



HAL
open science

Antennerie microphonique tridimensionnelle pour l'analyse du bruit aéroacoustique émis par des sources de directivités complexes

Louise Chiocchetti, David Marx, Vincent Valeau, François Ollivier, Régis
Marchiano

► To cite this version:

Louise Chiocchetti, David Marx, Vincent Valeau, François Ollivier, Régis Marchiano. Antennerie microphonique tridimensionnelle pour l'analyse du bruit aéroacoustique émis par des sources de directivités complexes. 16ème Congrès Français d'Acoustique, CFA2022, Société Française d'Acoustique; Laboratoire de Mécanique et d'Acoustique, Apr 2022, Marseille, France. hal-03848470

HAL Id: hal-03848470

<https://hal.science/hal-03848470>

Submitted on 10 Nov 2022

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.



16^{ème} Congrès Français d'Acoustique
11-15 Avril 2022, Marseille

Antennerie microphonique tridimensionnelle pour l'analyse du bruit aéroacoustique émis par des sources de directivités complexes

L. Chiochetti^a, D. Marx^a, V. Valeau^a, F. Ollivier^b, and R. Marchiano^b

^aInstitut PPrime, 5 rue Marcel Doré, 86000 Poitiers, France

^bInstitut Jean Le Rond d'Alembert, Place Jussieu, 75005 Paris, France



Classiquement, l'identification de sources aéroacoustiques se fait dans un plan au moyen d'une antenne plane. Afin de réaliser une identification de sources volumétrique, on utilise dans ce travail une antenne tridimensionnelle constituée de quatre antennes planes formant un tunnel autour de la veine ouverte d'une soufflerie anéchoïque. Les sources aéroacoustiques issues de l'interaction obstacle-écoulement sont de caractère dipolaire dans les cas les plus simples, et sinon multipolaires. Pour certaines géométries complexes, le champ mesuré peut résulter de sources dont la directivité varie dans l'espace (par exemple, des obstacles courbés ou des agencements de barreaux de différentes orientations).

Des données issues de simulations sont analysées en utilisant un algorithme de beamforming inverse généralisé développé pour identifier des sources multipolaires dans un volume. Cette technique ne nécessite aucune hypothèse préalable sur l'orientation des poles et la cohérence de la source, à l'inverse du beamforming conventionnel. Dans cet algorithme, plusieurs modèles de sources sont prédéfinis comme solutions de références, et chaque mode cohérent est ensuite résolu séparément en utilisant des méthodes inverses. Les développements présentés permettent ainsi de localiser une source complexe dans un domaine tridimensionnel et de déterminer sa directivité en utilisant une antenne tridimensionnelle. Des résultats préliminaires issus de données expérimentales sont également présentés pour évaluer les performances de la méthode sur des signaux réels.

1 Introduction

Les techniques d'imageries de sources aéroacoustiques impliquent le plus souvent l'utilisation d'antennes planes, ce qui permet la reconstruction de cartographies en deux dimensions (dans ce cas la résolution spatiale dans la direction orthogonale à l'antenne est dégradée). Dans cette étude, on souhaite s'intéresser à un domaine d'investigation volumique [1], ce qui nécessite l'utilisation d'une antenne tridimensionnelle. On utilise ici l'antenne développée dans le cadre du projet-ANR MAMIES, basée sur la technologie MégaMicros [2] conçue à Sorbonne Université. Celle-ci est placée dans une soufflerie anéchoïque, et forme un tunnel microphonique autour d'une veine d'essai ouverte.

Nous nous intéressons dans cette étude au bruit aéroacoustique résultant de l'interaction entre un écoulement et un obstacle. Ce phénomène induit l'apparition de sources multipolaires. L'utilisation d'une antenne tridimensionnelle implique la prise en compte de ce caractère multipolaire. Dans cette étude, nous nous limiterons à l'hypothèse d'un rayonnement résultant de la superposition de monopoles et dipôles.

Des techniques de formation de voies (ou beamforming) en trois dimensions ont été développées auparavant [3], [4], utilisant des méthodes de déconvolutions (CLEAN-SC, DAMAS). Cependant, ces techniques impliquent de faire une hypothèse sur le type de rayonnement de la source et son orientation. On s'intéressera ici à une technique de résolution de problème inverse, qui permet d'estimer la meilleure distribution de sources qui peut approximer la distribution de pression reçue aux microphones, à partir d'un catalogue de types de sources potentielles. L'algorithme que l'on utilise est celui développé par Suzuki [5] en deux dimensions (appelé beamforming inverse généralisé) : on cherche dans cette étude à l'étendre à un domaine tridimensionnel, et à estimer ses potentialités dans le cadre de l'utilisation d'une antenne tridimensionnelle.

On reviendra en Section 2 sur le principe général du beamforming inverse généralisé, ainsi que ses principales étapes de calcul et principes de mise en œuvre. Ensuite, en Section 3, on évaluera ses performances par le biais de simulations numériques, puis en exploitant des mesures expérimentales en Section 4. Enfin, une conclusion ainsi qu'une discussion à propos des perspectives de ce travail seront apportées en Section 5.

2 Principe et mise en oeuvre du beamforming inverse généralisé pour une antenne tridimensionnelle

2.1 Etapes de l'algorithme

La technique de Beamforming Inverse Généralisé (GIB) permet de résoudre des distributions de sources multipolaires avec des données de pression issues d'une antenne, sans faire d'hypothèse sur l'orientation des sources ni leur cohérence. Chaque source potentielle dans le domaine source est représentée par une superposition de différents types de sources avec diverses orientations. Les distributions de chaque type de source sont reconstruites en utilisant une technique de résolution du problème inverse.

Cette méthode comporte 5 étapes, décrites ci-dessous :

- 1) Décomposition de la matrice interspectrale en modes propres.
- 2) Pour chaque mode non négligeable, calcul de la matrice de transfert à chaque position probable et pour chaque type de source considéré.
- 3) Calcul de la cartographie initiale des sources en utilisant la régularisation de Tikhonov (Section 2.4).
- 4) Réduction taille du vecteur source en supprimant les termes de plus faible amplitude (Section 2.5).
- 5) Génération de la cartographie finale des sources de bruit, comme la somme des carrés des amplitudes des sources trouvées pour chaque type de source et chaque mode considéré.

2.2 Géométrie d'antenne et fonctions de transferts

Afin de connaître la structure du champ acoustique généré par des sources de bruit dans l'écoulement, on mesure ce champ en un maximum de points et sur un maximum d'espace. On utilise ici une antenne basée sur le système MegaMicros [2], installée dans la soufflerie anéchoïque BETI de l'Institut PPRIME (Figure 1), composée de 1024 microphones répartis sur quatre faces d'antenne elles-mêmes composées de 16 barres de 16 microphones équidistants chacune. Cette antenne englobe la section de mesure de l'écoulement, et le fait d'être placée en chambre anéchoïque permet de travailler en section ouverte tout en ayant des conditions de champ libre (au delà de 200 Hz).

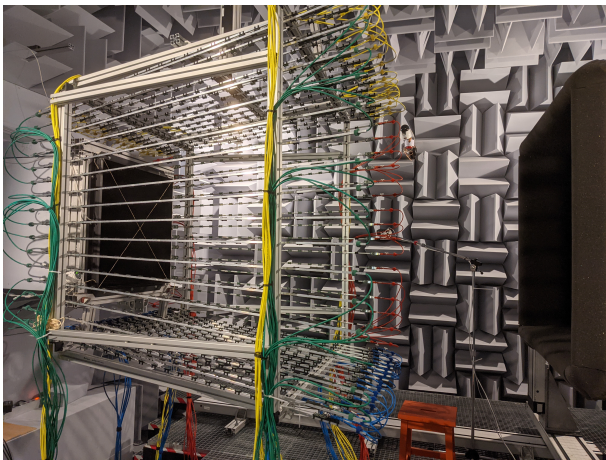


FIGURE 1 – Photographie de la soufflerie avec l'antenne tridimensionnelle installée dans la chambre anéchoïque englobant la section de mesure. A gauche le convergent avec la sortie d'air, et à droite le collecteur entouré de mousse absorbante.

La matrice interspectrale (Cross-Spectral Matrix, notée CSM dans cette étude) est exploitée pour séparer les différentes contributions du champ acoustique. Ainsi, chaque source décorrélée est associée à un mode propre de la CSM (ou alors chaque composante de la décomposition en valeur propre possède plusieurs contributions). La matrice interspectrale utilisée pour la suite des calculs est définie selon :

$$\mathbf{C}_{ij} = \mathbf{P}(\mathbf{r}_i, \omega) \mathbf{P}^*(\mathbf{r}_j, \omega), \quad (1)$$

où * est le symbole complexe conjugué, et \mathbf{P} le vecteur comportant les transformées de Fourier du signal brut qui prend en compte l'atténuation géométrique. Pour calculer cette CSM, le signal de pression reçu par les microphones est segmenté avec un taux de recouvrement de 50%, et une fréquence d'échantillonnage de $F_e = 50kHz$. Les segments de taille $N_{fft} = 1024$ sont fenêtrés à l'aide de la fenêtre de Hanning, avant le calcul de leur transformée de Fourier. La densité spectrale de puissance est ensuite calculée pour chaque paire de microphones, et on trouve une CSM hermitienne de taille $[M, M, N_{fft}]$ (M est le nombre de microphones), et en la diagonalisant on la ramène à ses

valeurs propres et vecteurs propres, dont les valeurs sont réelles positives. Ainsi, lorsqu'une valeur propre prédomine, on en déduit la présence d'une seule source ou distribution de source cohérente avec son vecteur propre associé.

Pour normaliser l'amplitude d'un dipole par rapport au monopole, on multiplie la fonction de transfert des dipôles par un facteur de correction c_{corr} qui sera étudié en Section 2.3. En trois dimensions, les quatre types de sources considérées sont le monopole et le dipole orienté selon 3 directions orthogonales (x, y, z). En repartant de l'équation des ondes pour une source ponctuelle, les fonctions de transfert respectives de ces types s'écrivent, dans le domaine fréquentiel :

$$\begin{cases} \mathbf{E}^{mono}(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_m, \omega) = \frac{1}{4\pi|\mathbf{r}_{ms}|} e^{ik|\mathbf{r}_{ms}|} \\ \mathbf{E}^{dip,x}(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_m, \omega) = \frac{c_x}{4\pi|\mathbf{r}_{ms}|} \mathbf{r}_{ms} \cdot \boldsymbol{\xi}_x e^{ik|\mathbf{r}_{ms}|} \\ \mathbf{E}^{dip,y}(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_m, \omega) = \frac{c_y}{4\pi|\mathbf{r}_{ms}|} \mathbf{r}_{ms} \cdot \boldsymbol{\xi}_y e^{ik|\mathbf{r}_{ms}|} \\ \mathbf{E}^{dip,z}(\mathbf{x}_s, \mathbf{x}_m, \omega) = \frac{c_z}{4\pi|\mathbf{r}_{ms}|} \mathbf{r}_{ms} \cdot \boldsymbol{\xi}_z e^{ik|\mathbf{r}_{ms}|}, \end{cases} \quad (2)$$

avec :

- \mathbf{x}_s la position qui balaye le domaine de focalisation
- \mathbf{x}_m les localisations des microphones
- $\mathbf{r}_{ms} = |\mathbf{x}_m - \mathbf{x}_s|$ la distance entre un microphone et un point du domaine de focalisation
- c_x, c_y, c_z les coefficients de corrections des fonctions de transferts dipolaires
- k le nombre d'onde $k = \omega/c_0$
- $\boldsymbol{\xi}_x, \boldsymbol{\xi}_y, \boldsymbol{\xi}_z$ les vecteurs orientés dans la direction du dipole considéré

Un dipole qui n'est pas orienté selon un des axes x, y ou z sera une combinaison linéaire des 3 types de dipôles pré-définis. Ainsi, on peut retrouver un dipole d'orientation quelconque dans l'espace.

2.3 Facteurs de correction des fonctions de transferts dipolaires

L'étape 4 de l'algorithme GIB consiste à éliminer les sources de plus faible amplitude reconstruites au niveau de l'antenne. Or, un dipole rayonne plus faiblement qu'un monopole, donc il est nécessaire de calculer un facteur de correction d'amplitude d'un dipole rayonné par rapport à un monopole, pour ne pas supprimer des sources réelles qui seraient simplement moins intenses à l'antenne.

Ce facteur de correction correspond au rapport de l'amplitude de la somme sur l'ensemble des M microphones, des fonctions de transferts monopolaires par rapport aux trois fonctions de transferts dipolaires, et cela pour un seul point source \mathbf{x}_s situé au centre du domaine de focalisation

(Figure 2).

$$c_k^2 = \frac{\sum_{m=1}^M |\mathbf{E}^{mono}|^2}{\sum_{m=1}^M |\mathbf{E}^{dip,k}|^2}, \quad (3)$$

avec $k = [x, y, z]$. En utilisant les fonctions de transferts de l'Eq. (2), ce facteur de correction dépend de la géométrie de l'antenne et de la distance de celle-ci par rapport à la source : il est proportionnel à la distance source-antenne, et inversement proportionnel au rayon d'ouverture de l'antenne.

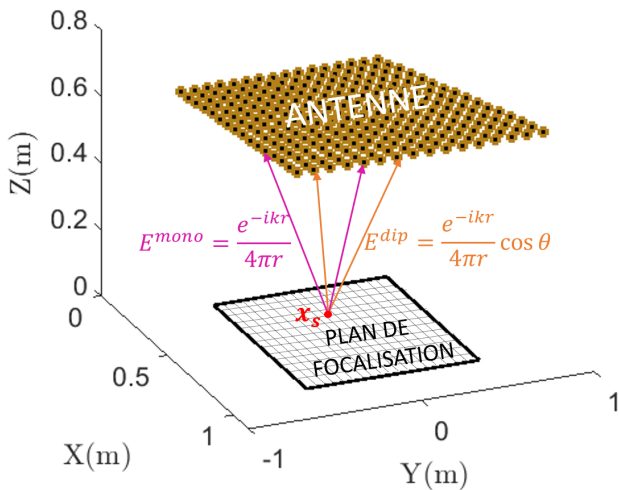


FIGURE 2 – Schéma pour le choix des paramètres c_x , c_y et c_z

Dans la référence [5], ce facteur est calculé tel que : $c_{corr} = \frac{r_{MC}}{kr_{aper}}$, avec r_{aper} la distance source-centre de l'antenne, et r_{aper} le rayon d'ouverture de l'antenne. Il est donc indépendant de l'orientation du dipôle considéré, ce qui, dans notre cas en 3D est problématique : les dipôles retrouvés peuvent être perpendiculaires à l'antenne (c_{corr} est plus faible dans ce cas-là).

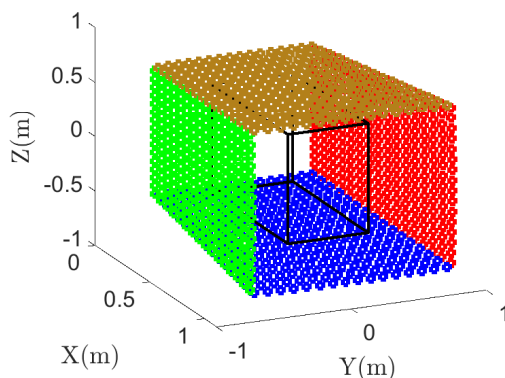


FIGURE 3 – Représentation des quatre plans de l'antenne en couleurs, et du domaine de focalisation 3D (cube noir)

Le Tableau 1 nous indique les facteurs de corrections calculés pour les différents plans de l'antenne (Figure 3). Le coefficient de correction pour un dipôle orthogonal à l'antenne est quasiment égal à 1, donc un dipôle qui rayonne dans la direction de l'antenne a moins besoin d'être amplifié par le facteur de correction qu'un dipôle rayonnant orthogonalement à celle-ci, qui sera quasiment vu comme un monopole. A amplitude égale au niveau de la source, ce coefficient permet donc de reconstruire celle-ci avec la même intensité, quel que soit sa directivité.

Tableau 1 – Facteur de correction de fonctions de transferts dipolaires

Antenne	c_{corr}		
	c_x	c_y	c_z
Partie droite	2.7	1.1	2.7
Partie gauche	2.7	1.1	2.7
Partie haute	2.7	2.4	1.1
Partie basse	2.7	2.4	1.1

2.4 Méthode de régularisation de Tikhonov (étape 3)

La méthode de Beamforming inverse généralisé consiste à chercher la meilleure distribution de sources qui puisse approximer la distribution de pression reçue aux microphones. Le domaine source est virtuellement recouvert avec un nuage de sources élémentaires des quatre types définis précédemment (Eq. (2)). On cherche à résoudre le problème :

$$\mathbf{A} \mathbf{x} = \mathbf{b}, \quad (4)$$

avec :

- \mathbf{x} vecteur amplitude des sources en tout point du domaine pour tous types de sources (inconnue)
- \mathbf{b} vecteur des mesures aux M microphones.
- \mathbf{A} matrice de transfert représentant les diagrammes de rayonnements des N points de la grille vers les M micros. En 2D, donc pour 2 orientations orthogonales de dipôles, cette matrice s'écrit (en 3D on rajoute $A^{dip,z}$ à la matrice) :

$$\begin{pmatrix} A_{1,1}^{mono} & A_{1,N}^{mono} & A_{1,N+1}^{dip,x} & A_{1,2N}^{dip,x} & A_{1,2N+1}^{dip,y} & A_{1,3N}^{dip,y} \\ A_{M,1}^{mono} & A_{M,N}^{mono} & A_{M,N+1}^{dip,x} & A_{M,2N}^{dip,x} & A_{M,2N+1}^{dip,y} & A_{M,3N}^{dip,y} \end{pmatrix}$$

\mathbf{A} est de taille $[M, N_{type} \cdot N]$, N_{type} étant le nombre de types de sources considéré. Le problème est qu'on ne peut en général pas inverser la matrice de propagation \mathbf{A} , car les problèmes en acoustique sont sous-déterminés (le nombre de microphones est inférieur au nombre de points à calculer), et les mesures expérimentales sont bruitées. La solution \mathbf{x} n'est alors pas unique : le problème est mal posé au sens de Hadamard, ce qui implique une grande sensibilité

aux petites perturbations dans les mesures. Pour trouver la meilleure approximation de la solution, on utilise des méthodes de régularisations. L'approche la plus répandue est la régularisation de Tikhonov [6], qui est basée sur la minimisation de la solution aux moindres carrés en ajoutant une contrainte sur l'énergie de la solution. La quantité à minimiser en tant que fonction de \mathbf{x} est :

$$J_2 \equiv \underbrace{\|\mathbf{Ax} - \mathbf{b}\|_2^2}_{\text{adéquation aux données}} + \underbrace{\lambda \|\mathbf{x}\|_2^2}_{\text{pénalisation}}, \quad (5)$$

$\|\cdot\|_2$ étant la norme L2, et λ le paramètre de régularisation. Si λ est trop petit, des sources parasites apparaîtront car la réponse sera détruite par le bruit. Par contre si il est trop grand, certaines sources ne seront pas prises en compte.

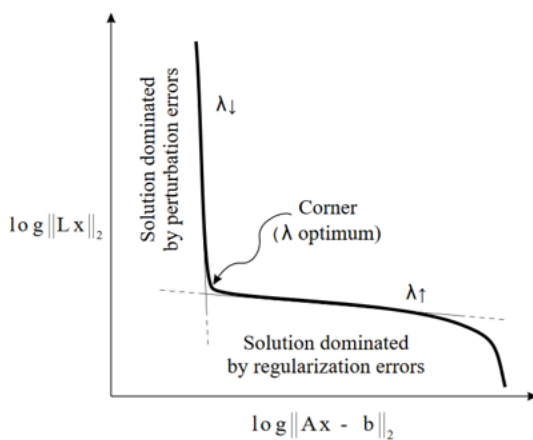


FIGURE 4 – Courbe en L pour un problème mal posé [7]

Pour estimer le paramètre de régularisation, on peut utiliser la méthode de la courbe en L [8] (Figure 4), qui représente les variations du terme de pénalité en fonction du terme d'attache aux données. Les points correspondent aux valeurs du paramètre de régularisation. Ainsi, le paramètre λ à utiliser est celui qui se situe au croisement entre la partie verticale (sous-régularisée), et horizontale (sur-régularisée). On retrouve dans la Figure 5 tracée en échelle log-log, l'aspect de la courbe en L. On note que pour une simulation, on trouve une plage dynamique pour la régularisation calculée ci-dessous :

$$20 \log \frac{\sigma_{max}}{\lambda} = 14dB, \quad (6)$$

avec σ_{max} la valeur propre maximale. On notera que pour des données expérimentales, on doit prendre un paramètre de régularisation plus grand (voir Section 4). Cette différence est due au niveau de bruit élevé dans les cas réels, ce qui nécessite d'avantage de régularisation.

En minimisant la fonction de l'Eq. (5), on obtient la solution ci-dessous, \dagger étant le symbole transpose conjugué, et \mathbf{I} la matrice identité :

$$\hat{\mathbf{x}} = \mathbf{A}^\dagger (\mathbf{A}\mathbf{A}^\dagger + \lambda \mathbf{I})^{-1} \mathbf{b}, \quad (7)$$

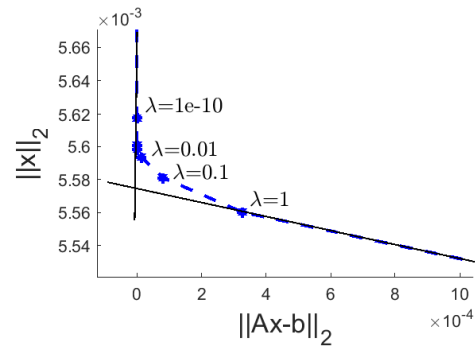


FIGURE 5 – Courbe en L pour une ligne de dipôles simulée reconstruite avec les quatre pans de l'antenne tridimensionnelle (cas de la Section 3)

2.5 Réduction de la taille du vecteur source

La précédente minimisation en norme L2 nous donne une cartographie initiale présentant une première localisation des sources. Pour améliorer la résolution, et réduire la taille de la grille de focalisation, le problème peut se réécrire sous la forme d'une minimisation d'une fonction de coût en norme L_1 . Ainsi, on pourra estimer la solution la plus parcimonieuse :

$$J_1 \equiv \|\mathbf{Ax} - \mathbf{b}\|_1 + \lambda \|\mathbf{x}\|_1, \quad (8)$$

$\|\cdot\|_1$ étant la norme L1. On notera ici que λ n'impose plus une contrainte sur l'énergie de la solution, mais sur sa parcimonie. On impose : $\lambda = [0.1 \text{ à } 10\%]$ de la valeur propre maximale de $\mathbf{A}\mathbf{A}^\dagger$.

De plus, un facteur de réduction est défini tel que $\beta \in [0, 1]$ tel que, tant que $M \geq \beta^m N_{type} \cdot N$, on incrémente la valeur de m . Ainsi, au fil des itérations, la norme L_1 diminue (voir Figure 6).

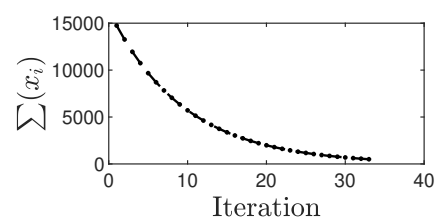


FIGURE 6 – Norme L_1 au fil des itérations, pour un profil d'aile (cas de la Section 4.2)

On conserve les termes les plus importants à chaque itération (si $\beta = 0.9$, on garde 90% des termes à chaque itération). Dans le cas sous-déterminé, la solution à la $(m+1)^{ième}$ itération est :

$$\hat{\mathbf{x}}^{(m+1)} = \mathbf{W}^{(m)} \mathbf{A}^\dagger (\mathbf{A}\mathbf{W}^{(m)} \mathbf{A}^\dagger + \lambda \mathbf{I})^{-1} \mathbf{b}, \quad (9)$$

avec $\mathbf{W}^{(m)}$ la matrice diagonale dont les composantes sont $w_i = |\mathbf{x}|$. On arrête d'itérer lorsque la norme L_1 commence à augmenter, ou lorsqu'on est arrivé à la fin prédéfinie du compteur d'itérations.

3 Résultats de simulations 3D

Pour les simulations de sources en 3D, on positionne les microphones tels que dans l'antenne de la Figure 3, et on simule ponctuellement des bruits blancs. Les paramètres utilisés dans notre cas sont : un domaine de focalisation constitué de 16*16*16 points, et un facteur de réduction à $\beta = 0.9$. Un exemple de résultat obtenu avec le GIB est montré en Figure 7. On a simulé une distribution de 10 dipôles d'amplitude $a = 1$ alignés selon l'axe X, dont l'orientation varie en fonction de leur emplacement sur la ligne de dipôles. Les flèches rouges indiquent l'orientation des sources dipolaires retrouvées avec le GIB à la fréquence de 2000 Hz, et leurs origines indiquent l'emplacement de chaque source discriminée. Celles-ci sont bien celles que l'on avait simulées au départ en terme de position et d'orientation.

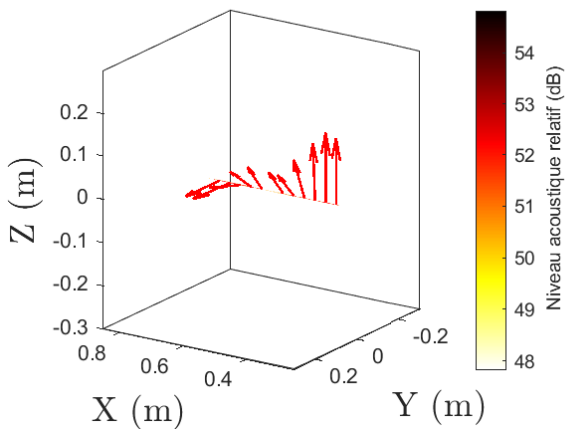


FIGURE 7 – Résultat du GIB à 2000 Hz pour une distributions de dipôles tournants disposés le long de l'axe X, émettant un bruit blanc.

4 Résultats expérimentaux

4.1 Source profilée

Une chambre de compression est installée dans un tube conique au sein d'un objet profilé en plastique, qui a pour caractéristique de ne créer que très peu de bruit propre dans un écoulement d'air (la forme de l'objet n'induit pas de turbulence). Cette source est utilisée sans écoulement pour les résultats présentés ici. La source de bruit synthétique est alors émise par un trou de diamètre 5mm d'un côté de cet objet, qui est soutenu par un tube métallique de diamètre 20mm. Elle émet un bruit large bande, mais présente des pics correspondant à des résonances du tube conique. On se place au premier pic de résonance à 2661 Hz. La position de la source est la suivante : $(x = 0.66m, y = -0.02m, z = -0.03m)$.

Le champ acoustique est capté par les 1024 microphones, sans écoulement d'air issu de la soufflerie. Le paramètre à

utiliser pour la régularisation de Tikhonov, déterminé avec la courbe en L, est $\lambda = 10$, et la plage dynamique est de 41dB.

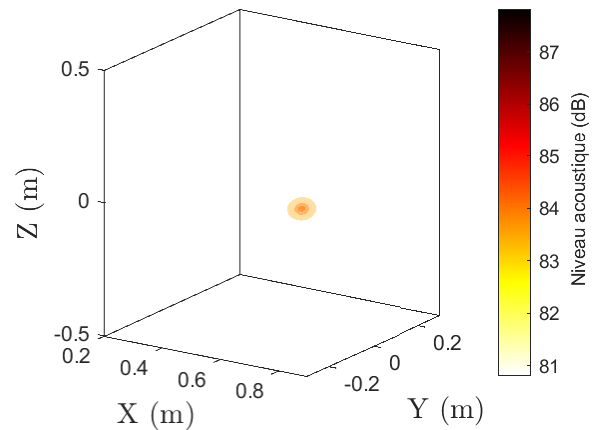


FIGURE 8 – Résultat du GIB pour une source profilée à 2661 Hz, et pour les 4 pans d'antenne de la soufflerie BETI

On obtient une cartographie des sources de bruit (Figure 8) dans laquelle on retrouve avec précision la position de la source profilée, estimée comme un monopole par l'algorithme.

4.2 Profil d'aile NACA0012

On s'intéresse maintenant au bruit généré par un profil d'aile NACA0012 placé avec un angle d'attaque de 8°. Les données proviennent d'une campagne de mesures expérimentales [9], avec une vitesse d'air en entrée de la soufflerie à 40m/s. La Figure 9 à droite représente le spectre acoustique pour plusieurs microphones : on repère une raie associée à une source tonale autour de 1708Hz.

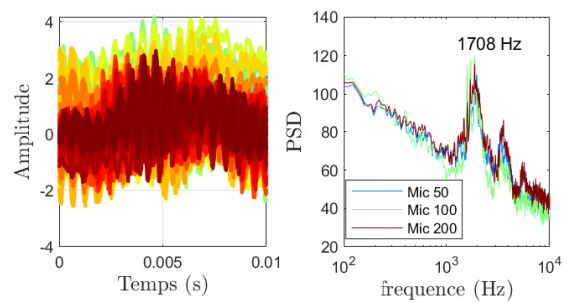


FIGURE 9 – Signal reçu aux microphones (gauche), et densité spectrale de puissance du bruit généré par le profil d'aile ($v = 40m/s$)

L'onde acoustique issue de la source est réfractée au niveau des couches de cisaillement de l'écoulement de la soufflerie. Ainsi, on utilise le modèle d'Amiet [10] pour modéliser les temps de propagation modifiés par les effets de convection et réfraction sur l'écoulement. Après 31 itérations, et une plage dynamique de 39dB pour la

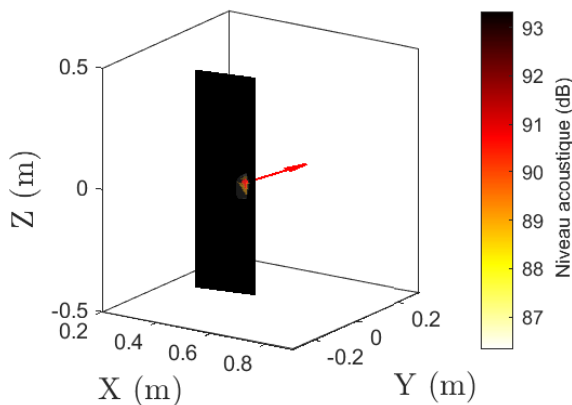


FIGURE 10 – Résultat de données expérimentales pour un profil d'aile NACA0012 à 1708Hz, représentée en noir, et pour 3 pans d'antenne (marron, rouge et vert sur la Figure 3)

régularisation, on peut localiser la source et son orientation. La Figure 10 indique que la source reconstruite est un dipole orienté, comme attendu, perpendiculairement au profil d'aile, sur son bord de fuite. Il s'agit de la source principale de bruit dans cette configuration. Si le paramètre de régularisation est trop faible, on obtient seulement des sources parasites sur les bords du domaine.

5 Conclusion

La méthode de Beamforming Inverse Généralisé développée dans [5] a été étendue au domaine 3D à l'aide d'une antenne tridimensionnelle formée de quatre plans entourant la veine de mesure d'une soufflerie anéchoïque, pour des sources simulées puis quelques sources réelles simples.

En termes de perspectives, le niveau des sources n'est pas retrouvé avec précision, et devra être comparé à celui mesuré au niveau de l'antenne et non de la source, car les coefficients de corrections et la propagation des ondes acoustiques jusqu'aux microphones introduisent un biais. De plus, ces coefficients c_x , c_y et c_z sont ici calculés sur un seul point du domaine de focalisation, mais ils pourraient l'être sur l'ensemble du domaine, ou alors moyennés sur celui-ci. Pour le moment la détermination du paramètre de régularisation de Tikhonov pour la première cartographie en norme L2 est faite "à la main" en cherchant le coin de la courbe en L, et pourrait être automatisé grâce à la méthode des triangles par exemple [11]. Enfin, une autre méthode pourrait être utilisée lors des itérations en norme L1.

A ce stade, l'analyse des sources se limite à l'ordre 1 des harmoniques sphériques. Comme certaines sources en aéroacoustique sont quadripolaires, il pourrait être envisagé d'étendre la méthode à l'ordre 2 pour les identifier. Enfin, une prochaine exploitation de l'algorithme pourra

être de localiser des sources réelles tridimensionnelles plus complexes, constituées par exemple d'objets courbés générant des dipôles dont l'orientation varie dans l'espace.

Remerciements

Nous souhaitons remercier Yoann Beausse et Yinshi Zhou pour les données expérimentales fournies, ainsi que Laurent Phillipon et Pascal Biais pour leur travail dans le cadre des expériences dans la soufflerie BETI.

Références

- [1] G. Battista, P. Chiariotti, M. Martarelli, and P. Castellini, "Inverse methods in aeroacoustic three-dimensional volumetric noise source localization and quantification," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 473, p. 115208, May 2020.
- [2] C. Vanwynsberghe, R. Marchiano, F. Ollivier, P. Challande, H. Moingeon, and J. Marchal, "Design and implementation of a multi-octave-band audio camera for realtime diagnosis," *Applied Acoustics*, vol. 89, pp. 281–287, Mar. 2015.
- [3] R. Porteous, Z. Prime, C. Doolan, D. Moreau, and V. Valeau, "Three-dimensional beamforming of dipolar aeroacoustic sources," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 355, pp. 117–134, Oct. 2015.
- [4] Y. Zhou, V. Valeau, J. Marchal, F. Ollivier, and R. Marchiano, "Three-dimensional identification of flow-induced noise sources with a tunnel-shaped array of MEMS microphones," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 482, p. 115459, Sept. 2020.
- [5] T. Suzuki, "L1 generalized inverse beam-forming algorithm resolving coherent/incoherent, distributed and multipole sources," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 330, pp. 5835–5851, Nov. 2011.
- [6] Y. Kim and P. Nelson, "Optimal regularisation for acoustic source reconstruction by inverse methods," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 275, pp. 463–487, Aug. 2004.
- [7] L. Landesa, F. Obelleiro, J. L. Rodr'guez, and M. R. Pino, "Stable Solution of the GMT-MOM Method by TIKHONOV Regularization," *Progress In Electromagnetics Research*, vol. 20, pp. 45–61, 1998.
- [8] A. Schuhmacher, J. Hald, K. B. Rasmussen, and P. C. Hansen, "Sound source reconstruction using inverse boundary element calculations," *The Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 113, pp. 114–127, Jan. 2003.
- [9] "Experimental study of the aerodynamic noise produced by flow-body interaction by synchronous PIV and microphone array measurements," in *Forum acusticum 2020*, (Lyon).
- [10] R. K. Amiet, "Acoustic radiation from an airfoil in a turbulent stream," *Journal of Sound and Vibration*, vol. 41, no. 4, pp. 407–420, 1975.
- [11] J. Castellanos, S. Gómez, and V. Guerra, "The triangle method for finding the corner of the L-curve," *Applied Numerical Mathematics*, vol. 43, pp. 359–373, Dec. 2002.