiation efficiency. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 111(1):75–79, 2002.
- [17] W.-H. WANG, J.-H. LIOU, R. SUTTON et B. DOBSON : Machine vibration induced underwater acoustic radiation. *Journal of Marine Science and Technology*, 8(1): 30–40, 2000.
- [18] C. BARBER : *Water tunnel acoustic measurements using a time reversal mirror*. Thèse de doctorat, The Pennsylvania State University, 2004.
- [19] C. PARK, H. SEOL et K. KIM : A study on propeller noise source localization in a cavitation tunnel. *Ocean Engineering*, 36(9–10):754 – 762, 2009.
- [20] P. BOISSINOT et P. FOURNIER : Caractéristiques acoustiques du grand tunnel hydrodynamique du Val de Reuil. *Le Journal de Physique IV*, 2(C1):C1–1007, 1992.
- [21] M. FINK : Time reversal of ultrasonic fields. i. basic principles. *IEEE transactions on ultrasonics, ferroelectrics, and frequency control*, 39(5):555–566, 1992.
- [22] G. LEROSEY : *Retournement temporel d’ondes électromagnétiques et application à la télécommunication en milieux complexes*. Thèse de doctorat, ESPCI Paris-TECH, 2006.
- [23] E. BAVU : *High-resolution focusing and imaging of vibrational and sound sources in the audible range using a time reversal sink*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [24] B. D. VAN VEEN et K. M. BUCKLEY : Beamforming : A versatile approach to spatial filtering. *IEEE assp magazine*, 5(2):4–24, 1988.
- [25] V. MARTIN, T. LE BOURDON et A. MATTIOLI PASQUAL : Numerical simulation of acoustic holography with propagator adaptation : Application to a 3D disc. *Journal of Sound and Vibration*, 330:p.4233–4249, April 2011.
- [26] J. B. ALLEN et D. A. BERKLEY : Image method for efficiently simulating small-room acoustics. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 65(4):943–950, 1979.
- [27] G. H. KOOPMANN, L. SONG et J. B. FAHNLIN : A method for computing acoustic fields based on the principle of wave superposition. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 86(6):2433–2438, 1989.

- [28] F. P. MECHEL : Improved mirror source method in roomacoustics. *Journal of Sound and Vibration*, 256(5):873 – 940, 2002.
- [29] B. A. FENECH : *Accurate aeroacoustic measurements in closed-section hard-walled wind tunnels*. Thèse de doctorat, University of Southampton, 2009.
- [30] J. FISCHER et C. DOOLAN : Beamforming in a reverberant environment using numerical and experimental steering vector formulations. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 91:10–22, 2017.
- [31] G. PAVIĆ : An engineering technique for the computation of sound radiation by vibrating bodies using substitute sources. *Acta Acustica united with Acustica*, 91:1–16, 2005.
- [32] T. LE MAGUERESSE : *Approche unifiée multidimensionnelle du problème d'identification acoustique inverse*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2016.
- [33] M. E. JOHNSON, S. J. ELLIOTT, K.-H. BAEK et J. GARCIA-BONITO : An equivalent source technique for calculating the sound field inside an enclosure containing scattering objects. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 104(3):1221–1231, 1998.
- [34] G. P. NAVA, Y. YASUDA, Y. SATO et S. SAKAMOTO : On the in situ estimation of surface acoustic impedance in interiors of arbitrary shape by acoustical inverse methods. *Acoustical science and technology*, 30(2):100–109, 2009.
- [35] H. SAADAT et P. FILIPPI : Diffraction of a spherical wave by a thin infinite plate. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 69(2):397–403, 1981.
- [36] J. MORIOT : *Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2014.
- [37] J.-C. PASCAL : Vibroacoustique des structures planes. *Cours de Master 2 de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans*, 2008.
- [38] R. D. MINDLIN : Influence of rotatory inertia and shear on flexural motions of isotropic, elastic plates. *J. appl. Mech.*, 18:31, 1951.
- [39] T. EGRETEAU : *Développement numérique et implémentation expérimentale d'une méthodologie d'identification de l'équation de dispersion dans les structures aéronautiques*. Thèse de doctorat, 2011. Sherbrooke, Canada.
- [40] L. MAXIT : Wavenumber space and physical space responses of a periodically ribbed plate to a point drive : A discrete approach. *Applied Acoustics*, 70(4):563 – 578, 2009.
- [41] C. LESUEUR : *Rayonnement acoustique des structures*. Eyrolles, 1988.
- [42] P. E. DOAK : Excitation, transmission and radiation of sound from source distributions in hard-walled ducts of finite length (i) : The effects of duct cross-section geometry and source distribution space-time pattern. *Journal of Sound and Vibration*, 31(1):1 – 72, 1973.
- [43] P. M. C. MORSE et K. U. INGARD : *Theoretical Acoustics*. International series in pure and applied physics. Princeton University Press, 1968.

- [44] H. KUTTRUFF : *Room Acoustics*. CRC Press, 2009.
- [45] E. A. LEHMANN et A. M. JOHANSSON : Prediction of energy decay in room impulse responses simulated with an image-source model. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 124(1):269–277, 2008.
- [46] M. GRANT et S. BOYD : Graph implementations for nonsmooth convex programs. In V. BLONDEL, S. BOYD et H. KIMURA, éditeurs : *Recent Advances in Learning and Control*, Lecture Notes in Control and Information Sciences, pages 95–110. Springer-Verlag Limited, 2008.
- [47] M. GRANT et S. BOYD : CVX : Matlab software for disciplined convex programming, version 2.1, mars 2014.
- [48] S. KIRKPATRICK, C. D. GELATT, M. P. VECCHI *et al.* : Optimization by simulated annealing. *science*, 220(4598):671–680, 1983.
- [49] J. H. HOLLAND : Adaptation in natural and artificial systems. *Ann Arbor, MI : University of Michigan Press and*, 1975.
- [50] C. DARWIN : *On the Origin of Species by Means of Natural Selection*. Murray, London, 1859.
- [51] R. L. HAUPT et S. E. HAUPT : *Practical genetic algorithms*. John Wiley & Sons, 2004.
- [52] D. FRÉCHOU, C. DUGUÉ, L. BRIANÇON-MARJOLLET, P. FOURNIER, M. DARQUIER, L. DESCOTTE et L. MERLE : Marine propulsor noise investigations in the hydroacoustic water tunnel “gth”. In *Twenty-Third Symposium on Naval Hydrodynamics*, 2001.
- [53] S. H. KO et A. H. NUTTALL : Analytical evaluation of flush-mounted hydrophone array response to the corcos turbulent wall pressure spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90(1):579–588, 1991.
- [54] G. M. CORCOS : Resolution of pressure in turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 35(2):192–199, 1963.
- [55] M. GOODY : An Empirical Spectral Model of Surface-Pressure Fluctuations That Includes Reynolds Number Effects. *American Institute of Aeronautics and Astronautics*, 2002.
- [56] C. J. BAHR et W. C. HORNE : Advanced background subtraction applied to aeroacoustic wind tunnel testing. In *21st AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 3272, 2015.
- [57] Q. LECLÈRE, N. TOTARO, C. PÉZERAT, F. CHEVILLOTTE et P. SOUCHOTTE : Extraction of the acoustic part of a turbulent boundary layer from wall pressure and vibration measurements. In *Novem 2015 - Noise and vibration - Emerging technologies*, Proceedings of Novem 2015, page 49046, Dubrovnik, Croatia, avril 2015.
- [58] J. WRIGHT, A. GANESH, S. RAO, Y. PENG et Y. MA : Robust principal component analysis : Exact recovery of corrupted low-rank matrices via convex optimization. In *Advances in neural information processing systems*, pages 2080–2088, 2009.

- [59] A. FINEZ, A. PEREIRA et Q. LECLÈRE : Broadband mode decomposition of ducted fan noise using cross-spectral matrix denoising. *fan2015*, 2015.
- [60] M. K. BULL : Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers : some reflections on forty years of research. *Journal of Sound and Vibration*, 190(3):299 – 315, 1996.
- [61] Y. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : On modeling structural excitations by low speed turbulent boundary layer flows. Rapport technique, DTIC Document, 2003.
- [62] D. LECOQ : *Identification par problème inverse vibratoire des bas nombres d'onde de pressions pariétales turbulentes*. Thèse de doctorat, Université du Maine, 2013.
- [63] M. AUCEJO : *Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2010.
- [64] M. S. HOWE : *Acoustics of fluid-structure interactions*. Cambridge university press, 1998.
- [65] A. V. SMOL'YAKOV : Calculation of the spectra of pseudosound wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers. *Acoustical Physics*, 46(3):342–347, 2000.
- [66] D. M. CHASE : The character of the turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. *Journal of Sound and Vibration*, 112(1):125–147, 1987.
- [67] L. MAESTRELLO : Radiation from and panel response to a supersonic turbulent boundary layer. *Journal of Sound and Vibration*, 10(2):261 – 295, 1969.
- [68] D. M. CHASE : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70(1):29 – 67, 1980.
- [69] A. V. SMOL'YAKOV, V. M. TKACHENKO et J. S. WOOD : Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data. *Soviet physics. Acoustics*, 37(6):627–631, 1991.
- [70] R. H. MELLEN : On modeling convective turbulence. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 88(6):2891–2893, 1990.
- [71] Y. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 319(1):199 – 217, 2009.
- [72] S. H. KO et A. H. NUTTALL : Analytical evaluation of flush-mounted hydrophone array response to the corcos turbulent wall pressure spectrum. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 90(1):579–588, 1991.
- [73] S. JAEGER, W. HORNE et C. ALLEN : Effect of surface treatment on array microphone self-noise. In *6th Aeroacoustics Conference and Exhibit*, page 1937, 2000.
- [74] V. FLEURY, L. COSTE, R. DAVY, A. MIGNOSI, C. CARIU et J.-M. PROSPER : Optimization of microphone array wall mountings in closed-section wind tunnels. *AIAA journal*, 50(11):2325–2335, 2012.

- [75] Q. LECLÈRE et Charles PÉZERAT : Vibration source identification using corrected finite difference schemes. *Journal of Sound and Vibration*, 331(6):1366 – 1377, 2012.
- [76] T. J. MUELLER : *Aeroacoustic Measurements*. Engineering online library. Springer, 2002.
- [77] M. BEROUTI, R. SCHWARTZ et J. MAKHOUL : Enhancement of speech corrupted by acoustic noise. In *Acoustics, Speech, and Signal Processing, IEEE International Conference on ICASSP '79.*, volume 4, pages 208–211, April 1979.
- [78] D. BLACODON et J. BULTÉ : Reverberation cancellation in a closed test section of a wind tunnel using a multi-microphone cepstral method. *Journal of Sound and Vibration*, 333(9):2669 – 2687, 2014.
- [79] D. BLACODON : Spectral estimation method for noisy data using a noise reference. *Applied Acoustics*, 72(1):11 – 21, 2011.
- [80] P. C. HANSEN et S. H. JENSEN : Subspace-based noise reduction for speech signals via diagonal and triangular matrix decompositions : Survey and analysis. *EURASIP Journal on Advances in Signal Processing*, 2007(1):092953, 2007.
- [81] T. BOUWMANS, N. S. AYBAT et E. ZAHZAH : *Handbook of Robust Low-Rank and Sparse Matrix Decomposition : Applications in Image and Video Processing*. CRC Press, 2016.
- [82] B. RECHT, W. XU et B. HASSIBI : Necessary and sufficient conditions for success of the nuclear norm heuristic for rank minimization. In *Decision and Control, 2008. CDC 2008. 47th IEEE Conference on*, pages 3065–3070. IEEE, 2008.
- [83] A. BECK et M. TEBoulLE : A fast iterative shrinkage-thresholding algorithm for linear inverse problems. *SIAM J. Img. Sci.*, 2(1):183–202, mars 2009.
- [84] K.-C. TOH et S. Y. : An accelerated proximal gradient algorithm for nuclear norm regularized linear least squares problems. *Pacific Journal of Optimization*, 6(615-640):15, 2010.
- [85] N. PARIKH et S. BOYD : Proximal algorithms. *Foundations and Trends® in Optimization*, 1(3):127–239, 2014.
- [86] A. BECK et M. TEBoulLE : Gradient-based algorithms with applications to signal recovery. *Convex optimization in signal processing and communications*, pages 42–88, 2009.
- [87] S. J. WRIGHT, R. D. NOWAK et M. A.T. FIGUEIREDO : Sparse reconstruction by separable approximation. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 57(7):2479–2493, 2009.
- [88] Y. NESTEROV : *Introductory lectures on convex optimization : A basic course*, volume 87. Springer Science & Business Media, 2013.
- [89] V. CHANDRASEKARAN, S. SANGHAVI, P. A. PARRILO et A. S. WILLSKY : Sparse and low-rank matrix decompositions. *IFAC Proceedings Volumes*, 42(10):1493–1498, 2009.

- [90] G. SCHWARZ : Estimating the dimension of a model. *The annals of statistics*, 6(2):461–464, 1978.
- [91] H. AKAIKE : Information theory and an extension of the maximum likelihood principle. In *Selected Papers of Hirotugu Akaike*, pages 199–213. Springer, 1998.
- [92] L. YU, J. ANTONI et Q. LECLERE : Spectral matrix completion by cyclic projection and application to sound source reconstruction from non-synchronous measurements. *Journal of Sound and Vibration*, 372(Supplement C):31 – 49, 2016.
- [93] L. YU : *Acoustical source reconstruction from non-synchronous sequential measurements*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, Mars 2015.
- [94] T. B. SPLATZ : *Background noise reduction in wind tunnels using adaptive noise cancellation and cepstral echo removal techniques for microphone array applications*. Thèse de doctorat, Faculty of the Virginia Polytechnic Institute, 2010.
- [95] T. NOWAKOWSKI : *Localisation et calibration acoustiques par des réseaux distribués en milieux réverbérants*. Thèse de doctorat, Université Paris Diderot - Paris 7, 2015.
- [96] A. PEREIRA : *Acoustic imaging in enclosed spaces*. Theèse de doctorat, INSA de Lyon, 2013.
- [97] C. BRAIKIA, Y. Langrenne, M. MELON, A. GARCIA et E. BAVU : Evaluation de deux méthodes d'imagerie acoustique en milieu bruité. In *10ème Congrès Français d'Acoustique*, Lyon, France, 2010.
- [98] D. VIGOUREUX : *Déconfinement de sources acoustiques par utilisation d'une méthode holographique à double information*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2012.
- [99] C. LANGRENNE, M. MELON et A. GARCIA : Measurement of confined acoustic sources using near-field acoustic holography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 126(3):1250–1256, 2009.
- [100] J. R. FISCHER et C. J. DOOLAN : An empirical de-reverberation technique for closed-section wind tunnel beamforming. In *22nd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, page 2760, 2016.
- [101] Y. KIM et P.A. NELSON : Estimation of acoustic source strength within a cylindrical duct by inverse methods. *Journal of Sound and Vibration*, 275(1–2):391 – 413, 2004.
- [102] D. ZHONG, D. YANG et M. ZHU : Improvement of sound source localization in a finite duct using beamforming methods. *Applied Acoustics*, 103:37 – 46, 2016.
- [103] S. OERLEMANS, L. BROERSMA et P. SIJTSMA : Quantification of airframe noise using microphone arrays in open and closed wind tunnels. *International Journal of Aeroacoustics*, 6(4):309–333, 2007.
- [104] J.-C. PASCAL : Formation de voies : détermination du vecteur de pointage. *Cours de Master 2 et de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans*, 2009.

- [105] F. Le COURTOIS, J.-H. THOMAS, F. POISSON et J.-C. PASCAL : Genetic optimisation of a plane array geometry for beamforming. Application to source localisation in a high speed train. *Journal of Sound and Vibration*, 371:78 – 93, 2016.
- [106] J. CAPON : High-resolution frequency-wavenumber spectrum analysis. *Proceedings of the IEEE*, 57(8):1408–1418, Aug 1969.
- [107] B. D. CARLSON : Covariance matrix estimation errors and diagonal loading in adaptive arrays. *IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems*, 24(4): 397–401, Jul 1988.
- [108] Y. L. KIM, U. PILLAI et J. R. GUERCI : Optimal loading factor for minimal sample support space-time adaptive radar. In *Acoustics, Speech and Signal Processing, 1998. Proceedings of the 1998 IEEE International Conference on*, volume 4, pages 2505–2508. IEEE, 1998.
- [109] J. LI, P. STOICA et Z. WANG : On robust capon beamforming and diagonal loading. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 51(7):1702–1715, 2003.
- [110] S. MARCOS : Les méthodes à haute résolution. *Hermes*, 1998.
- [111] J.-C. PASCAL et J.-F. LI : Resolution improvement of data-independent beamformers. In *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, pages 1092–1101. Institute of Noise Control Engineering, 2007.
- [112] J. HALD : Patch nearoefield acoustical holography using a new statistically optimal method. *Technical*, page 40, 2003.
- [113] J.-C. PASCAL et J.-F. LI : Hybrid beamforming technique to combine some advantages of data independent and data dependent methods. In *INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, pages 4758–4765. Institute of Noise Control Engineering, 2009.
- [114] T. F. BROOKS et W.M. HUMPHREYS : A deconvolution approach for the mapping of acoustic sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays. *Journal of Sound and Vibration*, 294(4–5):856 – 879, 2006.
- [115] S. BRÜHL et A. RÖDER : Acoustic noise source modelling based on microphone array measurements. *Journal of Sound and Vibration*, 231(3):611 – 617, 2000.
- [116] P. SIJTSMA : Clean based on spatial source coherence. *International journal of aeroacoustics*, 6(4):357–374, 2007.
- [117] T. F. BROOKS et W. M. HUMPHREYS : Extension of damas phased array processing for spatial coherence determination (damas-c). *AIAA paper*, 2654:2006, 2006.
- [118] P. A. RAVETTA : *LORE approach for phased array measurements and noise control of landing gears*. Thèse de doctorat, Virginia Polytechnic Institute, 2005.
- [119] Z. CHU et Y. YANG : Comparison of deconvolution methods for the visualization of acoustic sources based on cross-spectral imaging function beamforming. *Mechanical Systems and Signal Processing*, 48(1):404 – 422, 2014.

- [120] V. FLEURY et R. DAVY : Beamforming-based noise level measurements in hard-wall closed-section wind tunnels. In *Proceedings of the 18th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, pages 1–22, 2012.
- [121] P. A. NELSON et S. H. YOON : Estimation of acoustic source strength by inverse methods : Part I, conditioning of the inverse problem. *Journal of Sound and Vibration*, 233(4):639–664, 2000.
- [122] Q. LECLÈRE : Acoustic imaging using under-determined inverse approaches : Frequency limitations and optimal regularization. *Journal of Sound and Vibration*, 321(3):605–619, 2009.
- [123] P. C. HANSEN : The discrete Picard condition for discrete ill-posed problems. *BIT Numerical Mathematics*, 30(4):658–672, 1990.
- [124] P. C. HANSEN : *Rank-deficient and Discrete Ill-posed Problems : Numerical Aspects of Linear Inversion*. Society for Industrial and Applied Mathematics, Philadelphia, PA, USA, 1998.
- [125] M. A. LUKAS : Robust generalized cross-validation for choosing the regularization parameter. *Inverse Problems*, 22(5):1883, 2006.
- [126] J. ANTONI : A bayesian approach to sound source reconstruction : Optimal basis, regularization, and focusing. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 131(4):2873–2890, 2012.
- [127] A. PEREIRA, J. ANTONI et Q. LECLÈRE : Empirical bayesian regularization of the inverse acoustic problem. *Applied Acoustics*, 97:11–29, 2015.
- [128] E. FERNANDEZ-GRANDE, A. XENAKI et P. GERSTOFT : A sparse equivalent source method for near-field acoustic holography. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 141(1):532–542, 2017.
- [129] Q. LECLÈRE, A. PEREIRA et Jérôme ANTONI : Une approche bayésienne de la parcimonie pour l’identification de sources acoustiques. In *Congrès Français d’Acoustique*, Poitiers, France, 2014.
- [130] P. RODRIGUEZ et B. WOHLBERG : An iteratively reweighted norm algorithm for total variation regularization. In *2006 Fortieth Asilomar Conference on Signals, Systems and Computers*, pages 892–896, Oct 2006.
- [131] T. SUZUKI : L1 generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources. *Journal of Sound and Vibration*, 330(24):5835 – 5851, 2011.
- [132] Q. LECLÈRE, A. PEREIRA, C. BAILLY, J. ANTONI et C. PICARD : A unified formalism for acoustic imaging based on microphone array measurements. *International Journal of Aeroacoustics*, 16(4-5):431–456, 2017.
- [133] S. H. YOON et P. A. NELSON : A method for the efficient construction of acoustic pressure cross-spectral matrices. *Journal of Sound and Vibration*, 233(5):897 – 920, 2000.
- [134] A. MOFFET : Minimum-redundancy linear arrays. *IEEE Transactions on antennas and propagation*, 16(2):172–175, 1968.

- [135] H. GAZZAH et S. MARCOS : Cramer-rao bounds for antenna array design. *IEEE Transactions on Signal Processing*, 54(1):336–345, Jan 2006.
- [136] A. MALGOEZAR, M. SNELLEN, P. SIJTSMA et D. SIMONS : Improving beamforming by optimization of acoustic array microphone positions. *In Proceedings of 6th BeBec*, pages 1–24, 2016.
- [137] K.-L. Liu M. R. BAI, J.-H. Lin : Optimized microphone deployment for near-field acoustic holography: To be, or not to be random, that is the question. *Journal of Sound and Vibration*, 329, 2010.
- [138] F. LE COURTOIS : *Caractérisation des sources acoustiques sur le matériel ferroviaire par méthode d’antennerie*. Thèse de doctorat, de l’Université du Maine, 2012.
- [139] T. YARDIBI, J. LI, P. STOICA et L. N. CATTAFESTA : Sparsity constrained deconvolution approaches for acoustic source mapping. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 123(5):2631–2642, 2008.
- [140] L. DU, L. XU, J. LI, B. GUO, P. STOICA, C. BAHR et L. N. CATTAFESTA III : Covariance-based approaches to aeroacoustic noise source analysis. *The Journal of the Acoustical Society of America*, 128(5):2877–2887, 2010.
- [141] W. XIONG, J. PICHERAL, G. CHARDON et S. MARCOS : Sparsity-based localization of spatially coherent distributed sources. *In Acoustics, Speech and Signal Processing (ICASSP), 2016 IEEE International Conference on*, pages 3241–3245. IEEE, 2016.
- [142] O. GROSSET : *Identification de la pression pariétale turbulente par problème inverse vibratoire dans les domaines aéronautique et naval*. Thèse de doctorat, Université du Mans, 2017.
- [143] J. HALD : Cross-spectral matrix diagonal reconstruction. *In INTER-NOISE and NOISE-CON Congress and Conference Proceedings*, volume 253, pages 3766–3777. Institute of Noise Control Engineering, 2016.

THÈSE DE DOCTORAT

Sylvain Amailland

Caractérisation de sources acoustiques par imagerie en écoulement d'eau confiné

Characterization of acoustic sources by imaging in confined water flow

Résumé

Les exigences en matière de bruit rayonné par les navires de la Marine ou de recherche engendrent le développement de nouvelles méthodes pour améliorer leurs caractérisations. Le propulseur, qui est la source la plus importante en champ lointain, est généralement étudié en tunnel hydrodynamique. Cependant, compte tenu de la réverbération dans le tunnel et du niveau élevé du bruit de couche limite turbulente (CLT), la caractérisation peut s'avérer délicate. L'objectif de la thèse est d'améliorer les capacités de mesures acoustiques du Grand Tunnel Hydrodynamique (GTH) de la DGA en matière de bruits émis par les maquettes testées dans des configurations d'écoulement. Un modèle de propagation basé sur la théorie des sources images est utilisé afin de prendre en compte le confinement du tunnel. Les coefficients de réflexion associés aux parois du tunnel sont identifiés par méthode inverse et à partir de la connaissance de quelques fonctions de transfert. Un algorithme de débruitage qui repose sur l'Analyse en Composantes Principales Robuste est également proposé. Il s'agit de séparer, de manière aveugle ou semi-aveugle, l'information acoustique du bruit de CLT en exploitant, respectivement, la propriété de rang faible et la structure parcimonieuse des matrices interspectrales du signal acoustique et du bruit. Ensuite, une technique d'imagerie basée sur la méthode des sources équivalentes est appliquée afin de localiser et quantifier des sources acoustiques corrélées ou décorrélées. Enfin, la potentialité des techniques proposées est évaluée expérimentalement dans le GTH en présence d'une source acoustique et d'un écoulement contrôlé.

Mots clés

Méthodes inverses, théorie des sources images, bruit d'écoulement, analyse en composantes principales robuste, imagerie acoustique, mesures en tunnel hydrodynamique.

Abstract

The noise requirements for naval and research vessels lead to the development of new characterization methods. The propeller, which is the most important source in the far field, is usually studied in a water tunnel. However, due to the reverberation in the tunnel and the high level of flow noise, the characterization may be difficult. The aim of the thesis is to improve the measurement capabilities of the DGA Hydrodynamic tunnel (GTH) in terms of noise radiated by models in flow configurations. The propagation model is described through the image source method. Unfortunately, the reflection coefficients of the tunnel walls are generally unknown and it is proposed to estimate these parameters using an inverse method and the knowledge of some reference transfer functions. The boundary layer noise (BLN) may be stronger than the acoustic signal, therefore a Robust Principal Component Analysis is introduced in order to separate, blindly or semi-blindly, the acoustic signal from the noise. This algorithm is taking advantage of the low rank and sparse structure of the acoustic and the BLN cross-spectrum matrices. Then an acoustic imaging technique based on the equivalent source method is applied in order to localize and quantify correlated or decorrelated sources. Finally, the potentiality of the proposed techniques is evaluated experimentally in the GTH in the presence of an acoustic source and a controlled flow.

Key Words

Inverse methods, image source method, flow noise, robust principal component analysis, acoustic imaging, measurement in hydrodynamic tunnel.