

THÈSE

pour l'obtention du Grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE POITIERS

(ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE D'INGÉNIEURS DE POITIERS)

(Diplôme National – Arrêté du 7 août 2006)

École Doctorale :

Sciences et Ingénierie en Matériaux, Mécanique, Énergétique et Aéronautique

Secteur de recherche : Acoustique – Mécanique des Fluides

Présentée par :

THOMAS PADOIS

LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE EN SOUFFLERIE ANÉCHOÏQUE PAR DEUX TECHNIQUES D'ANTENNERIE : FORMATION DE VOIES ET RETOURNEMENT TEMPOREL NUMÉRIQUE

Directeurs de Thèse :

Christian Prax – Vincent Valeau

Soutenue le 31 janvier 2011

Obtenu avec la mention Très Honorable

devant la Commission d'Examen

JURY

Vincent Gibiat	Pr, Université Paul Sabatier (Toulouse)	Président
Michel Roger	Pr, École Centrale de Lyon	Rapporteur
Régis Marchiano	Mcf, Université Pierre et Marie Curie	Rapporteur
Alexandre Garcia	Pr, CNAM	Examinateur
Jean-Christophe Valière	Pr, Université de Poitiers	Examinateur
David Marx	CR, Université de Poitiers	Examinateur
Christian Prax	Mcf, Université de Poitiers	Examinateur
Vincent Valeau	Mcf, Université de Poitiers	Examinateur

Résumé

Le développement croissant des moyens de transport a engendré des nuisances sonores en zone urbaine et périurbaine. Pour pallier ce problème les industriels sont amenés à effectuer des études en vue de la réduction du bruit. La première étape de ce travail consiste à localiser les zones responsables de la production sonore. Le traitement d'antenne microphonique associé à la formation de voies (beamforming) est une méthode classique et robuste de localisation de sources sonores. Dans le cas de sources aéroacoustiques, cette technique d'imagerie peut être appliquée *in situ*, engendrant un coût important, ou en soufflerie anéchoïque. L'application de cette technique à des mesures en soufflerie permet ainsi de localiser des sources de bruits dans un écoulement, mais les effets de l'écoulement sur la propagation doivent être pris en compte pour une localisation optimale. Une expérience de localisation de source est mise en place dans la soufflerie anéchoïque *Eole* afin de valider le traitement par formation de voies associé aux corrections des effets de l'écoulement. Deux modèles correctifs distincts sont testés (modèle d'Amiet et modèle de Koop). Les résultats montrent que cette technique permet d'estimer très précisément la position de la source acoustique. De plus, nous montrons que les effets de l'écoulement sur la propagation sont bien indépendants de la longueur d'onde acoustique. Cependant, les moyens techniques limitent l'étude sur la localisation de source à de faibles vitesses, ainsi un code numérique résolvant les équations d'Euler linéarisées est utilisé afin de simuler des conditions d'écoulement plus diverses. Nous mettons en évidence que le décalage apparent de la position de la source, dû aux effets de convection et réfraction des ondes acoustiques, est approximativement proportionnel au produit du nombre de Mach par l'épaisseur d'écoulement uniforme. De plus, nous montrons que les deux corrections testées demeurent robustes même pour un nombre de Mach élevé. Dans une seconde partie nous présentons une méthode originale de localisation de source pour l'aéroacoustique s'appuyant sur une technique connue en acoustique, le retournement temporel. Contrairement à la formation de voies, cette méthode ne fait aucune hypothèse sur le rayonnement de la source et sur la distance source-antenne. Nous montrons que les équations d'Euler linéarisées autour d'un écoulement moyen sont invariantes par retournement temporel en changeant le sens de l'écoulement moyen. Puis une étude numérique des capacités d'un miroir à retournement temporel pour la localisation de source monopolaire ou dipolaire en soufflerie est réalisée. Finalement des expériences sont menées en soufflerie ; les signaux obtenus sont retournés temporellement et la phase de rétropropagation est réalisée numériquement. Les résultats montrent qu'il est possible de localiser la position de la source sans les hypothèses liées à la formation de voies et sans correction des effets de l'écoulement. De plus, les capacités de la méthode à localiser une source aéroacoustique intermittente sont mises en évidence.

Mots-clefs : localisation, aéroacoustique, formation de voies, retournement temporel, équations d'Euler linéarisées, soufflerie anéchoïque, méthodes numériques.

SOUND SOURCE LOCALISATION IN A ANECHOIC WIND-TUNNEL BY TWO MICROPHONE
ARRAY TECHNIQUES : BEAMFORMING AND NUMERICAL TIME REVERSAL

Abstract

Beamforming (BF) is a powerful technique to localise sound sources in a wind-tunnel, but the flow effects on the acoustic propagation should be taken into account. An experiment is carried out in an anechoic wind-tunnel in order to validate the BF treatment associated to flow corrections. The results show that the BF technique can estimate very accurately the position of the source. However, the experiments are limited by the low speed of the wind-tunnel. So, a numerical code solving the linearized Euler equations (EEL) is used to simulate different flow conditions. We show that the apparent position shifting of the source, due to the effects of the flow is roughly proportional to the product of the Mach number by the thickness of the uniform flow. Furthermore, we show that the corrections remain robust for a higher Mach number. Then we present a new method for localising a source in a wind-tunnel based on the time-reversal technique. We show that EEL are invariant under time-reversal in changing the direction of the flow velocity. The experimental signals obtained are time-reversed and the backpropagation is performed numerically. The results show that it is possible to localise the source position, without BF assumptions and without flow corrections. The ability of the method to localise an intermittent aeroacoustic source is highlighted.

Keywords : localisation, aeroacoustic, beamforming, time reversal, linearized Euler equations, anechoic wind tunnel, numerical methods.

Remerciements

Ce manuscrit est l'aboutissement de trois années de recherche effectuées au sein du département FTC (Fluide, Thermique et Combustion), axe ATAC (Aérodynamisme, Turbulence, Acoustique et Contrôle) de l'institut Pprime. Je tiens à remercier Monsieur Yves Gervais, Professeur, ancien directeur du Laboratoire d'Études Aérodynamiques (LEA), responsable de l'axe ATAC maintenant, pour m'avoir accueilli dans les meilleures conditions au sein du laboratoire.

Je remercie sincèrement Monsieur Michel Roger, Professeur, et Monsieur Régis Marchiano, Maître de conférences, d'avoir accepté d'être rapporteurs de cette thèse. Leurs commentaires et leurs questions m'ont permis de clarifier ma rédaction et m'ont donné de nouvelles pistes de réflexion.

Je remercie grandement Monsieur Vincent Gibiat, Professeur, Monsieur Alexandre Garcia, Professeur et Monsieur Jean-Christophe Valière, Professeur, pour avoir fait parti du jury, et pour l'enthousiasme avec lequel ils ont lu ce travail.

J'exprime ma gratitude à Monsieur Christian Prax, Maître de conférences, et Monsieur Vincent Valeau, Maître de conférences, pour la confiance et la liberté de travail qu'ils m'ont accordé pendant ces trois années.

Toute ma reconnaissance s'adresse à Monsieur David Marx, Chargé de Recherches, pour m'avoir initié à la simulation numérique. Ses connaissances et sa patience m'ont été d'une grande aide.

Je remercie également Monsieur Damien Biau, Maître de conférences, pour m'avoir mis sur la voie du retournement temporel.

J'exprime par ailleurs toute ma reconnaissance à l'ensemble des personnels du Bâtiment K qui m'ont permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Il en est de même pour toutes les personnes que j'ai croisées au cours de ces trois années, je pense notamment à l'équipe des thésards, l'équipe du Badminton, l'équipe de Foot et l'équipe du Clu. Je ne préfère citer personne de peur d'en oublier mais qu'ils reçoivent, à la lecture de ces lignes, l'expression de ma gratitude.

Enfin, je remercie ma famille pour leur soutien et leur support sans faille tout au long de ma scolarité. Ma réussite est le fruit de leur confiance durant toutes ces années. Finalement, je remercie grandement Hélène Moreschi pour sa patience et son aide. Je lui dédie ce travail et lui souhaite une belle réussite pour la fin de sa thèse.

Table des matières

Résumé	i
Remerciements	v
Liste des figures	xi
Liste des tableaux	xxiv
Introduction générale	1
I Les équations de l’acoustique pour la propagation en écoulement	7
Introduction	11
1 Les équations de l’acoustique en écoulement	13
1.1 L’équation de propagation	13
1.2 L’équation des ondes convectées	15
1.3 Les analogies aéroacoustiques	17
1.3.1 L’analogie de Lighthill	17
1.3.2 L’équation de Phillips	17
1.3.3 L’équation de Lilley	18
2 Des équations d’Euler vers la simulation numérique	19
2.1 Les Équations d’Euler Linéarisées (EEL)	19
2.2 Discrétisation spatiale	20
2.3 Intégration temporelle	23

2.4	Conditions de rayonnement aux limites du domaine de calcul	23
2.5	Filtrage	24
2.6	Termes sources synthétiques	24
2.7	Test de validation du code de résolution des EEL	25

II Localisation de source acoustique en écoulement cisailé par une méthode de formation de voies : expériences et simulations numériques **29**

Introduction bibliographique **33**

3 La formation de voies **39**

3.1	Propagation en ondes planes	39
3.2	Propagation en ondes sphériques	40
3.3	Caractéristiques et limitations de la formation de voies	43
3.4	Études paramétriques	46
3.5	Correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique : modèle d'Amiet	50
3.6	Correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique : modèle basé sur le principe de Huygens	52
3.7	Influence de l'écoulement sur la position de la source selon Haddad	54

4 Localisation de source acoustique en soufflerie anéchoïque par une méthode de formation de voies **57**

4.1	Dispositif expérimental : caractéristiques de la soufflerie et moyens de mesures	57
4.2	Validation expérimentale du traitement de localisation sans écoulement . . .	63
4.3	Localisation d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé . . .	66

5 Simulation numérique du rayonnement d'une source acoustique en écoulement cisailé pour l'application à la formation de voies **75**

5.1	Validation numérique du traitement de localisation sans écoulement	76
5.2	Localisation d'une source monopolaire placée dans un écoulement cisailé . . .	79
5.3	Simulation de l'écoulement de la soufflerie	86
5.4	Influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement sur la localisation de source	90

5.5	Influence de la longueur d'onde sur la localisation de source	93
5.6	Influence de l'épaisseur de la couche limite sur la localisation de source . . .	95
5.7	Influence de l'épaisseur de l'écoulement moyen sur la localisation de source .	98
5.8	Influence du nombre de Mach sur la localisation de source	102
Conclusion		105
III	Localisation de source acoustique placée dans un écoulement par retournement temporel numérique	107
	Introduction bibliographique	111
6	Le retournement temporel appliqué aux équations d'Euler linéarisées : principe et méthode	113
6.1	Invariance temporelle des équations d'Euler linéarisées	113
6.2	La cavité à retournement temporel	115
6.3	Le miroir à retournement temporel	120
6.4	Étude paramétrique sur la localisation de source par retournement temporel	128
6.5	Résolution spatiale de la tache de focalisation pour une antenne linéaire . . .	132
6.6	Autres configurations d'antenne	134
7	Localisation par retournement temporel de sources acoustiques placées en écoulement cisailé : application à des données numériques	137
7.1	Cas d'une source harmonique monopolaire	137
7.2	Cas d'une source harmonique dipolaire	140
7.3	Cas d'une source large-bande monopolaire	142
7.4	Cas de plusieurs sources	145
7.5	Influence du nombre de Mach sur la localisation	147
8	Localisation de source acoustique placée en écoulement par retournement temporel : application à des données expérimentales	151
8.1	Dispositif expérimental	151
8.2	Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos . .	153

8.3	Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé	153
8.4	Cas d'une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé . .	156
8.5	Cas d'une source large-bande placée dans un écoulement cisailé	158
8.6	Influence du rapport signal-sur-bruit	161
8.7	Application à une source aéroacoustique : le <i>MOPET</i>	164
Conclusion		169
Conclusion générale et perspectives		171
Bibliographie		176
A	Description des équations du modèle d'Amiet	185
B	Solution de l'équation des ondes convectées	189
C	Les antennes en deux dimensions : Quelles géométries ?	191

Liste des figures

1	Relation entre le niveau de pression sonore et les différents types de sources sur un train en fonction de la vitesse de passage [1], bruit roue-rail (wheel-track noise), bruit des moteurs (engine/generator noise) et bruit aérodynamique (aerodynamic noise)..	4
I.2.1	Évolution du nombre d'onde numérique k^* en fonction du nombre d'onde réel k . La droite en trait plein représente le cas idéal où le nombre d'onde numérique est égal au nombre d'onde physique. Les autres courbes sont obtenues à partir, des schémas DRP [10], différences finies centrées classique d'ordre 4 (dfc4), différences finies centrées classique d'ordre 6 (dfc6) et différences finies centrées classique d'ordre 8 (dfc8)..	22
I.2.2	Isocontours d'un champ instantané de pression pour un monopôle rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $\mathcal{M} = 0,5$. L'écoulement est orienté selon l'axe x de la gauche vers la droite.	27
I.2.3	Comparaison entre la solution analytique donnée par l'Équation (2.28) et la solution obtenue via la résolution numérique des EEL en $y = 0$ pour un monopôle en écoulement uniforme à $\mathcal{M} = 0,5$	27
II.1	Photographie d'une antenne acoustique utilisée durant la première Guerre Mondiale pour détecter les avions ennemis (d'après [13]).	34
II.2	Illustration des images obtenues avec un « <i>Télescope Acoustique</i> ». Les pixels de couleur blanche indiquent la position de la source (d'après [14]).	34
II.3	Cartographie de la distribution des sources acoustiques sur un véhicule placé dans une soufflerie (d'après [23]).	35
II.3.1	Onde plane se propageant avec un angle d'incidence θ sur une antenne linéaire uniforme composée de M microphones équidistants.	40
II.3.2	Onde sphérique se propageant vers une antenne linéaire uniforme composée de M microphones équidistants.	41
II.3.3	Comparaison géométrique entre des fronts d'ondes plane et sphérique se propageant sur une antenne linéaire avec le même angle d'incidence.	43

II.3.4	Exemple de figure de directivité. Une source harmonique émet un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz, placée à $H = 1$ m, en face d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm.	45
II.3.5	Figures de directivité pour une source harmonique monopolaire émettant un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz en face du centre d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm. La distance source-antenne varie selon les valeurs $[0,5; 2,5; 5]$ m.	47
II.3.6	Figures de directivité pour trois positions de sources différentes correspondant aux angles d'incidence ($\theta = 0^\circ$, $\theta = -14^\circ$ et $\theta = -45^\circ$). L'antenne est une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm. Une source harmonique émet un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz.	48
II.3.7	Évolution de la fonction $(1/\cos^3 \theta)$ intervenant dans l'expression de la résolution de l'antenne (Équation 3.20).	48
II.3.8	Figure de directivité en fonction de la fréquence pour une source harmonique placée à $H = 1$ m du centre d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm.	49
II.3.9	Figure de directivité en fonction de la taille de l'antenne pour une source émettant un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz et placée à $H = 1$ m du centre d'une antenne linéaire uniforme (l'espacement entre capteurs est de $d = 1,7$ cm).	50
II.3.10	Rayonnement d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé. Description des angles pour le modèle d'Amiet.	51
II.3.11	Rayonnement d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé. Description des positions pour le modèle de Koop [41].	52
II.4.1	Schéma présentant le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de localisation de source en soufflerie anéchoïque par traitement par FV. Un haut-parleur émet des ondes acoustiques dans un écoulement se propageant du convergent vers le collecteur. Le signal de pression est enregistré par une antenne linéaire microphonique en dehors de l'écoulement.	59
II.4.2	Cartographie de l'écoulement moyen dans la soufflerie anéchoïque <i>Eole</i> entre le convergent et le collecteur obtenue par interpolation des profils de vitesse moyenne le long de la veine d'essai. $X = 0$ cm représente la position de la source acoustique.	60
II.4.3	Superposition des quatorze profils verticaux de vitesse moyenne le long de la veine, obtenus par une mesure au fil chaud.	61
II.4.4	Évolution en fonction de X de l'épaisseur de la couche limite à 95%. Les o sont obtenus par la mesure et le trait plein par régression linéaire.	61

II.4.5	Évolution en fonction de X de l'épaisseur de la couche de cisaillement. Les σ sont obtenus par la mesure et le trait plein par régression linéaire.	62
II.4.6	Profil d'intensité turbulente des quatorze profils verticaux le long de la veine obtenus par une mesure au fil chaud.	63
II.4.7	Figure de directivité pour un haut-parleur placé en face du centre de l'antenne à $H = 136$ cm, sans écoulement. Le signal source est un sinus à la fréquence $F = 10$ kHz. L'antenne est constituée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm.	64
II.4.8	a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne (sans écoulement, source à $F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm) b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position réelle de l'antenne.	65
II.4.9	a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne pour $F = 5$ kHz et $F = 2,5$ kHz (sans écoulement, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm. b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position de l'antenne.	66
II.4.10	Densités spectrales de puissance des signaux de pression en dB/Hz pour trois vitesses $U_0 = 0$ m/s, $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s (la pression acoustique de référence est $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)..	67
II.4.11	Densité spectrale de puissance des signaux de pression en dB/Hz pour les trois fréquences de jeu $F = 2,5$ kHz, $F = 5$ kHz et $F = 10$ kHz à $U_0 = 50$ m/s (la pression acoustique de référence est $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)..	68
II.4.12	a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne pour $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s ($F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm. b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position de l'antenne.	69
II.4.13	Positions estimées par le traitement par FV avec et sans correction en fonction de la position réelle de l'antenne pour a) $U_0 = 37$ m/s et c) $U_0 = 50$ m/s ($F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm). Erreur commise sur l'estimation de la position de la source avec et sans correction en fonction de la position réelle de l'antenne pour b) $U_0 = 37$ m/s et d) $U_0 = 50$ m/s	70
II.4.14	Position estimée par le traitement par FV (avec et sans correction), en fonction de la position réelle de l'antenne pour $F = 5000$ Hz : a) $U_0 = 37$ m/s, b) $U_0 = 50$ m/s et $F = 2500$ Hz : c) $U_0 = 37$ m/s, d) $U_0 = 50$ m/s (antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm)..	72

II.4.15	Position estimée par le traitement par FV après correction, en fonction de la position réelle de l'antenne avec utilisation des corrections d'Amiet et de Koop pour $F = 10$ kHz : a) $U_0 = 37$ m/s, b) $U_0 = 50$ m/s, $F = 5$ kHz : c) $U_0 = 37$ m/s, d) $U_0 = 50$ m/s et $F = 2,5$ kHz : e) $U_0 = 37$ m/s, f) $U_0 = 50$ m/s (antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm).	74
II.5.1	Champs instantanés de pression d'un monopôle rayonnant dans un milieu au repos pour trois instants différents. Le trait noir en $Y = 40,6$ représente la position de l'antenne.	77
II.5.2	Figure de directivité obtenue à partir du traitement par FV, pour un monopôle, placé en face du centre de l'antenne ($X = 0$) dans un milieu au repos. La source est harmonique, monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	78
II.5.3	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique. La source est harmonique, monopolaire de longueur d'onde $\lambda = 1$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	79
II.5.4	Champ de vitesse moyenne utilisé dans le code numérique. Ce champ est obtenu à partir d'une interpolation des profils de l'écoulement moyen obtenus par des mesures au fil chaud (voir section 4.1). Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$	80
II.5.5	Champ instantané de pression d'une source harmonique monopolaire rayonnant dans un écoulement moyen issu de l'interpolation des profils de vitesse obtenus par des mesures au fil chaud, Figure II.5.4. Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$	81
II.5.6	Figures de directivité obtenues par traitement par FV pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement en face du centre de l'antenne. Le traitement par FV est appliqué sans correction et avec les corrections d'Amiet et de Koop. Le nombre de Mach de l'écoulement est $\mathcal{M} = 0,106$	82
II.5.7	Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique. La source est harmonique monopolaire de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	83
II.5.8	Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique, a) avec le modèle d'Amiet et b) avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$ et le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$	84

II.5.9	Champs instantanés de pression d'une source harmonique monopolaire rayonnant dans un écoulement pour deux longueurs d'onde, respectivement a) $\lambda_1 = 2$ et b) $\lambda_2 = 4$. Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$	85
II.5.10	Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique, a) $\lambda_1 = 2$ et b) $\lambda_2 = 4$. La source est harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	85
II.5.11	Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique a) modèle d'Amiet et λ_1 , b) modèle de Koop et λ_1 , c) modèle d'Amiet et λ_2 et d) modèle de Koop et λ_2 . La source est harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$	87
II.5.12	Évolution des profils expérimentaux de vitesse moyenne de la couche de cisaillement, pour plusieurs positions le long de la veine d'essai, obtenus par des mesures au fil chaud, et du profil analytique selon l'Équation (5.1) en fonction de la coordonnée réduite η_{cm}	88
II.5.13	Évolution des profils expérimentaux de vitesse moyenne de la couche limite, pour plusieurs positions le long de la veine d'essai, obtenus par des mesures au fil chaud et du profil analytique selon l'Équation (5.3) en fonction de la coordonnée réduite η_{cl}	89
II.5.14	Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs de la couche de cisaillement, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$	90
II.5.15	Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche de cisaillement, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$. La source est harmonique monopolaire placée en $X = 0$ et $Y = 0$ et sa longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. L'écoulement a un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$	91
II.5.16	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$). La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	92
II.5.17	Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$) et corrigé a) avec le modèle d'Amiet et b) avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	92

II.5.18	Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche de cisaillement et $\mathcal{M} = 0,3$, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$	93
II.5.19	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$). La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	94
II.5.20	Champs instantanés de pression pour trois longueurs d'onde et $\mathcal{M} = 0,3$, a) $\lambda = 1$, b) $\lambda_1 = 2$, c) $\lambda_2 = 4$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$	95
II.5.21	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois longueurs d'onde ($\lambda = 1$, $\lambda_1 = 2$ et $\lambda_2 = 4$). La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	96
II.5.22	Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0,1$, b) $\delta_{cl} = 0,5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$ et $\mathcal{M} = 0,106$	97
II.5.23	Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0,1$, b) $\delta_{cl} = 0,5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$	97
II.5.24	Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0,1$, b) $\delta_{cl} = 0,5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$	98
II.5.25	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche limite ($\delta_{cl} = 0,1$, $\delta_{cl} = 0,5$ et $\delta_{cl} = \lambda$). La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$	99
II.5.26	Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme a) $H_{ec} = 6,8$, b) $H_{ec} = 13,5$ et c) $H_{ec} = 27$ à $\mathcal{M} = 0,106$	99
II.5.27	Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme a) $H_{ec} = 6,8$, b) $H_{ec} = 13,5$ et c) $H_{ec} = 27$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$	100

II.5.28	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme ($H_{ec} = 6, 8$, $H_{ec} = 13, 5$ et $H_{ec} = 27$) et deux nombres de Mach a) $\mathcal{M} = 0, 106$ et b) $\mathcal{M} = 0, 3$. La source est harmonique monopolaire. L'antenne est située à $H = 40, 6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	101
II.5.29	Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme ($H_{ec} = 6, 8$, $H_{ec} = 13, 5$ et $H_{ec} = 27$) et deux nombres de Mach a) $\mathcal{M} = 0, 106$ avec le modèle d'Amiet et b) $\mathcal{M} = 0, 106$ avec le modèle de Koop, c) $\mathcal{M} = 0, 3$ avec le modèle d'Amiet et d) $\mathcal{M} = 0, 3$ avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire. L'antenne est située à $H = 40, 6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$	102
II.5.30	Champs instantanés de pression pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement dont le nombre de Mach est a) $\mathcal{M} = 0, 32$ et b) $\mathcal{M} = 0, 54$	103
II.5.31	Position estimée par le traitement par FV en fonction du nombre de Mach de l'écoulement moyen. La source sonore est un monopôle. L'antenne est située à $H = 40, 6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$	104
III.6.1	Principe de la cavité à retournement temporel, à gauche, la phase d'enregistrement et à droite, la phase de réémission).	116
III.6.2	Champs instantanés de pression, pour la simulation au temps direct aux instants a) $t = 31$, b) $t = 145$ et c) $t = 185$ et pour le retournement temporel aux instants d) $t = t_f - 185$, e) $t = t_f - 145$ et f) $t = t_f - 31$. La cavité à retournement temporel est représentée par le carré en trait noir. Le milieu est au repos.	117
III.6.3	a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$. b) Différence entre ces deux profils. Le milieu est au repos.	118
III.6.4	Champs instantanés de pression, pour la simulation au temps direct aux instants a) $t = 31$, b) $t = 145$ et c) $t = 185$ et pour le retournement temporel aux instants d) $t = t_f - 185$, e) $t = t_f - 145$ et f) $t = t_f - 31$. La cavité à retournement temporel est représentée par le carré en trait noir. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0, 25$	119
III.6.5	a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$. b) Différence entre ces deux profils. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0, 25$	120
III.6.6	Quatre géométries mettant en jeu différents agencements de miroirs à retournement temporel.	121

III.6.7	Champs instantanés de pression au temps retourné pour quatre agencements de miroir à retournement temporel : a) forme de U, b) forme de L, c) deux miroirs et d) un miroir. Les traits noirs représentent les positions des miroirs. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$	122
III.6.8	a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$ pour les quatre agencements. b) Différence entre le profil au temps direct et les profils issus du retournement temporel. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$	123
III.6.9	Champs instantanés de pression au temps retourné pour le miroir à retournement avec a) quatre quantités retournées temporellement et b) la masse volumique et la pression retournées temporellement. Le trait noir représente la position du miroir. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$	124
III.6.10	Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour le miroir à retournement avec les quatre quantités retournées et seulement la masse volumique et la pression retournées. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$	125
III.6.11	Champs instantanés de pression pour a) la simulation au temps direct et b) le miroir à retournement temporel. La source harmonique monopolaire est placée dans un milieu au repos.	126
III.6.12	Distributions RMS des champs de pression a) au temps direct et b) du retournement temporel, pour une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS.	127
III.6.13	a) Évolution de la position du maximum selon l'axe Y de la distribution RMS en fonction du nombre de pas de temps utilisé pour la sommation et b) zoom entre les itérations temporelles 450 et 850.	127
III.6.14	Distributions RMS des champs de pression retournés temporellement pour une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos. Le rapport entre la distance source-antenne et l'envergure de l'antenne est $H/L = 0,56$. Les longueurs d'onde émises par la source sont a) $\lambda = 0,7$, b) $\lambda = 1,4$, c) $\lambda = 2,8$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	129
III.6.15	Évolution de l'erreur de localisation suivant l'axe Y en fonction de la longueur d'onde pour quatre rapports H/L avec $L = 25,1$	130
III.6.16	Évolution de l'erreur de localisation suivant l'axe Y en fonction de la distance source-antenne pour quatre envergures d'antenne, avec $\lambda = 0,7$	131

III.6.17	Profils selon a) $Y = 0$ et b) $X = 0$ des distributions RMS pour deux pas intercapteurs, $d = \lambda/10 = 0,1$ et $d = \lambda/2 = 0,5$	132
III.6.18	Profils des distributions RMS selon a) $Y = 0$ et b) $X = 0$ pour $\lambda = 1,4$, $H = 10\lambda$ et $L = 18\lambda$. Le trait horizontal représente la valeur maximale divisée par $\sqrt{2}$ et les traits verticaux les abscisses définissant la résolution. .	133
III.6.19	Évolution des résolutions théoriques et numériques a) transverses et b) longitudinales pour $\lambda = [0,7; 1,4; 2,1; 2,8]$, $H = [7; 14]$ et $L = [21,1; 25,1]$.	134
III.6.20	Distributions RMS pour trois configurations d'antenne différentes, a) antenne en arc de cercle, b) antenne inclinée de 11° et c) antenne linéaire uniforme. La source harmonique monopolaire est placée dans un milieu au repos. La longueur d'onde émise par la source est $\lambda = 1$. Chaque antenne est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	135
III.7.1	a) Champ d'écoulement moyen utilisé pour la simulation du rayonnement d'un monopôle en écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$). Cet écoulement moyen est issu des données expérimentales obtenues par mesure au fil chaud. b) Champ instantané de pression d'un monopôle rayonnant dans un écoulement cisailé. La longueur d'onde est de $\lambda = 1$	138
III.7.2	Distributions RMS du champ de pression retourné temporellement. a) L'écoulement moyen n'est pas renversé spatialement pendant la phase de réémission, b) le nombre de Mach de l'écoulement est nul pendant la phase de réémission et c) l'écoulement est renversé spatialement pendant la phase de réémission. Ces distributions RMS sont obtenues à partir de la simulation du rayonnement d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($(\mathcal{M} = 0,106)$) et en respectant les distances physiques de l'expérience mise en place dans la soufflerie anéchoïque (Chapitre 8). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	139
III.7.3	Distribution de phase du champ de pression retourné temporellement. L'écoulement moyen est renversé spatialement. La source harmonique monopolaire est placée dans un écoulement cisailé ($(\mathcal{M} = 0,106)$).	140
III.7.4	Champs instantanés de pression pour la simulation a) au temps direct et b) retourné temporellement, pour une source harmonique dipolaire rayonnant dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$).	141

III.7.5	Distribution RMS du champ de pression retourné temporellement a) sans correction et b) avec la correction de Jordan [36] pour une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	142
III.7.6	Distribution de phase du champ de pression retourné temporellement a) sans correction et b) avec la correction de Jordan [36] pour une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source.	143
III.7.7	Densité spectrale du signal source large-bande.	143
III.7.8	Champs instantanés de pression pour la simulation a) au temps direct et b) du retournement temporel, pour une source large-bande monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$).	144
III.7.9	Distribution RMS du champ de pression du retournement temporel pour une source large-bande monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	144
III.7.10	Profils selon a) $X = 0$ et b) $Y = 0$ des distributions RMS des champs de pression du retournement temporel, pour une source harmonique monopolaire (voir section 7.1) et pour une source large-bande monopolaire placées dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$).	145
III.7.11	a) Champ instantané de pression au temps direct pour deux sources harmoniques monopolaires rayonnant dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$) dont le bruit propre est simulé par une source large-bande monopolaire au début de la couche de cisaillement. b) Champ de vitesse moyenne dans lequel sont placées les sources acoustiques.	146
III.7.12	Distribution RMS du champ de pression au temps retourné dans le cas de deux sources harmoniques monopolaires placées dans un écoulement ($\mathcal{M} = 0, 106$) dont le bruit propre est simulé par une source large-bande monopolaire au début de la couche de cisaillement. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	147
III.7.13	Distribution RMS du champ de pression au temps retourné. Le signal de l'antenne est filtré temporellement par un filtre à réponse impulsionnel finie correspondant aux intervalles de longueur d'onde a) $[\lambda_1 - 0, 1; \lambda_1 + 0, 1]$, b) $[\lambda_2 - 0, 1; \lambda_2 + 0, 1]$, c) $[2\lambda_1 - 0, 1; 2\lambda_1 + 0, 1]$. Le milieu est animé par un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	148

III.7.14	a) Distribution RMS et b) distribution de phase du champ de pression retourné temporellement pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,32$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	149
III.8.1	Photographies du dispositif expérimental et de la source acoustique utilisée. Un flexible est fixé sur la source puis encastré dans la plaque.	152
III.8.2	a) Champ instantané et b) distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un milieu au repos. L'antenne est linéaire uniforme et composée de 31 capteurs espacés de $d = 3,4$ cm. La distance source-antenne est $H = 80$ cm. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.	154
III.8.3	Champ de vitesse moyenne issu de l'interpolation sur la grille de calcul des mesures au fil chaud, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite. . .	155
III.8.4	Distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite simulée. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.	155
III.8.5	Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite simulée. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.	156

III.8.6	<p>a) Distribution RMS et b) distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La position de la source est décalée, vers l'amont, de $-20,6$ cm par rapport à l'origine des coordonnées. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.</p>	157
III.8.7	<p>Distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL, pour a) $\mathcal{M} = 0$ et b) $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de $3,4$ cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. Le cercle blanc représente la position réelle de la source (centre du dipôle) et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.</p>	158
III.8.8	<p>Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL, pour a) $\mathcal{M} = 0$ et b) $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de $3,4$ cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.</p>	159
III.8.9	<p>Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL pour $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de $3,4$ cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. La correction proposée par Jordan [36] est utilisée. Le cercle blanc représente la position réelle de la source (centre du dipôle) et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.</p>	159
III.8.10	<p>Champ instantané des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un milieu au repos. Le trait blanc continu représente la position de la plaque.</p>	160

III.8.11	Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un milieu au repos. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Le trait blanc continu représente la position de la plaque.	161
III.8.12	Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.	162
III.8.13	DSP du signal microphonique placé à la vertical de la source. $A = 0$ correspond au bruit généré par la soufflerie à $\mathcal{M} = 0,106$ sans. Les autres valeurs de A correspondent au bruit de la soufflerie associé à différentes amplitudes du signal de la source acoustique.	163
III.8.14	Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux, pour a) $RSB = 2,5 \text{ dB}$, b) $RSB = 6,8 \text{ dB}$, c) $RSB = 11,6 \text{ dB}$ et d) $RSB = 23,7 \text{ dB}$. La source acoustique placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$) émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5 \text{ kHz}$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.	165
III.8.15	Principales structures présentes autour du Mopet [78].	166
III.8.16	Dispositif expérimental utilisée pour la localisation de source sur le <i>MOPET</i> via la méthode de retournement temporel.	167
III.8.17	Distributions RMS du champ de pression retourné temporellement obtenues à partir des signaux expérimentaux. a) La sommation est faite sur tous les pas de temps de la simulation. b) et c) la sommation est effectuée sur 100 pas de temps à des instants différents. Le Mopet est représenté par des traits continus blancs. Les traits pointillés blancs représentent la position de la couche de mélange.	168
A.1	Schéma de la propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement de type soufflerie.	186
A.2	Schéma de la propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement de type soufflerie.	187

C.1	Quatre géométries planes d'antennes avec des dispositions a) matricielle, b) circulaire, c) spirale, et d) Underbrink.	192
C.2	Figures de directivité pour quatre géométries différentes d'antenne.	193
C.3	Profil selon $Y = 0$ des figures de directivité pour trois géométries différentes d'antenne.	193

Liste des tableaux

II.4.1	Tableau comparant le décalage de la position de la source issu du produit entre le nombre de Mach et de l'épaisseur de l'écoulement uniforme et le décalage expérimental obtenu à partir de l'estimation de la position de la source par FV.	71
II.5.1	Tableau de conversion entre les distances expérimentales et numériques.	76
II.5.2	Tableau comparant le décalage apparent moyen de la position d'une source placée dans un écoulement et le produit du nombre de Mach par l'épaisseur de l'écoulement uniforme.	101
III.6.1	Positions estimées de la source pour les trois configuration d'antenne. La source est un monopôle placé dans un milieu au repos.	136
III.8.1	Valeurs des différents rapports signal-sur-bruit.	163

Introduction générale

Introduction générale

Les cinquante dernières années ont vu un développement croissant des moyens de transport (voitures, trains, avions). D'après le Centre d'Information Du Bruit (CIDB), plus de 12% de la population française subit des niveaux de bruits diurnes extérieurs excédant le seuil de 65 dB(A) (seuil au-delà duquel le bruit devient gênant) et un demi-million de riverains d'aéroports et d'aérodromes sont gênés par des nuisances sonores importantes. Par conséquent, les industriels et les exploitants des moyens de transport ne peuvent négliger cette gêne sur la population et sont contraints de mettre en œuvre des études visant à sa réduction. Avant d'entreprendre un traitement de réduction du bruit, il est nécessaire d'identifier les sources acoustiques engendrant ces nuisances.

L'utilisation de techniques expérimentales adaptées comme la formation de voies associée à une antenne de microphones permet de localiser les zones émissives. Des mesures sur des trains et des voitures ont mis en évidence des sources acoustiques liées aux contacts roue-rail et pneu-chaussée. Cependant, l'augmentation de la vitesse des moyens de transport, grâce aux progrès techniques, a mis en avant un nouveau type de source : les sources aéroacoustiques. Par exemple au-delà de 300 km/h, le bruit émis par le passage d'un train est essentiellement de nature aérodynamique (Figure 1, [1]).

En ce sens, des mesures de localisation de sources par formation de voies, *in situ* ou en soufflerie sur des modèles réduits ont été menées. La première antenne utilisée dans le domaine de l'aéroacoustique était linéaire uniforme, ce qui permettait de localiser la position de sources sur un axe parallèle à l'antenne. De plus, la gamme fréquentielle était limitée par les dimensions de l'antenne et le nombre de capteurs. L'amélioration des moyens de mesures a levé ces contraintes. De nos jours, les antennes sont bidimensionnelles et donnent accès à des cartographies de la répartition des sources acoustiques sur l'objet étudié. De nombreuses études portent maintenant sur la qualité des images obtenues par formation de voies. Cependant, cette technique souffre de quelques inconvénients.

Le principe de la formation de voies s'appuie sur l'hypothèse d'une source ponctuelle monopolaire. De plus, le traitement nécessite la connaissance *a priori* de la distance entre la source et l'antenne. Ces deux hypothèses ne sont pas vérifiables dans toutes les situations, notamment dans le domaine de l'aéroacoustique. Par ailleurs, les mesures en soufflerie sont préférées, car moins coûteuses par rapport aux mesures *in situ* ; mais la prise en compte des effets de l'écoulement cisailé sur la propagation des ondes acoustiques ne peut être négligée. Le travail de cette thèse s'inscrit dans le cadre de cette problématique.

Les effets de l'écoulement sur la propagation acoustique peuvent être prise en compte par

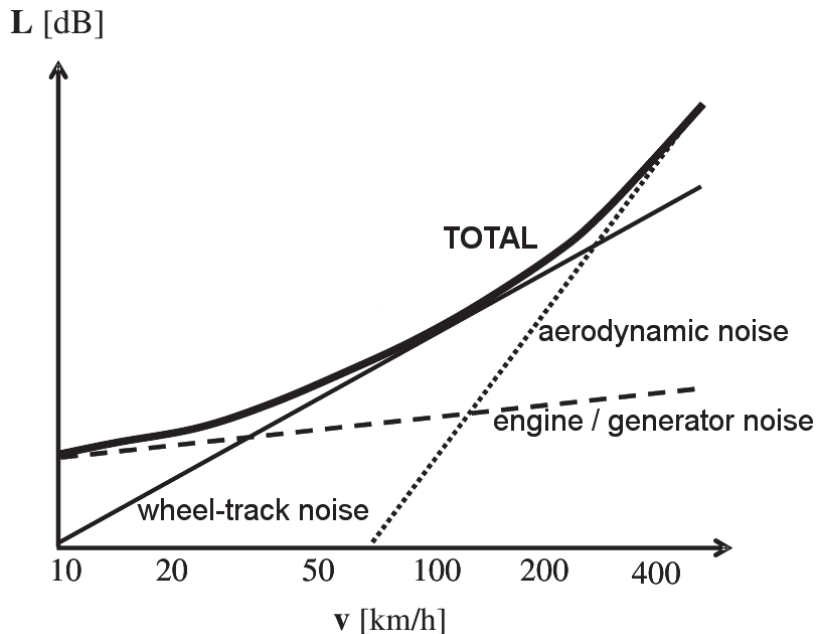


FIG. 1 – Relation entre le niveau de pression sonore et les différents types de sources sur un train en fonction de la vitesse de passage [1], bruit roue-rail (wheel-track noise), bruit des moteurs (engine/generator noise) et bruit aérodynamique (aerodynamic noise).

des modèles analytiques utilisés pour la formation de voies. Ce faisant, ces modèles analytiques ne peuvent traiter que de configurations d'écoulement simplifiées pour lesquelles une solution peut être obtenue. Les outils de simulation numérique de la propagation présentent une alternative intéressante aux modèles analytiques, en ce sens qu'ils permettent de simuler la propagation des ondes dans des profils d'écoulement arbitraire, avec, le cas échéant, la prise en compte de l'influence de corps au sein de l'écoulement. Parmi ces outils, les codes de résolution des équations d'Euler linéarisées (EEL) ont montré leur efficacité en termes de prévision de la propagation en écoulement [2]. Ainsi l'esprit du travail proposé dans le cadre de cette étude est de tirer profit des avantages de la simulation numérique des EEL dans le cadre d'expériences de localisation de sources en soufflerie par utilisation d'une antenne de microphones. La configuration qui tient lieu de fil conducteur tout le long de cette étude est alors caractéristique de ce type de mesures : une source localisée dans un écoulement rayonne un champ acoustique, et les fluctuations de pression en champ lointain sont mesurées par une antenne linéaire de microphones placée en dehors de l'écoulement.

Ainsi dans une première partie, une revue bibliographique succincte des équations de l'acoustique en écoulement est proposée, puis les aspects principaux de la problématique de la résolution des équations d'Euler linéarisées sont présentés.

Ensuite, dans une deuxième partie, le travail vise à une caractérisation fine des effets de l'écoulement sur la localisation de sources acoustiques en soufflerie par la formation de voies. Après une introduction de modèles permettant de mettre en œuvre le traitement par formation de voies, et en particulier de la prise en compte des effets de l'écoulement sur la propagation du son entre la source et l'antenne, une première approche expérimentale

permet de mettre en évidence les principaux phénomènes rencontrés. Puis une simulation de l'expérience est entreprise grâce à un code bidimensionnel de résolution des EEL. L'intérêt de cette simulation est qu'elle permet de s'affranchir des contraintes expérimentales, et d'étendre les caractéristiques de l'écoulement, tant en termes de profil de l'écoulement moyen que de nombre de Mach. Les capacités des modèles de prise en compte des effets de l'écoulement dans un traitement par formation de voies sont alors évaluées de manière précise, au travers de modifications systématiques de l'écoulement.

Dans une troisième partie, pour pallier les hypothèses liées à la formation de voies, nous introduisons une méthode originale de localisation de sources aéroacoustiques basée sur le principe du retournement temporel. La technique de retournement temporel n'a fait jusqu'à présent l'objet que d'un nombre très restreint d'études, purement numériques et très récentes, dans le cadre d'une application à des sources aéroacoustiques. L'objet du travail présenté est alors de développer cette technique dans le cadre de mesures en soufflerie : l'intérêt de cette approche est d'associer étroitement des données expérimentales aux potentialités de la simulation numérique de la propagation. En effet, l'invariance par retournement temporel des équations d'Euler linéarisées nous permet d'utiliser un code numérique afin de rétropropager des signaux expérimentaux obtenus en soufflerie. La phase de rétropropagation permet de localiser la position de la source acoustique sans hypothèses sur la nature de son rayonnement ou sur la distance source-antenne. L'ajout d'une correction des effets de l'écoulement n'est plus utile avec cette technique. Ainsi, une étude numérique sur les capacités de la méthode à localiser une source en écoulement est menée. Enfin, cette technique est appliquée à des données expérimentales obtenues en soufflerie anéchoïque.



Première partie

Les équations de l'acoustique pour la propagation en écoulement

Sommaire

Introduction	11
1 Les équations de l'acoustique en écoulement	13
1.1 L'équation de propagation	13
1.2 L'équation des ondes convectées	15
1.3 Les analogies aéroacoustiques	17
1.3.1 L'analogie de Lighthill	17
1.3.2 L'équation de Phillips	17
1.3.3 L'équation de Lilley	18
2 Des équations d'Euler vers la simulation numérique	19
2.1 Les Équations d'Euler Linéarisées (EEL)	19
2.2 Discrétisation spatiale	20
2.3 Intégration temporelle	23
2.4 Conditions de rayonnement aux limites du domaine de calcul	23
2.5 Filtrage	24
2.6 Termes sources synthétiques	24
2.7 Test de validation du code de résolution des EEL	25

Introduction

Cette partie présente les équations de propagation des ondes acoustiques en présence d'écoulement ainsi que le code numérique utilisé au cours de cette étude.

Dans le premier chapitre, une brève introduction des équations de l'acoustique est donnée et le cas de l'équation des ondes convectées est présenté afin d'introduire la notion de propagation en écoulement. Les différentes analogies aéroacoustiques sont également présentées dans leur contexte historique.

Puis, le second chapitre traite des équations d'Euler linéarisées ainsi que des méthodes numériques utilisées pour leur résolution. Cette partie permet de poser brièvement les équations mises en jeu et décrit le code numérique utilisé pour générer des champs de pression acoustique produits par des sources sonores placées dans un écoulement. Ces données sont ensuite utilisées pour deux techniques de traitement d'antenne présentées dans ce manuscrit : la formation de voies et le retournement temporel.

Chapitre 1

Les équations de l'acoustique en écoulement

1.1 L'équation de propagation

Lors d'une mesure acoustique de localisation de source, il est nécessaire de connaître le milieu de propagation séparant la source du microphone. Cette première section s'attache à décrire les équations de propagation acoustique pour un milieu sans écoulement afin de poser les bases du modèle de propagation utilisé.

L'acoustique met en jeu des ondes mécaniques, qui sont le résultat d'un mouvement oscillatoire de particules fluides. Le but est de traduire sous forme mathématique ces oscillations et ainsi définir les équations régissant ce mouvement : la conservation de la quantité de mouvement, de la masse, et de l'énergie [3]. Pour simplifier le propos, seules les oscillations linéaires pour un fluide homogène au repos, en dehors de toutes sources acoustiques, sont prises en compte et nous considérons une propagation unidimensionnelle suivant l'axe x . La dépendance en temps (t) est sous-entendue dans la suite.

L'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} = - \frac{\partial p}{\partial x}, \quad (1.1)$$

où ρ est la masse volumique, u la composante de la vitesse de la particule selon l'axe x et p la pression. Cette équation traduit l'inertie du système, c'est-à-dire qu'à chaque fluctuation de pression de part et d'autre de la particule est associé un déplacement proportionnel à la masse volumique du milieu.

La compressibilité du fluide est déterminée via l'équation de conservation de la masse. Cette équation traduit l'égalité entre la variation temporelle de masse entrant dans un volume fluide et le flux de la quantité de mouvement ρu ,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} = 0. \quad (1.2)$$

Les Équations (1.1) et (1.2) décrivent le mouvement de la particule, mais, en l'état le système n'est pas soluble car les trois inconnues (la masse volumique, la pression et la vitesse) ne sont reliées que par deux équations. Pour que le problème soit soluble, une troisième équation, appelée équation d'état est nécessaire. Si la propagation est considérée comme une transformation adiabatique, on a

$$\frac{p}{\rho^\gamma} = \text{constante}, \quad (1.3)$$

et la différentielle logarithmique donne

$$\frac{dp}{p} = \gamma \frac{d\rho}{\rho} \quad (1.4)$$

où γ est le rapport des chaleurs spécifiques du milieu de propagation.

Finalement, le système composé des Équations (1.1), (1.2) et (1.4) est soluble et permet de décrire la propagation d'une onde acoustique. Pour obtenir l'équation de propagation, la masse volumique, la pression et la vitesse doivent être linéarisées. Chaque grandeur est décomposée en une quantité moyenne, dépendant du milieu, et une quantité fluctuante

$$\begin{aligned} \rho &= \rho_0 + \rho' \\ p &= p_0 + p' \\ u &= U_0 + u'. \end{aligned}$$

Les grandeurs moyennes représentées par l'indice 0 sont par hypothèse très grandes par rapport aux quantités fluctuantes représentées par l'exposant '. En appliquant cette décomposition dans le cas d'un milieu au repos ($U_0 = 0$) et en négligeant les termes d'ordre 2 en p', ρ' et u' (linéarisation), le système d'Équations (1.1), (1.2) et (1.4) s'écrit désormais

$$\rho_0 \frac{\partial u'}{\partial t} = -\frac{\partial p'}{\partial x}, \quad (1.5)$$

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} = 0, \quad (1.6)$$

$$\frac{p'}{\rho'} = \gamma \frac{p_0}{\rho_0} = \frac{\gamma RT}{M_m} = c_0^2, \quad (1.7)$$

où c_0 est la vitesse du son dans l'air (R est la constante des gaz parfait, M_m la masse molaire et T la température). Ce système permet de décrire parfaitement la propagation d'une onde acoustique. Cependant une combinaison astucieuse de ces relations permet d'obtenir une seule équation dépendant d'une seule variable. L'opérateur de divergence est appliqué aux

Équations (1.5) et (1.6) est dérivée par rapport au temps. Ainsi, en réarrangeant les termes, l'équation de propagation se met sous la forme

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p' = 0. \quad (1.8)$$

Cette équation traduit la propagation d'une onde acoustique dans l'air au repos sans termes sources. Par ailleurs elle peut être écrite pour la vitesse ou la masse volumique et conserve la même forme. Sa solution est composée de deux termes, un terme représentant l'onde se propageant vers les $x > 0$ et un terme se propageant vers les $x < 0$, et s'écrit

$$p'(x, t) = A \exp(j(\omega t - kx)) + B \exp(j(\omega t + kx)) \quad (1.9)$$

où A et B sont les amplitudes complexes de l'onde acoustique, ω la pulsation acoustique et k le nombre d'onde. Dans le cas d'une propagation sphérique, la solution de l'équation de propagation est

$$p'(r, t) = \frac{A}{r} \exp(j(\omega t - kr)) + \frac{B}{r} \exp(j(\omega t + kr)). \quad (1.10)$$

où r est la distance à la source.

La principale différence entre les ondes sphériques et les ondes planes est le terme en $(1/r)$ qui représente la décroissance de l'amplitude de l'onde acoustique en fonction de la distance à la source. Dans cette section, les équations de base de l'acoustique régissant la propagation d'une onde ont été posées. Après avoir présenté les solutions en ondes planes et sphériques de l'Équation de propagation (1.8) dans un milieu au repos, la section suivante s'intéresse au cas où le milieu est animé par un écoulement uniforme ($U_0 \neq 0$).

1.2 L'équation des ondes convectées

Dans le cas d'un milieu animé par un écoulement, il est nécessaire de prendre en compte les effets de cet écoulement sur la propagation des ondes acoustiques. Une première approche consiste à introduire l'écoulement moyen lors de la linéarisation [4]. De plus, pour un écoulement uniforme les dérivées partielles spatiales de l'écoulement moyen sont nulles. Ainsi, les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement se réduisent dans le cas unidimensionnel à

$$\frac{D\rho'}{Dt} + \rho_0 \frac{\partial u'}{\partial x} = 0, \quad (1.11)$$

$$\rho_0 \frac{Du'}{Dt} + \frac{\partial p'}{\partial x} = 0, \quad (1.12)$$

où $\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + U_0 \frac{\partial}{\partial x}$ est la dérivée particulaire. L'écoulement uniforme modifie les dérivées temporelles partielles par des dérivées convectives. Pour obtenir l'équation des ondes convectées,

les équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement sont combinées de la même manière que pour l'équation de propagation, et associées à la relation d'état (la dérivée partielle est remplacée par la dérivée convective), ainsi on obtient,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{D^2}{Dt^2} \right) p' = 0. \quad (1.13)$$

Cette nouvelle équation obtenue permet de décrire la propagation d'une onde acoustique dans un écoulement uniforme et fait apparaître un terme de convection. Considérons un écoulement uniforme et une onde se propageant suivant la direction x . En introduisant la solution vue précédemment pour les ondes planes (Équation (1.9)) dans l'équation des ondes convectées, l'équation de dispersion s'écrit

$$-k_x^2 + (k - \mathcal{M}k_x)^2 = 0, \quad (1.14)$$

où k_x est le nombre d'onde suivant la direction x et \mathcal{M} le nombre de Mach défini par $\mathcal{M} = U_0/c_0$. Dans le cas d'un écoulement subsonique ($\mathcal{M} < 1$) allant vers les x croissants, les deux solutions de cette équation sont

$$k_x = \pm \frac{k}{1 \pm \mathcal{M}}. \quad (1.15)$$

Ces deux nouveaux nombres d'onde permettent de définir les modifications apportées sur la longueur d'onde ($\lambda_x = 2\pi/|k_x|$)

$$\lambda_{xu} = (1 - \mathcal{M})\lambda \quad (1.16)$$

$$\lambda_{xd} = (1 + \mathcal{M})\lambda \quad (1.17)$$

où λ_{xu} et λ_{xd} sont les longueurs d'onde se propageant respectivement vers l'amont (upstream) et l'aval (downstream). Ainsi, l'effet de convection d'un écoulement uniforme sur la propagation acoustique modifie la longueur des ondes acoustiques. L'équation des ondes convectées permet de décrire la propagation d'une onde acoustique en écoulement uniforme, mais dans le cas d'une mesure en soufflerie par exemple, la source se situe au sein d'un écoulement et le récepteur (microphone) dans un milieu au repos. Ainsi, ceux-ci sont séparés par une couche de cisaillement. Cette zone est caractérisée par un gradient de vitesse moyenne non nul que l'équation des ondes convectées ne permet pas de prendre en compte. D'autres approches de la propagation acoustique en écoulement et de la génération de bruit par les écoulements ont donc été développées. La plus connue, l'analogie de Lighthill, a ouvert une nouvelle voie de l'acoustique appelée l'aéroacoustique. Cette analogie est rappelée dans son contexte historique dans la partie suivante.

1.3 Les analogies aéroacoustiques

1.3.1 L'analogie de Lighthill

L'évolution de l'aviation au début du XX^e siècle a été spectaculaire, mais son extension au domaine civil s'est vue freinée par les nuisances sonores engendrées par les moteurs. C'est sur cette base que s'est développée l'aéroacoustique. Les travaux de Lighthill [5, 6] ont posé les fondements de l'aéroacoustique et permis de nombreux développements. L'analogie de Lighthill se base sur les équations de Navier-Stokes. Il s'agit de reformuler ces équations afin de faire apparaître un opérateur de propagation dans un milieu homogène au repos dans le membre de gauche et de considérer que ce qu'il reste dans le membre de droite constitue les sources de bruit. A partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement, Lighthill obtient l'équation de propagation suivante

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} - c_0^2 \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x_i \partial x_i} = \frac{\partial^2 T_{ij}}{\partial x_i \partial x_j}, \quad (1.18)$$

où

$$T_{ij} = \rho' u'_i u'_j + (p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij} - \sigma_{ij} \quad (1.19)$$

est le tenseur de Lighthill. Ce tenseur se décompose en trois parties correspondant à trois types de sources. Le terme en $\rho' u'_i u'_j$ correspond au bruit généré par les fluctuations de vitesses turbulentes. Le terme $(p' - c_0^2 \rho') \delta_{ij}$ est associé au bruit engendré par des fluctuations de températures et est appelé terme entropique. Enfin, le dernier terme caractérise le bruit lié à la dissipation visqueuse (qui est généralement négligée devant les autres termes). Ainsi, Lighthill définit une équation décrivant la génération de bruit due à un écoulement mais ne prenant pas en compte explicitement les effets de celui-ci sur la propagation acoustique.

1.3.2 L'équation de Phillips

En 1960, Phillips propose une équation décrivant la propagation acoustique dans un écoulement quelconque [7]. A partir des équations de conservation de la masse et de la quantité de mouvement et d'une équation supplémentaire exprimant l'isentropie sur les lignes de courant, il obtient

$$\frac{D^2 \pi}{Dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c^2 \frac{\partial \pi}{\partial x_i} \right) = \gamma \frac{\partial u'_i}{\partial x_j} \frac{\partial u'_j}{\partial x_i} + \frac{d}{dt} \left(\frac{1}{c_v} \frac{ds}{dt} \right) - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right), \quad (1.20)$$

où $\pi = \ln(p'/p_0)$. Le membre de gauche traduit la propagation dans un écoulement, notamment la convection avec la dérivée convective et la possibilité d'avoir une variation de la célérité du son. Le membre de droite ne comporte pas les mêmes termes que celui de l'équation de Lighthill mais peut être décomposé, de la même manière, en trois termes de bruit d'origines inertielles, entropique et visqueuse. Cette équation peut être simplifiée en négligeant les termes de viscosité et d'entropie et en linéarisant autour d'une valeur moyenne.

L'équation obtenue fait ressortir un terme à droite provenant d'interactions entre l'écoulement moyen et la turbulence, appelé bruit de cisaillement, et un terme ne contenant que les fluctuations, appelé bruit propre. Néanmoins, le terme de gauche ne prend toujours pas en compte les effets de réfraction dus à l'écoulement moyen.

1.3.3 L'équation de Lilley

En 1972, Lilley propose un cas particulier de l'équation de Phillips (Équation (1.20)), généralisant l'équation d'onde en écoulement uniforme [8]. C'est la première équation de propagation à traduire tous les effets de l'écoulement sur la propagation acoustique. Pour obtenir cette équation, Lilley différencie une fois les deux membres de l'équation de Phillips

$$\begin{aligned} \frac{D}{Dt} \left(\frac{d^2 \pi}{dt^2} - \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c^2 \frac{\partial \pi}{\partial x_i} \right) \right) + 2 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(c^2 \frac{\partial \pi}{\partial x_j} \right) = -2\gamma \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_k} \frac{\partial u_k}{\partial x_i} \\ + 2 \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_i} \right) + \frac{d^2}{dt^2} \left(\frac{1}{c_v} \frac{ds}{dt} \right) - \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial x_i} \left(\frac{\gamma}{\rho} \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} \right) \right). \end{aligned} \quad (1.21)$$

L'équation obtenue comporte toutes les fluctuations de pression acoustique dues aux instabilités de nature aérodynamique. Cette équation du troisième ordre non-linéaire entraîne des difficultés de résolution [9]. Ainsi les trois équations présentées précédemment (Équations (1.18), (1.20) et (1.21)) ne permettent pas de simuler simplement la propagation d'une onde acoustique en écoulement cisailé, soit en raison de leur complexité de résolution numérique, soit en raison de l'absence de prise en compte des effets de l'écoulement. L'approche que nous avons choisie pour simuler la propagation d'onde acoustique en écoulement est basée sur les équations d'Euler linéarisées. Leur formulation et la résolution numérique associée sont présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre 2

Des équations d'Euler vers la simulation numérique

2.1 Les Équations d'Euler Linéarisées (EEL)

Les équations de Lighthill, Phillips et Lilley sont adaptées pour évaluer la génération de bruit par des écoulements. Mais, seule l'équation de Lilley décrit les effets complets de l'écoulement moyen sur la réfraction des ondes. Cette équation présente néanmoins des difficultés quant à sa résolution numérique et n'est pas totalement satisfaisante de ce point de vue. La modélisation de ces effets peut être prise en compte au travers d'un système d'équations faisant intervenir des grandeurs vectorielles et scalaires : les équations d'Euler, linéarisées autour de grandeurs moyennes. Les EEL se présentent sous la forme d'un système différentiel d'ordre un où les effets de l'écoulement moyen sur la propagation acoustique sont correctement décrits [2]. Dans le cas d'un problème bidimensionnel, où les composantes de la vitesse selon les axes x et y sont respectivement u et v , les EEL s'écrivent sous la forme suivante

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_0 u' + \rho' u_0)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_0 v' + \rho' v_0)}{\partial y} = 0, \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial(\rho u')}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_0 u' u_0 + p)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho_0 u' v_0)}{\partial y} + (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial u_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial u_0}{\partial y} = 0, \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial(\rho v')}{\partial t} + \frac{\partial(\rho_0 v' v_0 + p)}{\partial y} + \frac{\partial(\rho_0 v' u_0)}{\partial x} + (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial v_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial v_0}{\partial y} = 0, \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial p'}{\partial t} + \frac{\partial(p' u_0 + \gamma p_0 u')}{\partial x} + \frac{\partial(p' v_0 + \gamma p_0 v')}{\partial y} + (\gamma - 1)p' \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) - (\gamma - 1) \left(u' \frac{\partial p_0}{\partial x} + v' \frac{\partial p_0}{\partial y} \right) = 0. \quad (2.4)$$

Ce système d'équations peut s'écrire sous une forme matricielle réduite avec un terme source supplémentaire dans le membre de droite

$$\frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial x} + \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial y} + \mathbf{H} = \mathbf{S}, \quad (2.5)$$

avec

$$\mathbf{U} = \begin{pmatrix} \rho' \\ \rho_0 u' \\ \rho_0 v' \\ p' \end{pmatrix}, \quad \mathbf{E} = \begin{pmatrix} \rho_0 u' + \rho' u_0 \\ \rho_0 u' u_0 + p' \\ \rho_0 u_0 v' \\ p' u_0 + \gamma p_0 u' \end{pmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{pmatrix} \rho_0 v' + \rho' v_0 \\ \rho_0 u' v_0 \\ \rho_0 v_0 v' + p' \\ p' v_0 + \gamma p_0 v' \end{pmatrix},$$

$$\mathbf{H} = \begin{pmatrix} 0 \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial u_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial u_0}{\partial y} \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial v_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial v_0}{\partial y} \\ (\gamma - 1) p' \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) - (\gamma - 1) \left(u' \frac{\partial p_0}{\partial x} + v' \frac{\partial p_0}{\partial y} \right) \end{pmatrix}. \quad (2.6)$$

Le vecteur \mathbf{U} contient les inconnues du système (la masse volumique ρ' , la pression p' et les deux composantes de la vitesse u' et v'). Les effets de l'écoulement sur la propagation acoustique sont traduits par les vecteurs \mathbf{E} et \mathbf{F} . Le terme \mathbf{H} contient les gradients de l'écoulement moyen. Le terme \mathbf{S} contient un terme de forçage ou terme source. Les EEL sont adimensionnées en utilisant les grandeurs dimensionnelles ρ_{ref}^* , c_{ref}^* , L_{ref}^* , $t_{ref}^* = L_{ref}^*/c_{ref}^*$ et $p_{ref}^* = \rho_{ref}^* c_{ref}^{*2}$ comme référence de masse volumique, vitesse, longueur, temps et pression, respectivement. C'est ce système qui est résolu numériquement dans la suite, après discrétisations spatiale et temporelle.

2.2 Discrétisation spatiale

Plusieurs techniques de discrétisation spatiale peuvent être employées pour résoudre le système d'équations d'Euler linéarisées. Elles doivent cependant répondre à un certain nombre de contraintes afin de pouvoir décrire correctement la propagation sur une gamme de longueurs d'onde la plus étendue possible, en évitant les problèmes de dispersion et de dissipation numériques apportés par le schéma lui même. Au cours de cette étude, un schéma aux différences finies centrées d'ordre 4 associées aux DRP (Dispersion-Relation-Preserving) est utilisé pour discrétiser spatialement les EEL [10]. Les EEL sont constituées exclusivement de dérivées au premier ordre. L'approximation par différences finies de la dérivée première d'une fonction, notée f , au point l d'un maillage uniforme s'écrit de la façon suivante

$$\left(\frac{\partial f}{\partial x} \right)_l \approx \frac{1}{\Delta x} \sum_{j=-N}^M a_j f_{l+j}, \quad (2.7)$$

où M et N sont les nombres de points pris respectivement de part et d'autre du point considéré, Δx le pas entre deux points et a_j un coefficient dépendant du point considéré. Les schémas aux différences finies centrés sont obtenus pour $M = N$. Les valeurs des coefficients a_j sont calculées à l'aide d'un développement de Taylor. Dans le cas des schémas DRP, l'Équation (2.7) est d'abord soumise à une transformée de Fourier spatiale. Cette opération permet de définir une relation entre le nombre d'onde réel k et le nombre d'onde du schéma numérique k^*

$$k^* = \frac{-i}{\Delta x} \sum_{j=-N}^M a_j e^{ijk\Delta x}, \quad (2.8)$$

où $i^2 = -1$. Ainsi, pour limiter la dispersion du schéma, Tam et Web [10] proposent de minimiser l'intégrale suivante, notée E ,

$$E = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} |k\Delta x - k^*\Delta x|^2 d(k\Delta x). \quad (2.9)$$

L'intégrale considérée vise à optimiser la dispersion sur l'intervalle $k \in [-\pi/2, \pi/2]$. La minimisation conduit alors aux relations suivantes

$$\frac{\partial E}{\partial a_j} = 0, \quad j = -N \dots M. \quad (2.10)$$

En résolvant ce jeu d'équations pour le cas d'un schéma centré ($M = N = 3$), les coefficients obtenus sont les suivants

$$a_0 = 0 \quad (2.11)$$

$$a_1 = -a_{-1} = 0.79926643 \quad (2.12)$$

$$a_2 = -a_{-2} = -0.18941314 \quad (2.13)$$

$$a_3 = -a_{-3} = 0.02651995. \quad (2.14)$$

Cette famille de schémas permet, à comportement égal de la relation de dispersion de la solution, de limiter le nombre requis de points par longueur d'onde résolue (ici le nombre de points minimum par longueur d'onde est 7). Dans le cas présent, un schéma d'ordre 4 est obtenu avec une dispersion équivalente à celle d'un schéma centré classique d'ordre 8 sur 9 points. La Figure I.2.1 présente l'évolution du nombre d'onde numérique en fonction du nombre d'onde réel pour quatre schémas différents. Dans le cas du schéma DRP d'ordre 4, la courbe suit plus longtemps le cas idéal (où le nombre d'onde numérique est égal au nombre d'onde physique) que le schéma classique d'ordre 6. Cette figure met donc en évidence l'efficacité d'un schéma d'ordre 4 de type DRP par rapport à un schéma classique d'ordre 6 en terme de pouvoir de résolution.

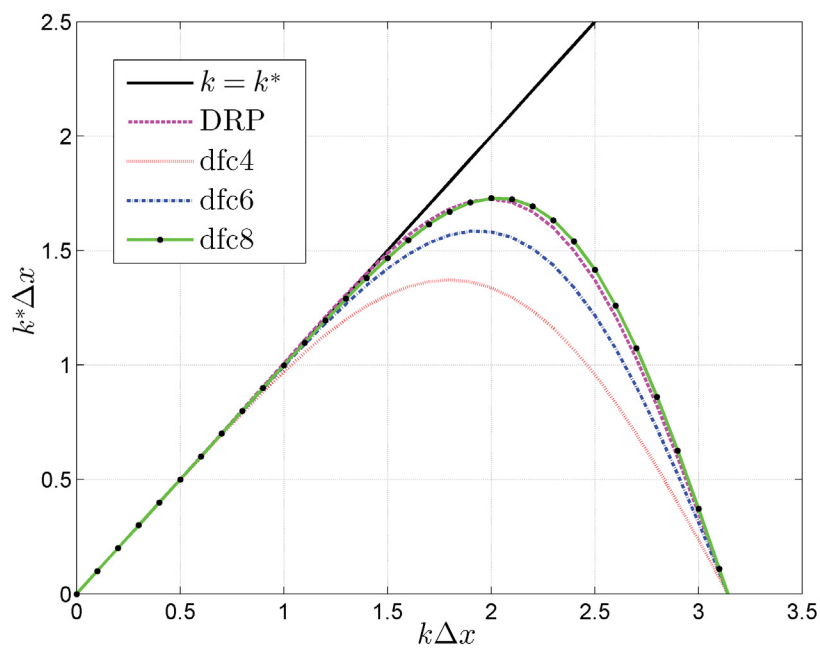


FIG. I.2.1 – Évolution du nombre d’onde numérique k^* en fonction du nombre d’onde réel k . La droite en trait plein représente le cas idéal où le nombre d’onde numérique est égal au nombre d’onde physique. Les autres courbes sont obtenues à partir, des schémas DRP [10], différences finies centrées classique d’ordre 4 (dfc4), différences finies centrées classique d’ordre 6 (dfc6) et différences finies centrées classique d’ordre 8 (dfc8).

2.3 Intégration temporelle

Cette section s'attache à décrire l'intégration temporelle des EEL. Les EEL se présentent sous la forme générique suivante

$$\frac{d\mathbf{U}}{dt} = F(\mathbf{U}, t), \quad (2.15)$$

où \mathbf{U} est un vecteur et $F(\mathbf{U}, t)$ une fonction dépendant de \mathbf{U} à l'instant t . L'avancée temporelle de la solution peut être classiquement réalisée à l'aide d'un schéma Runge-Kutta d'ordre 4 [2]. Une version à faible coût de stockage est ici utilisée. Le calcul du vecteur U^n au pas de temps n , connaissant le vecteur initial U^0 , s'écrit sous la forme suivante

$$\mathbf{U}^0 = \mathbf{U}^n, \quad (2.16)$$

$$\mathbf{U}^m = \mathbf{U}^n + \alpha^m \Delta t F(\mathbf{U}^{m-1}, t_n + c_m \Delta t) \quad m = 1, \dots, 4, \quad (2.17)$$

$$\mathbf{U}^{n+1} = \mathbf{U}^4, \quad (2.18)$$

où Δt est le pas de temps numérique et α_m et c_m , des coefficients prenant les valeurs suivantes

$$\alpha_1 = 1/4 \quad c_1 = 0$$

$$\alpha_2 = 1/3 \quad c_2 = 1/4$$

$$\alpha_3 = 1/2 \quad c_3 = 1/3$$

$$\alpha_4 = 1 \quad c_4 = 1/2$$

La valeur du pas de temps Δt permet de calculer un nombre sans dimension appelé *CFL* (pour Courant-Friedrichs-Lewy). Ce nombre est également dépendant de la vitesse moyenne de l'écoulement, de la célérité du son et du pas d'espace et a pour expression

$$CFL = \Delta t \frac{U_0 + c_0}{\Delta x}. \quad (2.19)$$

La valeur du *CFL* est bornée pour assurer la stabilité de la simulation numérique et pour conserver une bonne précision de la solution [11]. Dans notre cas la valeur du *CFL* doit être inférieure à 1,73 pour conserver la stabilité du calcul et au-delà de 0,73 la solution perd en précision [2].

2.4 Conditions de rayonnement aux limites du domaine de calcul

Les conditions de rayonnement appliquées aux limites du domaine de calcul sont très importantes en aéroacoustique numérique (Computational AeroAcoustics dans la littérature

anglo-saxonne). En effet, malgré la précision des schémas, la moindre erreur provenant d'une frontière peut induire la génération d'ondes réfléchies non physiques qui se propagent dans tout le domaine de calcul et altèrent la qualité du résultat. Le choix de conditions de non réflexion sur les bords du domaine de calcul permet de simuler un environnement de type champ libre ou anéchoïque. Cette condition de rayonnement, proposée par Tam [10], est basée sur une solution asymptotique des EEL et s'écrit en coordonnées polaires (r, θ) dans le cas d'une source placée au centre du domaine, quand $r \rightarrow \infty$

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + V(\theta) \frac{\partial}{\partial r} + \frac{V(\theta)}{2r} \right] \mathbf{U} = 0, \quad (2.20)$$

avec la vitesse de groupe, notée V , définie par

$$V = U_0 \cdot e_r + \sqrt{c_0^2 - (U_0 \cdot e_\theta)^2} \quad (2.21)$$

où e_r et e_θ sont les vecteurs unitaires dans les directions r et θ . Pour cette condition de rayonnement, les dérivées spatiales sont calculées en utilisant un schéma aux différences finies décentré sur les points frontières entourant le domaine de calcul.

2.5 Filtrage

Toutes les longueurs d'onde n'étant pas résolues par les schémas aux différences finies centrés, des oscillations maille à maille apparaissent. Ces oscillations doivent être supprimées car elles peuvent mener à des instabilités numériques. Pour les éliminer, il faut introduire une dissipation artificielle. Cette dissipation artificielle intervient dans le code numérique sous la forme d'un terme de filtrage introduit dans le terme de droite des EEL. Pour un maillage uniforme, le filtrage appliqué à la variable u' au point x_0 s'écrit

$$u'_f = u'(x_0) + \sigma_d D_u(x_0), \quad (2.22)$$

où

$$D_u(x_0) = \sum_{l=-N}^N d_l u(x_0 + l\Delta x). \quad (2.23)$$

Le coefficient σ_d est une constante comprise entre 0 et 1. Les coefficients d_l sont déterminés par développement de Taylor de l'Équation (2.22). Une revue plus complète est donnée par Bogey *et al.* dans la référence [12].

2.6 Termes sources synthétiques

En aéroacoustique, les sources générées par des écoulements sont de nature monopolaire, dipolaire ou quadripolaire. Dans cette étude nous nous attachons à la localisation de sources

monopolaire et dipolaire grâce à la méthode de formation de voies et au retournement temporel. L'utilisation du code numérique a deux objectifs. Premièrement, la résolution des EEL nous permet de simuler le rayonnement d'une source acoustique en écoulement cisailé. De cette façon, le champ de pression acoustique peut être enregistré en dehors de l'écoulement sur un réseau de capteurs virtuels afin d'adapter un traitement spécifique de localisation de source. La seconde utilisation des EEL est dédiée à la méthode de retournement temporel qui permet de localiser la position d'une source, en rétropropageant des ondes acoustiques dans un écoulement. Dans le premier cas, l'addition d'un terme source dans le terme de droite des EEL est nécessaire et non dans le second.

Une source monopolaire et une source dipolaire sont considérées au cours de cette étude. Elles se traduisent par l'introduction d'un terme de forçage dans le membre de droite des EEL (Équation (2.5)). Dans le cas d'un monopôle (injection de masse volumique et de pression) situé en x_s et y_s , ce terme prend la forme suivante

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} f(x, y) \sin(\omega t) \\ 0 \\ 0 \\ f(x, y) \sin(\omega t) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A \sin(\omega t) \exp(-\alpha[(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2]) \\ 0 \\ 0 \\ A \sin(\omega t) \exp(-\alpha[(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2]) \end{pmatrix}, \quad (2.24)$$

où A désigne l'amplitude de l'onde. Le terme α définit la largeur à mi-hauteur de la gaussienne. Une source dipolaire (force fluctuante) est donnée par l'expression suivante

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} 0 \\ A \sin(\omega t) \cos((x - x_s)) \exp(-\alpha(y - y_s)^2) \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (2.25)$$

Ces deux Équations (2.24) et (2.25) sont utilisées comme termes sources, pour les études numériques de localisation de sources par formation de voies et retournement temporel.

2.7 Test de validation du code de résolution des EEL

Un problème test pour la validation d'un code de propagation est proposé par Bailly *et al.* dans la référence [2]. Il considère une source harmonique monopolaire (Équation 2.24) au sein d'un écoulement uniforme. La solution analytique de ce problème est obtenue par résolution de l'équation des ondes convectées avec un terme source (Équation 2.26). La fonction de Green bidimensionnelle G est solution de cette équation qui s'écrit

$$\frac{D^2 G}{Dt^2} - c_0^2 \nabla^2 G = \delta(x, y) e^{-i\omega t}. \quad (2.26)$$

En introduisant un système de coordonnées orienté selon l'écoulement dans la direction x , la fonction de Green traduisant la propagation en écoulement peut s'écrire

$$G(x, y, t) = \Re \left\{ \frac{i}{4 c_0^2 \sqrt{1 - \mathcal{M}^2}} H_0^{(1)} \left[k \frac{\sqrt{x^2 + (1 - \mathcal{M}^2)y^2}}{1 - \mathcal{M}^2} \right] \exp \left(-i \frac{\mathcal{M}}{1 - \mathcal{M}^2} kx - i\omega t \right) \right\}. \quad (2.27)$$

où $H_0^{(1)}$ est la fonction Hankel de première espèce à l'ordre 0 et $H_1^{(1)}$ est la fonction Hankel de première espèce à l'ordre 1. Finalement, la pression analytique est obtenue en convoluant spatialement (\star définit le produit de convolution) le terme source par la dérivée convective de la fonction Green

$$p(x, y, t) = f(x, y) \star \frac{dG}{dt}. \quad (2.28)$$

avec

$$\frac{dG}{dt} = \frac{-i\omega G}{4c_0\sqrt{1 - \mathcal{M}^2}} \exp \left(-i(\omega t + \frac{k_0\mathcal{M}}{1 - \mathcal{M}^2}) \right) \left[\frac{-ik_0\mathcal{M}}{1 - \mathcal{M}^2} H_0^{(1)}(\alpha(x)) - \frac{k_0}{1 - \mathcal{M}^2} \frac{x}{2\sqrt{x^2 + y^2(1 - \mathcal{M}^2)}} H_1^{(1)}(\alpha(x)) \right], \quad (2.29)$$

où $\alpha(x) = ik_0 \frac{\sqrt{x^2 + y^2(1 - \mathcal{M}^2)}}{1 - \mathcal{M}^2}$. Les conditions de calcul mises en œuvre pour la validation numérique sont les suivantes : la source est placée au centre du domaine de calcul, la grille de calcul régulière et cartésienne est constituée de 160×160 points, les pas de la grille de calcul sont $\Delta_x = \Delta_y = 1$. Le nombre de points par longueur d'onde est de 30 ce qui revient à une pulsation acoustique $\omega = 2\pi/30$. Le nombre de Mach de l'écoulement moyen est $\mathcal{M} = 0,5$.

La Figure I.2.2 présente les isocontours de pression à un instant donné. Les isocontours de pression diffèrent entre l'amont et l'aval. Les ondes acoustiques en amont et en aval se propagent avec une longueur d'onde modifiée par l'écoulement. Ce changement de longueur d'onde s'écrit $\lambda_{amont} = (1 - \mathcal{M})\lambda$ et $\lambda_{aval} = (1 + \mathcal{M})\lambda$ (voir section 1.2). L'écoulement moyen modifie également les amplitudes en amont et en aval. Pour observer ce phénomène, un profil suivant $y = 0$ est présenté en Figure I.2.3. Ce profil est comparable à la solution analytique donnée en Équation (2.28). Les amplitudes des ondes acoustiques se propageant vers l'amont et vers l'aval sont différentes. Cette différence provient de la dérivée convective de la fonction de Green qui fait intervenir un terme dépendant de la coordonnée x . La comparaison entre la pression donnée par la solution analytique et la pression obtenue via la résolution numérique des EEL montre un parfait accord selon ce profil. Cet exemple valide le code de simulation développé.

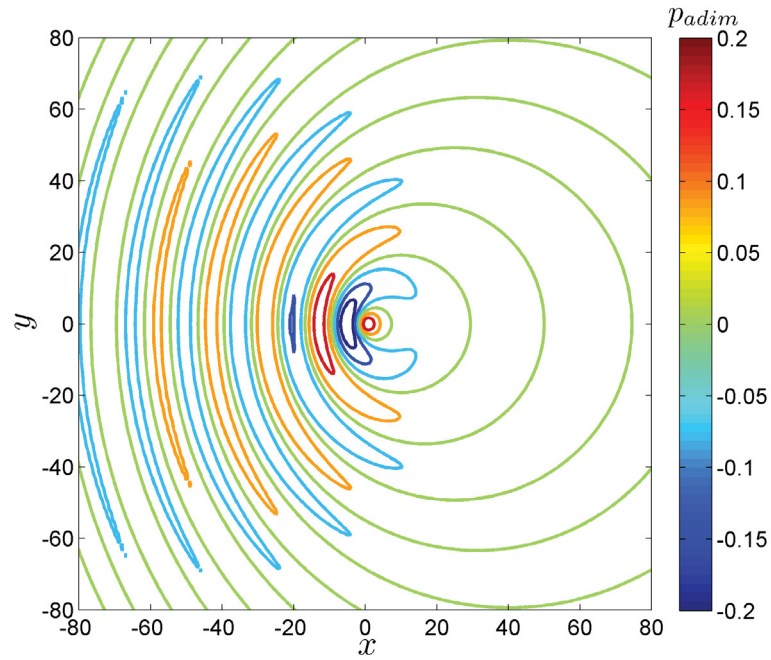


FIG. I.2.2 – Isocontours d'un champ instantané de pression pour un monopôle rayonnant au sein d'un écoulement uniforme à $\mathcal{M} = 0,5$. L'écoulement est orienté selon l'axe x de la gauche vers la droite.

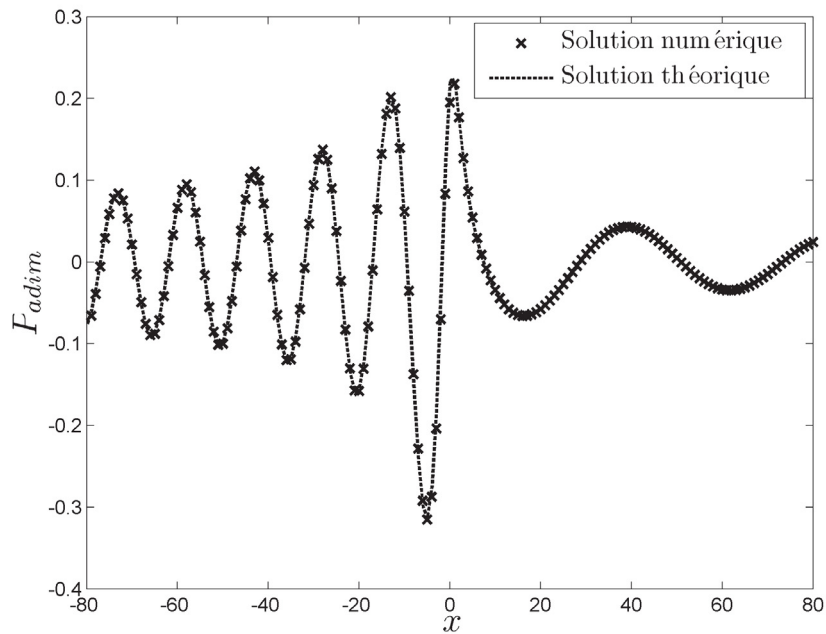


FIG. I.2.3 – Comparaison entre la solution analytique donnée par l'Équation (2.28) et la solution obtenue via la résolution numérique des EEL en $y = 0$ pour un monopôle en écoulement uniforme à $\mathcal{M} = 0,5$.

Deuxième partie

Localisation de source acoustique en écoulement cisailé par une méthode de formation de voies : expériences et simulations numériques

Sommaire

Introduction bibliographique	33
3 La formation de voies	39
3.1 Propagation en ondes planes	39
3.2 Propagation en ondes sphériques	40
3.3 Caractéristiques et limitations de la formation de voies	43
3.4 Études paramétriques	46
3.5 Correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique : modèle d'Amiet	50
3.6 Correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique : modèle basé sur le principe de Huygens	52
3.7 Influence de l'écoulement sur la position de la source selon Haddad	54
4 Localisation de source acoustique en soufflerie anéchoïque par une méthode de formation de voies	57
4.1 Dispositif expérimental : caractéristiques de la soufflerie et moyens de mesures	57
4.2 Validation expérimentale du traitement de localisation sans écoulement . . .	63
4.3 Localisation d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé . . .	66
5 Simulation numérique du rayonnement d'une source acoustique en écoulement cisailé pour l'application à la formation de voies	75
5.1 Validation numérique du traitement de localisation sans écoulement	76
5.2 Localisation d'une source monopolaire placée dans un écoulement cisailé . .	79
5.3 Simulation de l'écoulement de la soufflerie	86
5.4 Influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement sur la localisation de source	90
5.5 Influence de la longueur d'onde sur la localisation de source	93
5.6 Influence de l'épaisseur de la couche limite sur la localisation de source . . .	95
5.7 Influence de l'épaisseur de l'écoulement moyen sur la localisation de source .	98
5.8 Influence du nombre de Mach sur la localisation de source	102

SOMMAIRE

Conclusion

105

Introduction bibliographique

La localisation de sources acoustiques est un phénomène naturel chez l'être humain. Notre système auditif permet de nous orienter dans l'espace grâce au retard de propagation des ondes acoustiques arrivant sur chaque oreille. En revanche, malgré la complexité du corps humain la localisation est peu précise et inefficace face à une problématique industrielle, c'est pourquoi de nombreuses personnes se sont intéressées au développement d'outils performants pour la localisation de sources.

La première antenne acoustique fut utilisée par des Français durant la première Guerre Mondiale, pour écouter les avions ennemis en approche (Figure II.1). Cette antenne était divisée en deux sous-antennes composées de pavillons inversés répartis sur un hexagone. Chaque sous-antenne était reliée à un guide d'onde placé sur les oreilles de l'opérateur. Ce système permettait d'augmenter les capacités de localisation de l'oreille humaine. En orientant les sous-antennes, il était possible de déterminer la direction d'arrivée de la source sonore. Ce système fut très rapidement développé par les militaires et donna naissance à deux outils utilisés à la fin de la seconde Guerre Mondiale, le SONAR et le RADAR.

La première expérience de localisation de source dans le domaine de l'aéroacoustique a été développée par Billingsley et Kinns en 1974 [14] et appliquée au bruit émis par le moteur à réaction du Concorde (moteur Rolls-Royce/SNECMA Olympus). Billingsley et Kinns ont développé un système de localisation de source utilisant une antenne microphonique linéaire uniforme, qu'ils appellèrent un « *Télescope Acoustique* ». L'antenne était composée de 14 microphones reliés à un ordinateur pouvant faire l'acquisition et le traitement des signaux, puis afficher le résultat sur un écran. L'image fournie était composée de pixels de différentes couleurs indiquant la position des sources acoustiques (Figure II.2). Ce fut la première application de la Formation de Voies (FV), appelée Beamforming dans la littérature anglo-saxonne. Depuis cette technique a été largement employée et développée, notamment grâce aux progrès techniques qui ont permis, entre autres, d'augmenter la fréquence d'échantillonnage ou le nombre de microphones... Une revue bibliographique non exhaustive des applications du traitement par formation de voies, liées à l'aéroacoustique, inspirée par [15], est présentée dans la suite.

La technique de formation de voies a été largement utilisée dans le domaine des transports. En 1979, King *et al.* [16] ont étudié le bruit rayonné par un train roulant entre 160 et 250 km/h avec une antenne de microphones composée de 14 microphones répartis linéairement. Les résultats mettent en évidence des positions de sources, soit au niveau du rail,

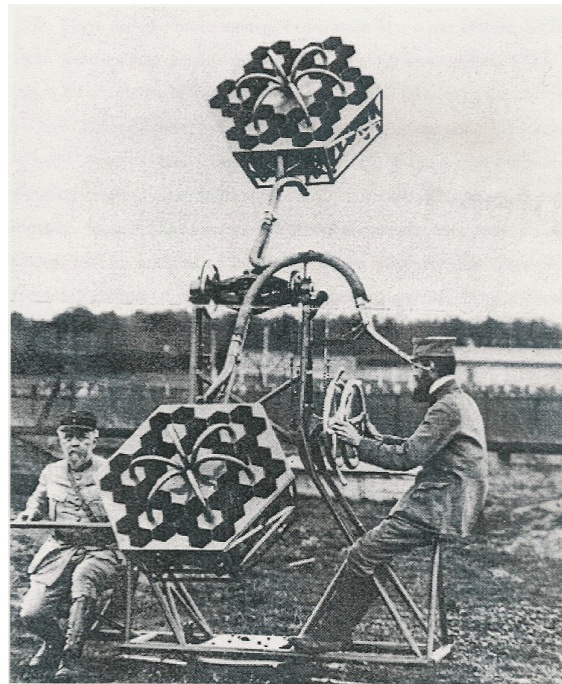


FIG. II.1 – Photographie d’une antenne acoustique utilisée durant la première Guerre Mondiale pour détecter les avions ennemis (d’après [13]).

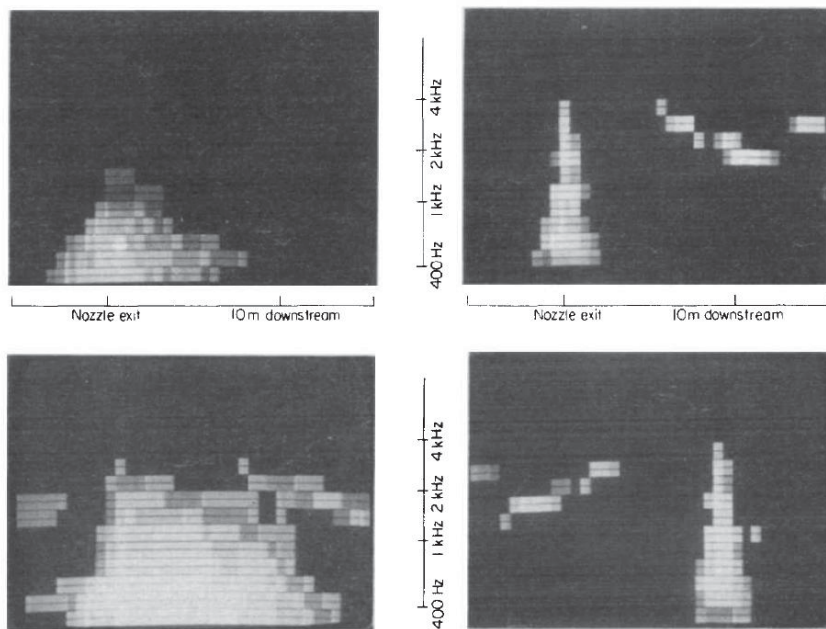


Figure 10. Colour television displays for loudspeaker calibrations and 2 engine conditions. Top left, loudspeaker 1 ; Bottom left, loudspeaker 2. Top right, low power ; Bottom right, high power.

FIG. II.2 – Illustration des images obtenues avec un « *Télescope Acoustique* ». Les pixels de couleur blanche indiquent la position de la source (d’après [14]).

soit au niveau de l'essieu de la roue suivant la fréquence étudiée. De nombreuses études suivirent, notamment au sujet de la démodulation du signal induit par le mouvement du train [17]. Par la suite, si les progrès techniques ont permis d'augmenter le nombre de voies d'acquisition, la fréquence d'analyse, quant à elle, restait toujours limitée par la distance intercapteur. Pour pallier ce problème, Paschereit *et al.* [18] ont développé les antennes imbriquées. Le principe réside dans la modification de la distance intercapteur afin de créer des sous-antennes ; par exemple une antenne composée de 29 microphones peut être décomposée en trois sous-antennes de 15 microphones chacune. Finalement, l'utilisation d'antennes en forme de croix a permis d'aboutir à des cartographies indiquant la répartition des sources sonores sur un plan (voir par exemple [19]). Plus récemment (2008), Yamazaki *et al.* [20] ont appliqué le traitement par formation de voies, d'une part à des mesures en soufflerie anéchoïque et d'autre part à des mesures *in situ* sur le *Shinkansen* (train à grande vitesse Japonnais). Ils ont étudié l'influence sur le rayonnement acoustique de la géométrie de la césure entre deux wagons. En 2009, Martens *et al.* [21], ont mis en évidence la position de sources aérodynamiques sur un ICE 3 (train à grande vitesse Allemand) roulant à plus de 350 km/h avec une antenne en spirale composée de 90 microphones. Finalement en 2010, Lauterbach *et al.* [1] ont utilisé une antenne de 143 microphones pour localiser les sources aéroacoustiques sur un modèle réduit de train placé en soufflerie, afin d'estimer le bruit rayonné par le pantographe (dispositif articulé qui permet à une locomotive électrique de capter le courant par frottement sur la caténaire). Ce type de mesure est également utilisé pour la localisation de sources de bruit sur des véhicules [22]. Par exemple, Menoret *et al.* [23] ont combiné deux antennes (l'une horizontale et l'autre verticale) et ainsi obtenu une cartographie 3D de la répartition des sources de bruit sur un véhicule placé en soufflerie (Figure II.3).

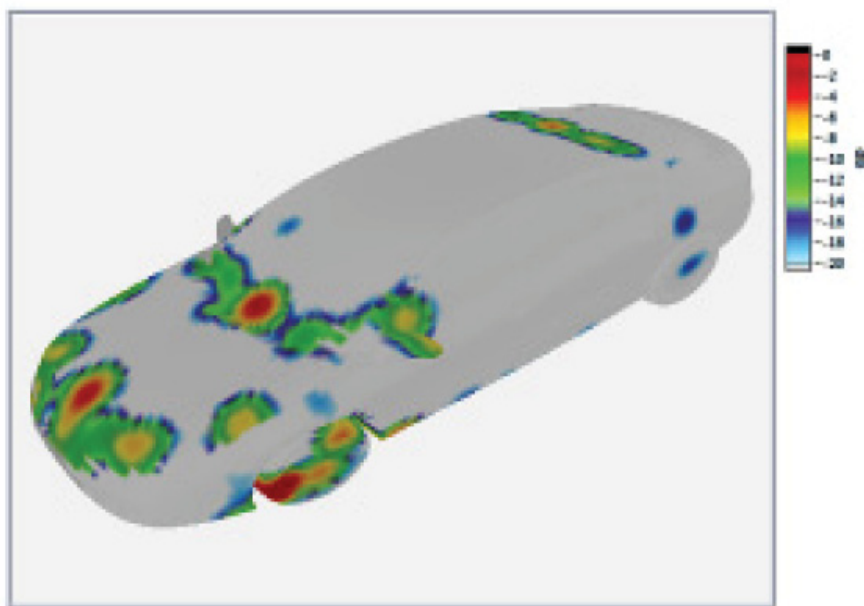


FIG. II.3 – Cartographie de la distribution des sources acoustiques sur un véhicule placé dans une soufflerie (d'après [23]).

Un autre domaine d'application de la formation de voies est lié au bruit des avions. Ce type d'essai peut être réalisé *in situ* ou en soufflerie. La première expérience sur un avion en vol a été réalisée par Howell *et al.* [24], en 1986, et a permis d'identifier les sources de bruit liées aux moteurs. De nombreuses études suivirent, citons les travaux de Michel dans les références [25, 26], impliquant des antennes de plus grandes envergures et un meilleur suivi de la trajectoire de l'avion. Siller *et al.* [27] ont présenté des résultats sur le bruit rayonné par le train d'atterrissage grâce à une antenne composée de 238 microphones.

Les cartographies de la répartition des sources, obtenues par formation de voies, sont conditionnées par la largeur du lobe principal et le niveau des lobes secondaires qui peut parfois altérer la lecture des résultats. En ce sens, des méthodes basées sur la déconvolution de la réponse de l'antenne et du point source ont été développées pour limiter ces effets, citons par exemple la méthode DAMAS (2004) [28], CLEAN-SC (2007) [29] et plus récemment TIDY (2009) [30, 31]. Des méthodes basées sur la décomposition en vecteurs propres et valeurs propres de la matrice interspectrale ont également été développées comme l'Orthogonal Beamforming [32], le Generalized Inverse Beamforming [33] ou ZF-MUSIC [34]. D'autres aspects de la formation de voies sont présentés dans la littérature, citons le travail de Döbler *et al.* sur l'influence du positionnement des microphones [35], la prise en compte de sources dipolaires par Jordan *et al.* [36] et Liu *et al.* [37]. Ahlefeldt *et al.* [38] ont réalisé une expérience de localisation de source dans une soufflerie cryogénique afin d'augmenter le nombre de Reynolds de l'écoulement.

La non-prise en compte de l'écoulement moyen dans les algorithmes de formation de voie entraîne des erreurs substantielles de localisation de la source, en particulier un décalage apparent de la source vers l'aval [39]. Pour éviter de telles erreurs, un modèle correctif doit être utilisé pour décrire au mieux la propagation du son dans l'écoulement. Ainsi certaines références [40–42] évoquent la nécessité de prendre en compte l'écoulement dans les traitements de signaux pour la formation de voie. Divers modèles analytiques permettent de décrire les effets de l'écoulement sur la propagation du son au travers d'un écoulement cisailé. Les principaux modèles disponibles sont décrits en détail dans la suite de ce mémoire, le plus classiquement utilisé étant le modèle d'Amiet [43]. Cependant ce n'est que très récemment (en 2010) que la prise en compte des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique a été étudiée expérimentalement précisément (pour des nombres de Mach inférieurs à 0,17), par Bahr *et al.* [44] et Kroeber *et al.* [45].

Bahr *et al.* utilisent une antenne de type Underbrink composée de 90 microphones. La source est générée par un système d'impulsion laser pouvant créer une source ponctuelle. Les mesures sont réalisées dans une soufflerie anéchoïque pour trois configurations d'écoulement : uniforme, derrière un profil d'aile (NACA 63-215 Mod-B) et derrière un train d'atterrissage (modèle réduit du Gulfstream G550). Dans un premier temps, ils appliquent le traitement par formation de voies sans prise en compte des effets de l'écoulement. Pour des fréquences d'analyse comprises entre 2,5 et 20 kHz, la position estimée de la source est décalée vers l'aval. Pour corriger cette erreur de localisation, ils utilisent une correction fondée sur le modèle d'Amiet [43]. Le traitement par formation de voies associé à ce modèle leur permet de localiser correctement la position de la source pour toutes les fréquences d'analyse. Dans un second temps, ils comparent le temps de propagation entre la source et les microphones pour

les trois configurations d'écoulement. Il est conclu que malgré la complexité de l'écoulement créé, les temps de propagation donnés par le modèle d'Amiet sont similaires à ceux mesurés.

Enfin, Kroeber *et al.* proposent une méthode de calibration en écoulement pour améliorer la précision du traitement par formation de voies. Le principe de cette méthode réside dans la calibration de la matrice interspectrale, avec et sans écoulement, utilisée pour la formation de voies. L'avantage de cette technique est qu'elle ne nécessite aucune connaissance des paramètres de l'écoulement contrairement à la correction d'Amiet. Cette technique est comparée à la correction d'Amiet associée à la formation de voies. Ils utilisent une antenne de type Underbrink composée de 144 microphones. La source est placée dans un écoulement de nombre de Mach 0,17. Sans correction, ils observent un décalage vers l'aval de la position de la source. La comparaison entre leur technique et la correction d'Amiet a montré que la position des sources était retrouvée pour une large gamme de fréquence ([8 – 25] kHz).

Cependant, il ne ressort pas de ces études de quelle manière les différentes zones d'un profil d'écoulement influent sur le décalage apparent de la source. Par ailleurs, ces études sont limitées à de faibles nombres de Mach. Ainsi nous nous attachons dans cette étude à avoir une meilleure compréhension des effets de l'écoulement sur la propagation en vue d'un traitement par formation de voies. A la différence des études précédemment menées, nous nous attachons en particulier à aborder le problème non seulement d'un point de vue expérimental, mais aussi par le biais d'une étude numérique systématique.

Après une présentation dans le premier chapitre du principe de la formation de voies, de ses limitations et des méthodes de prise en compte des effets de l'écoulement, une expérience de localisation de source avec une antenne linéaire uniforme est mise en place en soufflerie anéchoïque *Eole* (second chapitre). Deux modèles de corrections pour la formation de voies sont comparés, le premier basé sur les travaux d'Amiet [43] et le second sur ceux de Koop et al. [41]. Les performances techniques de la soufflerie limitent l'étude en termes de configurations d'écoulement, et nous amènent à considérer un code numérique basé sur la résolution des EEL (troisième chapitre). La validité des deux corrections est explorée pour une large gamme d'écoulements. Nous recherchons quels sont les paramètres physiques influant sur le décalage apparent de la source. Une étude détaillée pour différentes épaisseurs de couche de cisaillement, de couche limite et d'écoulement uniforme est menée. La validité des modèles pour des nombres de Mach supérieurs à 0,2 est également explorée. De plus nous vérifions le résultat proposé par Haddad [46], concernant la modélisation du décalage apparent de la source.

Chapitre 3

La formation de voies

3.1 Propagation en ondes planes

Le but du traitement par FV est de localiser une source sonore dans l'espace en compensant les retards de propagation entre chaque microphone composant l'antenne (une étude plus détaillée est donnée dans la référence [47]). Cette méthode se base sur l'hypothèse d'une source ponctuelle monopolaire.

Considérons une antenne microphonique composée de M capteurs, disposés de façon régulière sur l'axe $y = 0$ (antenne dite linéaire uniforme). La distance entre chaque capteur est notée d et la position des microphones est donnée par les coordonnées ($x_m = (m - 1)d$; $y_m = 0$; $m = 1, \dots, M$). Une source lointaine émet une onde monochromatique qui s'interprète comme une onde plane faisant un angle θ avec la normale à l'antenne. La Figure II.3.1 représente schématiquement la situation.

Nous avons vu dans la section 1.1 que la pression peut s'écrire (seule l'onde progressive est considérée ici et les caractères en gras sont des vecteurs)

$$p'(\mathbf{r}, t) = \exp(j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})), \quad (3.1)$$

\mathbf{r} désignant un point quelconque de l'espace. Ainsi le signal délivré par chaque microphone de l'antenne, localisé en \mathbf{r}_m , a pour expression

$$p'(\mathbf{r}_m, t) = \exp(j(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_m)), \quad m = 1 \dots M. \quad (3.2)$$

Le nombre d'onde suivant les deux directions du plan (x, y) a pour expression ($k_x = k \sin \theta$; $k_y = k \cos \theta$), ainsi

$$p'(x_m, t) = \exp(j(\omega t - kx_m \sin \theta)), \quad m = 1 \dots M. \quad (3.3)$$

L'argument de l'Équation (3.3) exprime le retard entre chaque microphone. Ce retard est identique entre deux microphones voisins et est égal à la quantité $kd \sin \theta$. Le but de la

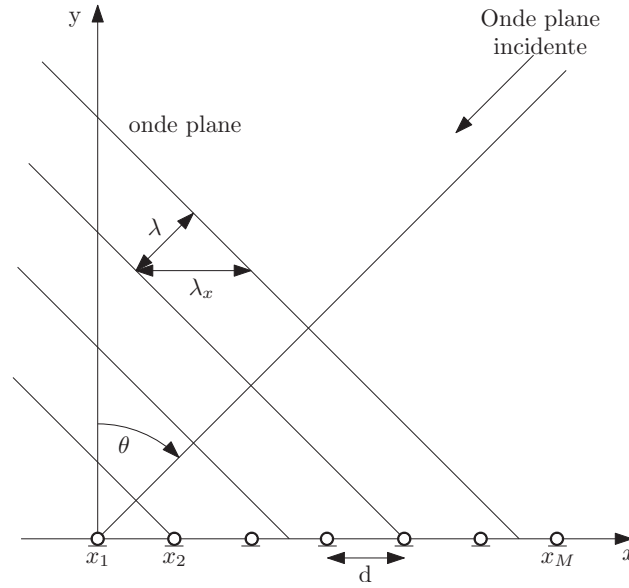


FIG. II.3.1 – Onde plane se propageant avec un angle d’incidence θ sur une antenne linéaire uniforme composée de M microphones équidistants.

FV est de compenser ce retard en multipliant les signaux microphoniques par une fonction dépendant d’un angle supposé pour la direction de l’onde incidente, noté θ_s , et de sommer tous les signaux. L’angle de recherche θ_s est une variable du problème. Le signal de sortie de l’antenne, noté $z(\theta_s, t)$ est donné par l’expression suivante

$$z(\theta_s, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M p'(x_m, t) \exp(jkx_m \sin \theta_s) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M \exp(j(\omega t - kx_m(\sin \theta - \sin \theta_s))). \quad (3.4)$$

Ainsi, quand $\theta_s = \theta$, le signal délivré par l’antenne est d’amplitude maximale et la source est localisée. En revanche, si $\theta_s \neq \theta$ le signal de sortie est atténué et la FV joue le rôle de filtre passe-bande spatial autour de la source [48].

3.2 Propagation en ondes sphériques

Pour une configuration où les ondes arrivant sur l’antenne sont sphériques (cas d’une source à distance limitée), le traitement proposé précédemment ne fonctionne plus, car le retard entre chaque paire de microphones voisins n’est plus constant. La sphéricité des fronts d’ondes, et donc la distance source-antenne est à prendre en compte pour assurer une bonne localisation. La Figure II.3.2 illustre cette situation.

Le champ de pression rayonné par un monopôle situé en \mathbf{r}_0 peut être déduit de l’Équation (3.5)

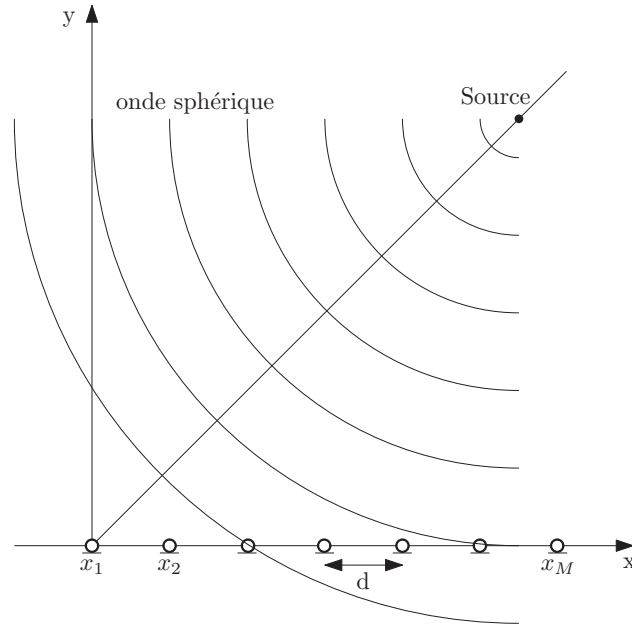


FIG. II.3.2 – Onde sphérique se propageant vers une antenne linéaire uniforme composée de M microphones équidistants.

$$\left(\Delta - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) p'(\mathbf{r}, t) = q(t) \delta(\mathbf{r} - \mathbf{r}_0), \quad (3.5)$$

où $q(t)$ est la fonction d'évolution temporelle de la source. En condition de champ libre, la solution de cette équation est

$$p'(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|}{c_0}\right)}{\|\mathbf{r} - \mathbf{r}_0\|}. \quad (3.6)$$

Le champ de pression capté par l'antenne au niveau du $m^{\text{ième}}$ microphone est

$$p'(\mathbf{r}_m, t) = \frac{1}{4\pi} \frac{q\left(t - \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\|}{c_0}\right)}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\|}, \quad m = 1 \dots M. \quad (3.7)$$

Le retard entre chaque capteur n'est plus constant et dépend de la distance entre la source et les microphones. Ce retard a pour expression $\tau_m = \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\| / c_0$. Le traitement par FV nécessite ainsi de faire une hypothèse sur la distance source-antenne pour que le calcul de $\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\|$ soit possible. En pratique il faut ainsi considérer une source virtuelle placée sur un axe parallèle à l'antenne au point \mathbf{r}_F (dans le cas de l'antenne à une dimension). Ce point de focalisation coulisse sur un axe situé à une distance du centre de l'antenne, appelée distance de focalisation. Pour chaque position du point de focalisation, le temps de propagation entre chaque microphone et cette source fictive est calculé, puis les signaux microphoniques sont retardés avant d'être sommés pour donner le signal de sortie suivant

$$z(\mathbf{r}_F, t) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_m) p'(\mathbf{r}_m, t + \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\| / c_0) \quad (3.8)$$

soit, en introduisant l'Équation (3.7),

$$z(\mathbf{r}_F, t) = \frac{1}{M} \frac{1}{4\pi} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_m) \frac{q(t - \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\|}{c_0} + \frac{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\|}{c_0})}{\|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_0\|}. \quad (3.9)$$

$w(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_m)$ est une fonction poids qui compense la différence d'amplitude entre chaque microphone. Elle a pour expression $w(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_m) = 4\pi \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\|$. Si le point fictif \mathbf{r}_F coïncide avec le point source réel, le signal de sortie de l'antenne est d'amplitude maximale et la source est localisée.

Le traitement par FV a été présenté dans le domaine temporel, mais il est plus aisé à mettre en œuvre sous une approche fréquentielle. La transformée de Fourier d'un signal retardé est égale au produit de la transformée de Fourier du signal initial par une fonction exponentielle dont l'argument équivaut au retard. Le signal de sortie de l'antenne dans le domaine fréquentiel a donc pour expression

$$Z(\mathbf{r}_F, \omega) = \frac{1}{M} \sum_{m=1}^M w(\mathbf{r}_F, \mathbf{r}_m) P(\mathbf{r}_m, \omega) \exp(j\omega \|\mathbf{r}_m - \mathbf{r}_F\| / c_0), \quad (3.10)$$

où $P(\mathbf{r}_m, \omega)$ est la transformée de Fourier du signal microphonique $p'(\mathbf{r}_m, t)$. Enfin, la puissance du signal de sortie peut être écrit sous forme matricielle

$$FV(\mathbf{r}_F, \omega) = \mathbf{e}^h \mathbf{w} \mathbf{C} \mathbf{w}^h \mathbf{e} \quad (3.11)$$

avec

$$\mathbf{P} = \begin{pmatrix} P(\mathbf{r}_1, \omega) \\ \vdots \\ P(\mathbf{r}_M, \omega) \end{pmatrix}, \quad (3.12)$$

$$\mathbf{e} = \begin{pmatrix} \exp(j\omega \|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_F\| / c_0) \\ \vdots \\ \exp(j\omega \|\mathbf{r}_M - \mathbf{r}_F\| / c_0) \end{pmatrix}, \quad (3.13)$$

$$\mathbf{w} = \begin{pmatrix} w_{11} & 0 & \dots & 0 \\ 0 & w_{22} & \dots & 0 \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 0 & 0 & \dots & w_{MM} \end{pmatrix}, \quad (3.14)$$

où l'indice h représente le transposé conjugué de la matrice ou du vecteur, et \mathbf{C} la matrice interspectrale, définie par $C_{ij} = P(\mathbf{r}_i, \omega) \cdot P^*(\mathbf{r}_j, \omega)$ (l'indice $*$ représente le complexe conjugué).

3.3 Caractéristiques et limitations de la formation de voies

Deux traitements par FV peuvent être utilisés suivant la nature des ondes captées par l'antenne (ondes planes ou sphériques). Un critère est donc nécessaire pour choisir le traitement à adopter.

Pour cela, considérons une source émettant, soit un front d'onde plan (OP) faisant un angle θ avec la normale à l'antenne, soit un front d'onde sphérique (OS). Quand l'onde plane arrive au point O , centre de l'antenne, la distance restant à parcourir vers l'extrémité de l'antenne E est notée a . Dans le cas sphérique cette distance est supérieure et notée b (voir Figure II.3.3).

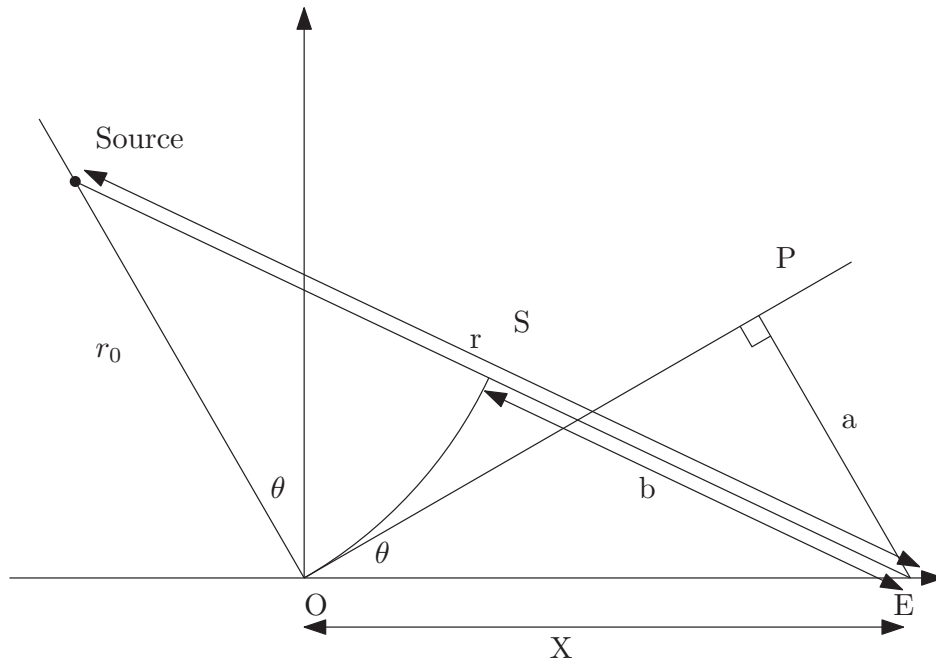


FIG. II.3.3 – Comparaison géométrique entre des fronts d'ondes plane et sphérique se propageant sur une antenne linéaire avec le même angle d'incidence.

Ainsi la distance, notée r , entre la source et le point extrême de l'antenne E peut s'écrire en fonction de la distance entre la source et le centre de l'antenne r_0 et la distance X entre le centre de l'antenne et l'extrémité E

$$r = (r_0^2 + X^2 + 2r_0X \sin \theta)^{1/2}. \quad (3.15)$$

Pour expliciter le critère différenciant les ondes planes des ondes sphériques, l'expression (3.15) est développée en série de Taylor. Dans le cas de l'approximation de Fraunhofer, c'est-à-dire pour une onde plane, seul le premier ordre de ce développement est considéré, ce qui donne

$$r = r_0 + X \sin \theta. \quad (3.16)$$

Par conséquent, si les ondes se propageant vers l'antenne sont planes, l'argument $X \sin \theta$ explicité dans l'Équation (3.3) est retrouvé. Dans le cas des ondes sphériques (approximation dite de Fresnel), il faut considérer le second ordre du développement de Taylor, qui s'écrit

$$r = r_0 + X \sin \theta + \frac{1}{2} \frac{X^2}{r_0} (1 - \sin^2 \theta). \quad (3.17)$$

Cette équation fait intervenir un terme quadratique en X . Pour des petites valeurs de θ , Boone [49] propose que ce terme respecte la condition suivante pour conserver l'hypothèse de champ lointain

$$\frac{1}{2} \frac{X^2}{r_0} < (1/4)\lambda, \quad (3.18)$$

ce qui donne pour le capteur le plus éloigné du centre de l'antenne, c'est-à-dire $X = L/2$, L représentant l'envergure de l'antenne ($L = (M - 1)d$)

$$r_0 > \frac{L^2}{2\lambda}. \quad (3.19)$$

Ainsi pour une distance source-antenne supérieure à l'ouverture de l'antenne au carré divisée par deux fois la longueur d'onde, le traitement en onde plane est adapté. Pour une distance inférieure, le traitement en onde sphérique devra lui être préféré. Après avoir défini les deux traitements possibles, le cas d'une source rayonnant en face d'une antenne linéaire uniforme est étudié.

La source est un monopôle, placée en face du centre de l'antenne à une distance $H = 1$ m et rayonnant à la fréquence $F = 10$ kHz. L'antenne est linéaire uniforme et composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm. Le traitement par FV en onde sphérique, (selon l'Équation (3.11)), conduit à la figure de directivité présentée en Figure II.3.4 (dans la suite, toutes les figures de directivité sont normalisées par la valeur maximale). L'abscisse X représente l'axe parallèle à l'antenne sur lequel coulisse le point de focalisation. La distance de focalisation est choisie égale à H . L'abscisse $X = 0$ correspond au centre de l'antenne. On distingue le lobe principal qui indique la position de la source et les lobes secondaires. L'antenne jouant un rôle de filtre spatial du champ de pression, sa réponse impose des lobes secondaires. Le lobe principal possède une certaine largeur appelée résolution. La résolution peut être définie comme la largeur du lobe principal à -3 dB (ou l'amplitude maximale divisée par $\sqrt{2}$ en échelle linéaire). La résolution traduit le pouvoir de l'antenne à séparer deux sources proches l'une de l'autre. Si la distance entre deux sources est inférieure à la résolution de l'antenne, la figure de directivité n'indiquera qu'une source, en revanche si

la résolution est plus petite, la figure de directivité présentera deux lobes principaux. La résolution est par conséquent un critère important lors de la mise en place d'une mesure de localisation de source par antenne microphonique.

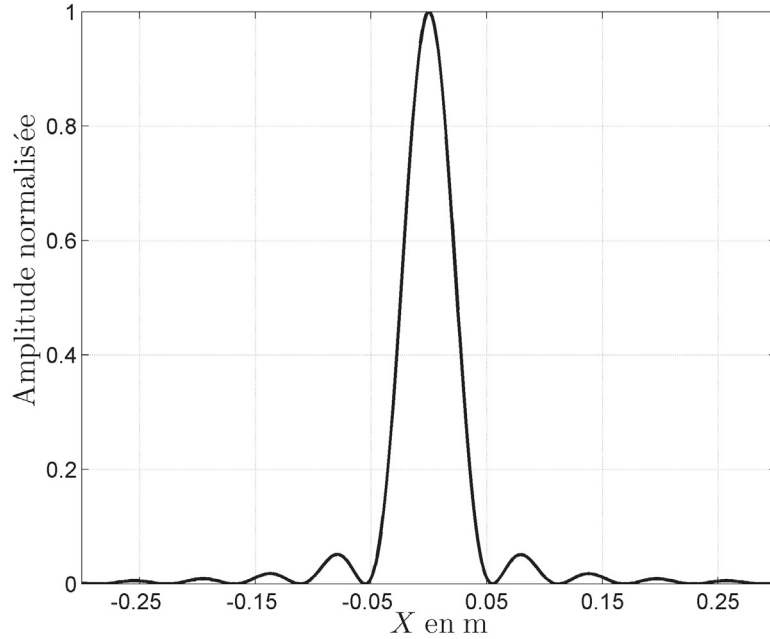


FIG. II.3.4 – Exemple de figure de directivité. Une source harmonique émet un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz, placée à $H = 1$ m, en face d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm.

Pour une antenne linéaire uniforme, la résolution est fonction, de la distance source-antenne H , de la longueur d'onde λ , de l'envergure de l'antenne $L = (M - 1)d$, et de l'angle d'incidence du front d'onde sur l'antenne θ . Par ailleurs, un facteur de géométrie de l'antenne est à prendre en compte. Pour l'antenne linéaire ce facteur est égal à 1 [50]. Finalement, la résolution est donnée par [51]

$$Res = \frac{H\lambda}{L \cos^3 \theta}. \quad (3.20)$$

Le dernier paramètre influant sur une mesure de localisation de source par FV est la distance entre les microphones, d . En effet, les microphones réalisent une discrétisation spatiale du champ de pression acoustique se propageant sur l'antenne. Par conséquent, de manière analogue à l'échantillonnage temporel, il est nécessaire de considérer au moins deux points (microphones) pour la plus petite longueur d'onde provenant de la source. Cette condition s'écrit donc pour la fréquence maximale d'utilisation de l'antenne, notée F_{max}

$$F_{max} = \frac{c_0}{2d}. \quad (3.21)$$

Si cette condition n'est pas respectée, le phénomène de repliement se traduit par l'apparition de lobes supplémentaires, dits lobes de repliement. Ces lobes peuvent être interprétés comme la présence d'une source alors qu'ils ne sont liés à aucune réalité physique.

La fréquence minimale, notée F_{min} liée à la plus grande longueur d'onde captée par l'antenne est conditionnée par son envergure L et a pour expression

$$F_{min} = \frac{c_0}{L}. \quad (3.22)$$

Ainsi, l'intervalle de fréquence $[F_{min}; F_{max}]$ définit la gamme de fréquence opérationnelle d'une antenne donnée.

3.4 Études paramétriques

Cette section s'attache à décrire, par le biais de simulations, l'influence des divers paramètres de la mesure par antennerie sur le résultat obtenu par FV. En particulier, sont considérés la distance source-antenne, l'angle d'incidence du front d'onde, la fréquence du signal source et l'envergure de l'antenne.

Influence de la distance source-antenne

Le premier cas étudié est l'influence de la distance source-antenne. L'étude est menée pour une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm. La source harmonique monopolaire, placée en face du centre de l'antenne, émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 10$ kHz. La distance source-antenne H varie selon les valeurs $[0,5; 2,5; 5]$ m. Les figures de directivité obtenues via l'Équation (3.11) sont présentées à la Figure II.3.5. La largeur du lobe principal croît avec la distance comme décrit par l'Équation (3.20).

Ainsi lors d'une mesure de localisation de source, il est préférable de se rapprocher au plus près de la source pour une résolution optimale.

Influence de la position de la source

L'argument précédent n'est vrai que si la source est en face du centre de l'antenne car l'angle entre la source et la normale à l'antenne modifie également la résolution. La résolution varie suivant $(1/\cos^3 \theta)$, par conséquent plus l'angle entre la source et la normale à l'antenne augmente plus la largeur du lobe principal augmente. La Figure II.3.6 illustre cet aspect, pour trois positions de la source, émettant un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz devant une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm.

Par ailleurs, il est intéressant d'observer l'évolution de la fonction en $(1/\cos^3 \theta)$, celle-ci est présentée en Figure II.3.7. A partir de cette figure, on peut estimer que la résolution reste admissible pour des angles contenus dans l'intervalle $[-30; 30]^\circ$, alors qu'elle augmente très significativement pour des angles plus ouverts ($> \pm 30^\circ$). Ainsi, il est préférable de rechercher une source dans la gamme d'angles d'incidence $[-30^\circ; 30^\circ]$ afin de conserver une résolution pratiquement indépendante de la position de la source par rapport au centre de l'antenne.

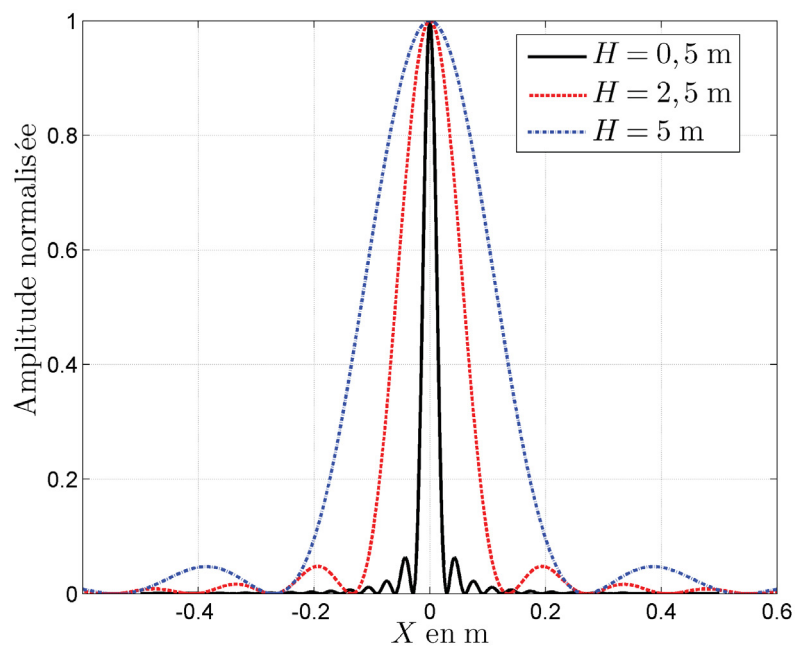


FIG. II.3.5 – Figures de directivité pour une source harmonique monopolaire émettant un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz en face du centre d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm. La distance source-antenne varie selon les valeurs $[0,5 ; 2,5 ; 5]$ m.

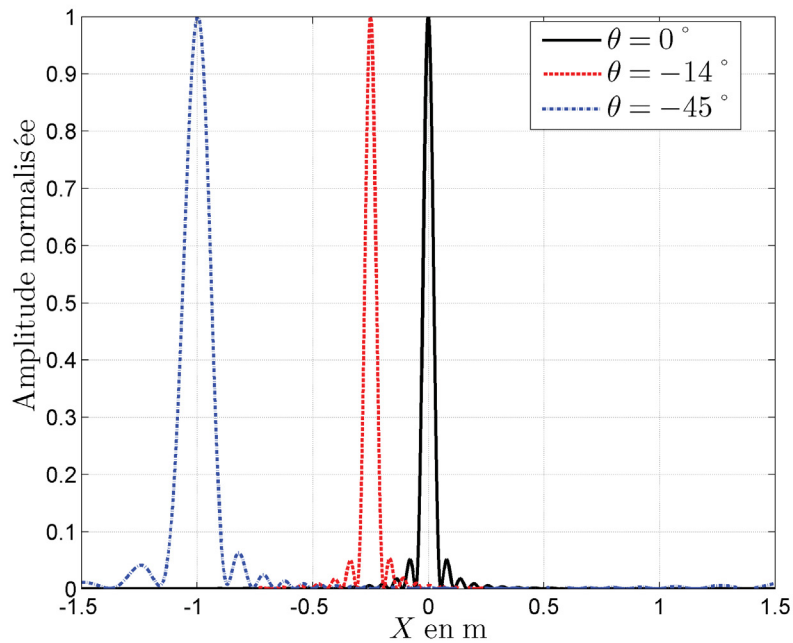


FIG. II.3.6 – Figures de directivité pour trois positions de sources différentes correspondant aux angles d’incidence ($\theta = 0^\circ$, $\theta = -14^\circ$ et $\theta = -45^\circ$). L’antenne est une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7\text{cm}$. Une source harmonique émet un signal sinusoïdal à $F = 10\text{ kHz}$.

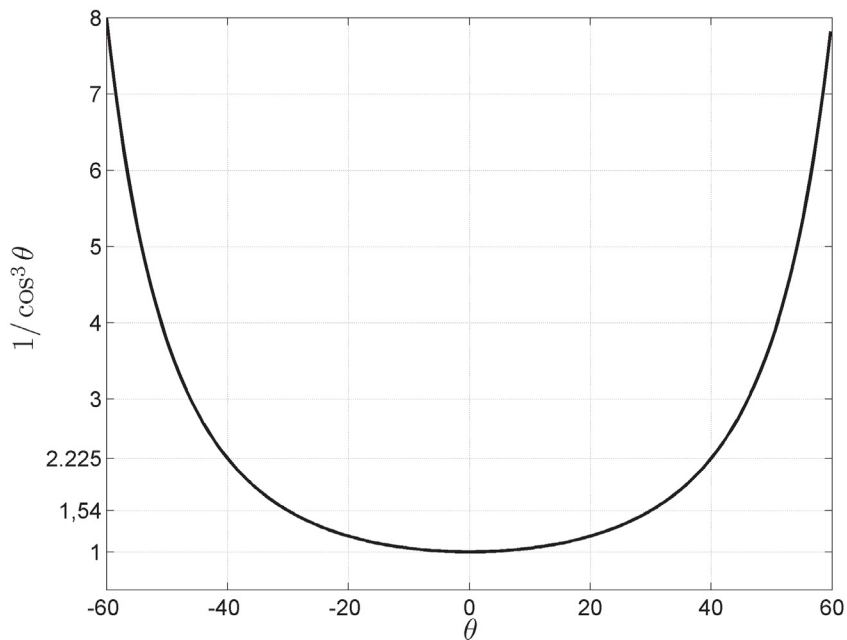


FIG. II.3.7 – Évolution de la fonction $(1/\cos^3 \theta)$ intervenant dans l’expression de la résolution de l’antenne (Équation 3.20).

Influence de la fréquence de jeu

Un autre paramètre important lors d'une mesure de localisation est la fréquence du signal de la source. Pour une antenne donnée et d'après l'Équation (3.20), la résolution est moins bonne en basse fréquence qu'en haute fréquence. Pour illustrer cette propriété, la figure de directivité est tracée en fonction de la fréquence, pour une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm et pour une source placée en face du centre de l'antenne à $H = 1$ m ($X = 0$). La Figure II.3.8 montre un faisceau s'élargissant vers les basses fréquences. Ce faisceau représente la largeur du lobe principal. Ainsi pour une configuration d'antenne donnée, les hautes fréquences sont mieux discriminées que les basses fréquences. Par exemple, la résolution pour la fréquence $F = 2500$ Hz est quatre fois moins bonne qu'à $F = 10$ kHz.

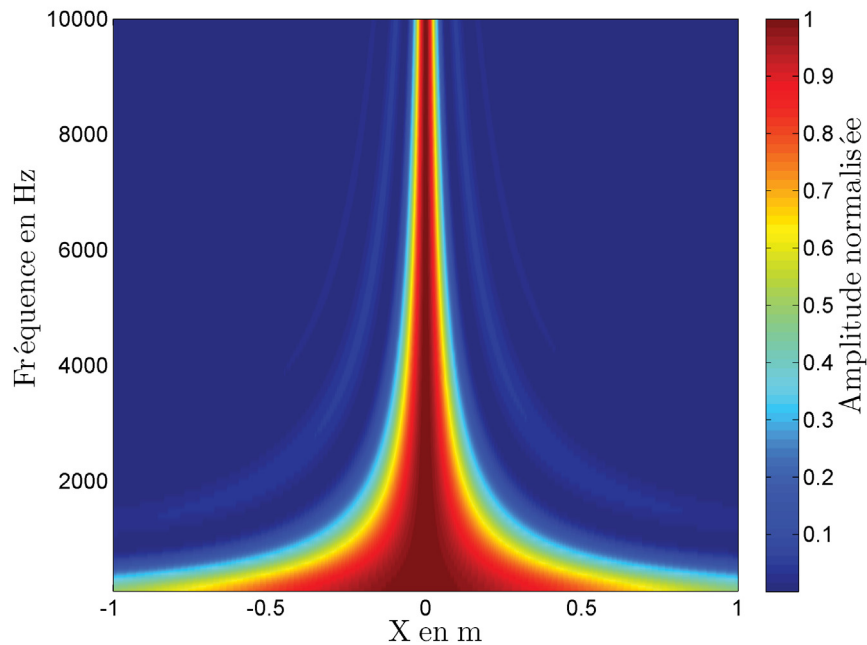


FIG. II.3.8 – Figure de directivité en fonction de la fréquence pour une source harmonique placée à $H = 1$ m du centre d'une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = 1,7$ cm.

Influence de l'envergure de l'antenne

Enfin, le dernier paramètre influant sur la résolution est la taille de l'antenne ou envergure, notée L . La Figure II.3.9 montre la figure de directivité en fonction de la taille de l'antenne (la distance entre microphones étant gardée fixe, $d = 1,7$ cm, seul le nombre de microphones augmente). La source harmonique monopolaire émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 10$ kHz à $H = 1$ m du centre de l'antenne. Ces résultats montrent que les antennes de grandes envergures ont un meilleur pouvoir de résolution, comme prédit par l'Eq (3.20). Ainsi, pour conserver une résolution inférieure à 10 cm dans ce cas, l'envergure de l'antenne doit être supérieure à 10λ .

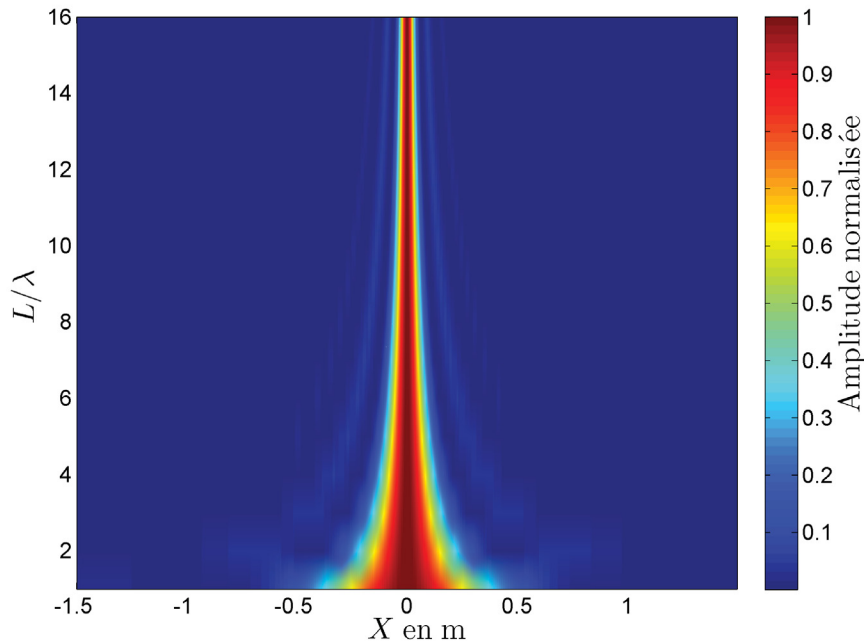


FIG. II.3.9 – Figure de directivité en fonction de la taille de l’antenne pour une source émettant un signal sinusoïdal à $F = 10$ kHz et placée à $H = 1$ m du centre d’une antenne linéaire uniforme (l’espace entre capteurs est de $d = 1,7$ cm).

3.5 Correction des effets de l’écoulement sur la propagation acoustique : modèle d’Amiet

Lors d’une mesure de localisation de source en soufflerie les microphones et la source sont séparés par un écoulement qui modifie le temps de propagation des ondes acoustiques. Or, le traitement par FV s’appuie sur ces différences de temps de propagation, il est donc nécessaire de corriger les effets de l’écoulement sur la propagation des ondes acoustiques afin de localiser correctement la position de la source.

Dans les années 1970, Amiet propose une correction des effets de réfraction de la couche de cisaillement pour les mesures acoustiques en soufflerie [43, 52–54]. Cette correction est basée sur un modèle analytique considérant les notations de la Figure II.3.10. Le milieu au repos est supposé être séparé de l’écoulement par une couche de cisaillement infiniment fine. La source est placée dans l’écoulement et le microphone dans l’air au repos. Quatre angles sont considérés pour décrire la propagation acoustique au travers de l’écoulement. L’angle θ représente la direction d’un rayon à l’émission qui ne serait pas dévié dans un milieu au repos. En présence d’écoulement, ce rayon est dévié uniformément par l’effet de convection et est décrit par l’angle θ_c . A la traversée de la couche de cisaillement, le rayon subit une réfraction et il est transmis avec un angle θ_0 . Finalement, le rayon reliant directement la source acoustique au microphone forme un angle θ_m avec la couche de cisaillement (Figure II.3.10).

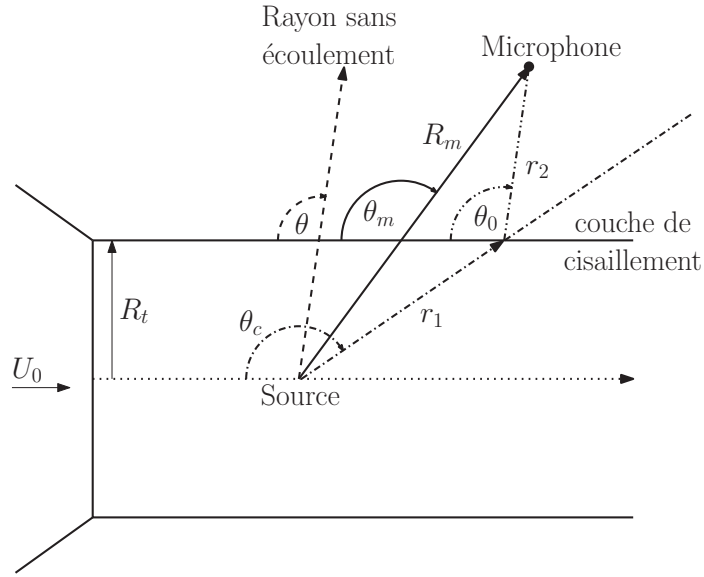


FIG. II.3.10 – Rayonnement d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé. Description des angles pour le modèle d'Amiet.

Le rayon acoustique entre la source et le microphone peut être explicité en fonction de θ_m et des angles convectés et réfractés. Ainsi, il est possible de déduire une égalité entre ces deux chemins, basée uniquement sur des considérations géométriques (voir Annexe A)

$$R_m \cos \theta_m = R_t \cot \theta_c + (R_m \sin \theta_m - R_t) \cot \theta_0, \quad (3.23)$$

où R_m est la distance entre la source et le microphone et R_t la hauteur de l'écoulement moyen. Puis ce système peut être décomposé en deux parties, une partie convectée et une partie réfractée. La relation obtenue pour la partie convectée est basée sur le triangle de convection et s'écrit

$$\tan \theta_c = \frac{\sin \theta}{\cos \theta - \mathcal{M}}, \quad (3.24)$$

où \mathcal{M} est le nombre de Mach. Cette équation relie l'angle de propagation sans écoulement à l'angle du rayon convecté. Enfin, la partie où le rayon est réfracté est déduite de la loi de Snell-Descartes

$$\mathcal{M} - \frac{1}{\cos \theta} = \frac{-1}{\cos \theta_0}. \quad (3.25)$$

Ces relations définissent un système à trois équations et quatre inconnues ($\theta, \theta_c, \theta_0, \theta_m$). Ce système peut être résolu par un processus itératif, ce qui permet d'accéder aux rayons définissant les rayons acoustiques dans l'écoulement r_1 et en dehors r_2 . En additionnant ces deux rayons, il est possible de redéfinir la distance de focalisation \mathbf{r}_F du vecteur de directivité (Équation (3.13)) et ainsi localiser une source placée dans un écoulement par traitement par

FV tout en prenant en compte les effets de convection et de réfraction de l'écoulement moyen sur la propagation.

Un angle limite, dépendant du nombre de Mach, existe pour les ondes acoustiques se propageant vers l'amont ($\theta < 90^\circ$). Les ondes acoustiques se propageant avec un angle d'émission inférieur à cet angle limite sont totalement réfléchies et ne traversent pas la couche de cisaillement. L'expression de cet angle limite, noté θ_{min} , est proposée par Wooley *et al.* [55]

$$\theta_{min} = 180 - \cos^{-1} \left(\frac{-1}{1 + \mathcal{M}} \right). \quad (3.26)$$

3.6 Correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique : modèle basé sur le principe de Huygens

Une autre méthode basée sur une minimisation du temps de trajet entre la source et le microphone est proposée par Koop *et al.* dans la référence [41]. Elle permet de décomposer le rayon acoustique entre la source et le microphone en deux rayons, un entre la source et la couche de cisaillement et l'autre entre la couche de cisaillement et le microphone.

Considérons une source acoustique dans un écoulement uniforme, suivant l'axe x , de nombre de Mach ($\mathcal{M} = U_0/c_0$). La source émet un signal à l'instant $t = 0$ au point (x_s, y_s) . Cette onde atteint une couche de cisaillement infiniment fine située en y_0 après un temps t_1 . D'après le principe de Huygens, chaque point x_0 de la couche de cisaillement devient une nouvelle source après interaction avec l'onde incidente. Puis l'onde atteint le microphone au point (x_m, y_m) après un temps t_2 . La Figure II.3.11 illustre la situation.

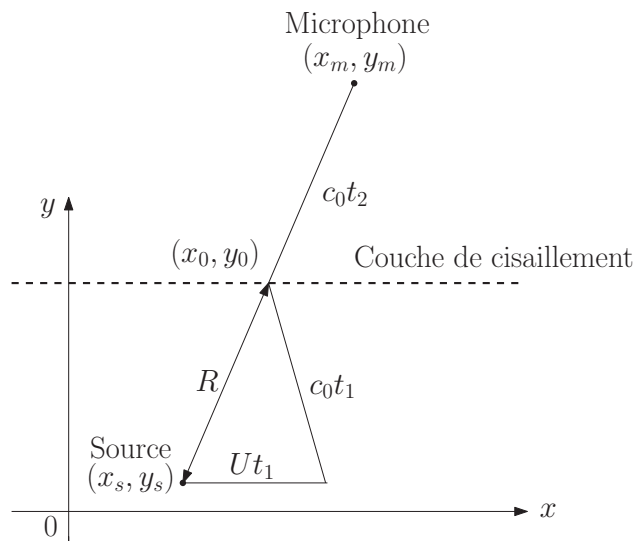


FIG. II.3.11 – Rayonnement d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé. Description des positions pour le modèle de Koop [41].

La position de la source dans un repère mobile (X, Y) qui suit l'écoulement est donnée par

$$X_s = x_s - U_0 t. \quad (3.27)$$

Une solution de l'équation de propagation dans ce repère peut être représentée par la fonction de Green en champ libre et s'écrit

$$p(X, Y, t) = \frac{\delta(t - R/c_0)}{4\pi R}, \quad (3.28)$$

où R est la distance entre un point de la couche de cisaillement (x_0, y_0) et la source dans le repère mobile qui suit l'écoulement et δ la distribution de Dirac. Cette distance R a pour expression

$$R = \sqrt{(X_s - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2}. \quad (3.29)$$

Dans le repère fixe, cette distance a pour expression

$$R = \sqrt{((x_s - U_0 t) - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2}, \quad (3.30)$$

ce qui donne pour la pression dans un écoulement uniforme

$$p(x, y, t) = \frac{\delta(t - \sqrt{((x_s - U_0 t) - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2}/c_0)}{4\pi \sqrt{((x_s - U_0 t) - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2}} \quad (3.31)$$

L'argument de la fonction δ est modifié en présence d'écoulement (comparée à la situation d'un milieu au repos). Le temps de propagation dépend de la vitesse de l'écoulement uniforme. A partir de cet argument, le temps de propagation entre la source et le point de la couche de cisaillement considéré peut être défini par

$$t - \sqrt{((x_s - U_0 t) - x_0)^2 + (y_s - y_0)^2}/c_0 = 0. \quad (3.32)$$

En réarrangeant les termes, une équation du second degré en t est obtenue

$$(c_0^2 - U_0^2)t^2 + 2U_0(x_s - x_0)t + (y_s - y_0)^2 - (x_s - x_0)^2 = 0. \quad (3.33)$$

Les solutions de cette équation permettent de donner le temps de propagation de l'onde et s'écrivent

$$t_1 = \frac{-U_0(x_s - x_0)}{(c_0^2 - U_0^2)} \pm \sqrt{\frac{U_0^2(x_s - x_0)^2 - (c_0^2 - U_0^2)((y_s - y_0)^2 - (x_s - x_0)^2)}{(c_0^2 - U_0^2)^2}}. \quad (3.34)$$

Dans le cas subsonique ($\mathcal{M} < 1$) cette solution est réelle. Il est ainsi possible de définir un temps de propagation de l'onde pour tous les points de la couche de cisaillement (c'est-à-dire,

pour tous les x_0). Le temps de propagation de la couche de cisaillement au point récepteur (propagation dans un milieu au repos) est donné de manière classique par l'expression

$$t_2 = \frac{1}{c_0} \sqrt{(x_m - x_0)^2 + (y_m - y_0)^2}. \quad (3.35)$$

Pour calculer le temps de propagation de la source au récepteur, le principe de Huygens est utilisé. Une onde émise par la source se propage dans l'écoulement et atteint la couche de cisaillement. Selon le principe de Huygens, le point de la couche de cisaillement atteint par l'onde devient à son tour une source et réemet une onde se propageant jusqu'au récepteur. Le temps de propagation de l'onde, noté τ , de la source au récepteur est obtenu par minimisation de la somme des deux temps de propagation $t_{tot} = t_1 + t_2$, pour toutes les positions x_0 sur la couche de cisaillement dans le cas subsonique

$$\tau = \min(t_{tot}(x_0)). \quad (3.36)$$

Pour obtenir τ , le minimum est calculé en différenciant le temps total par rapport à x_0 . Comme pour le modèle d'Amiet, ce nouveau temps de trajet est utilisé dans l'argument de la FV, Équation (3.13), et permet de prendre en compte les effets de convection et de réfraction sur la propagation d'une onde acoustique en écoulement.

3.7 Influence de l'écoulement sur la position de la source selon Haddad

L'influence d'un écoulement uniforme sur la propagation d'une onde acoustique a été étudiée par Haddad [46]. Il s'appuie sur l'équation des ondes convectées avec un terme source (monopôle) dans le membre de droite. Il résout cette équation en introduisant le potentiel acoustique et parvient à une expression analytique du champ de pression. Cette expression met en évidence les modifications apportées par l'écoulement sur l'amplitude et la phase de l'onde acoustique. Il conclut que pour des faibles nombres de Mach ($\mathcal{M} < 0,3$) l'amplitude est peu modifiée. En revanche, l'influence de l'écoulement sur la phase est plus manifeste. L'effet de l'écoulement se traduit par une convection des fronts d'ondes dans le sens de l'écoulement. Ainsi, il définit une source virtuelle dont la position, notée x_d , est décalée vers l'aval et dont le rayonnement dans un milieu au repos serait équivalent à celui de la source initiale placée dans l'écoulement. Pour déterminer la position de la source virtuelle selon l'axe x , Haddad résout l'équation développée en Annexe B et parvient à l'expression

$$x_d = \frac{\phi \mathcal{M}}{k}, \quad (3.37)$$

où ϕ est la phase de l'onde acoustique se propageant dans l'écoulement. En simplifiant l'expression (3.37), Haddad obtient une expression du décalage apparent x_d de la source dans le sens de l'écoulement, dépendant uniquement du nombre de Mach et de la distance entre la source et le récepteur (placé à la verticale de celle-ci), notée h ,

$$x_d = \mathcal{M}h. \quad (3.38)$$

Or dans le cas d'une mesure en soufflerie, l'onde acoustique traverse deux zones distinctes, l'écoulement uniforme et le milieu au repos. En considérant que l'onde ne subit l'effet de l'écoulement que sur la hauteur de celui-ci et que le récepteur se trouve à la verticale de la source, cette expression devient

$$x_d = \mathcal{M}H_{ec}, \quad (3.39)$$

avec H_{ec} l'épaisseur d'écoulement. Ainsi, cette relation permet d'estimer, en première approximation, la déviation d'une source placée à la verticale d'un récepteur en fonction de l'épaisseur d'écoulement uniforme et du nombre de Mach.

Chapitre 4

Localisation de source acoustique en soufflerie anéchoïque par une méthode de formation de voies

4.1 Dispositif expérimental : caractéristiques de la soufflerie et moyens de mesures

La validation du traitement par FV associé aux corrections des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique est mise en place expérimentalement dans la soufflerie anéchoïque *Eole* avec une source acoustique contrôlée. Cette section présente la soufflerie et les moyens de mesure.

La soufflerie subsonique anéchoïque *Eole*, de type *Eiffel*, est constituée de six parties décrites de l'amont vers l'aval :

- une chambre de tranquillisation équipée de filtres dépoussiérants et d'un filtre nid d'abeille à mailles hexagonales de diamètre 5 mm ;
- un convergent d'une longueur de 65 cm, de section d'entrée (128×128) cm², et de section de sortie (46×46) cm² ;
- une chambre anéchoïque, de dimensions $(4,3 \times 3,3 \times 3,6)$ m³. Toutes ses parois sont recouvertes d'une mousse en polypropylène de 20 cm d'épaisseur. Un caillebotis métallique posé au sol au-dessus de la mousse permet l'accès à la veine d'essai ;
- un collecteur présent entre le convergent et la section de sortie. Le convergent et la section de sortie sont reliés par une plaque en contreplaqué où est encastrée la source acoustique ;
- des ailettes de stabilisation sont situées près du ventilateur. Elles permettent de stabiliser l'écoulement et de limiter la propagation du bruit généré par les pales et le moteur vers la veine d'essai ;
- un ventilateur centrifuge entraîné par un moteur asynchrone SUPER DINAIR 9 de 25 CV, dont la vitesse varie continûment de 0 à 1460 tours/min. Celui-ci, équipé de dix pales et éloigné de la chambre anéchoïque, autorise un écoulement dans la veine dont la vitesse varie

entre 5 m/s et 50 m/s.

L'antenne est composée de 31 microphones omnidirectionnels prépolarisés de type 4957 Brüel&Kjær. La gamme fréquentielle d'utilisation est de [50-10000] Hz, pour une dynamique de [34-132] dB. La sensibilité des microphones est d'environ 12,5 mV/Pa. Chaque microphone est encastré dans une pièce fixée à une grille, qui permet un espacement constant entre les microphones de $d = 1,7$ cm. Cet espacement fixe la fréquence maximale d'étude pour la FV, qui est $F = 10$ kHz. Nous choisissons d'utiliser une antenne linéaire afin de pouvoir comparer les résultats expérimentaux et numériques. Différentes géométries d'antenne bidimensionnelle sont présentées en Annexe C. La grille (maintenant les microphones) est positionnée sur un système de déplacement à trois dimensions pour permettre un positionnement précis du centre de l'antenne par rapport à la source. L'ensemble des microphones est placé hors écoulement. L'acquisition des signaux microphoniques est effectuée avec un système ETEP 32 voies synchrones échantillonnées à 50 ou 100 kHz. La source sonore est un haut-parleur large bande Visaton FR 13 WP. Sa réponse fréquentielle est comprise entre [70-16000] Hz, et il délivre 85 dB à 1 m pour une puissance électrique de 1 W. Cet haut-parleur a été choisi pour sa large réponse en fréquence, qui permet d'étudier trois fréquences, 2500 Hz, 5000 Hz et 10000 Hz. Le haut-parleur est encastré dans la plaque reliant le convergent au collecteur. Un schéma du dispositif expérimental est présenté en Figure II.4.1. L'origine des coordonnées est le centre du haut-parleur à 60 cm du convergent. La direction principale de l'écoulement est suivant l'axe X et l'axe Y représente l'ordonnée.

La première étape consiste à caractériser l'écoulement existant dans la soufflerie. Divers moyens de caractérisation d'écoulement sont utilisés en aérodynamique, tels que la PIV (Particle Image velocimetry) ou la LDV (Laser Doppler Velocimetry) par exemple. Si ces deux méthodes ont l'avantage d'être non intrusives, elles sont néanmoins plus coûteuses en moyens et temps d'installation. Dans notre étude, la caractérisation de l'écoulement est réalisée par des mesures au fil chaud afin de déterminer les paramètres nécessaires à la correction de la propagation acoustique, c'est-à-dire la vitesse moyenne axiale et la hauteur de l'écoulement. Le principe du fil chaud repose sur les lois d'échange thermique entre le fil chauffé et le fluide en mouvement. En effet, si un fil est placé au sein d'un écoulement et porté par effet Joule à une température supérieure à celle de l'écoulement, il se produit un échange de chaleur par convection. Cet échange est fonction des propriétés physiques du fluide, de sa vitesse, de l'écart de température entre l'élément chauffé et le fluide, et bien sûr de l'orientation de l'axe du fil par rapport à l'écoulement [56]. Ainsi, la tension aux bornes du fil, notée E , est directement reliée à la vitesse de l'écoulement U par la loi de King

$$E^2 = A + BU^n. \quad (4.1)$$

Les coefficients A , B et n sont déterminés par étalonnage du fil chaud. Quatorze profils verticaux de vitesse ont été réalisés le long de la veine, du convergent au collecteur, sur une distance de 171 cm. Chaque profil se compose de 81 points de mesures sur une hauteur de 82 cm. Les zones de forts gradients de vitesse (couche limite et couche de cisaillement) comportent spatialement plus de points de mesures. En interpolant tous les profils de vitesse moyenne, il est possible d'obtenir le champ de vitesse moyenne dans l'axe de la soufflerie du convergent au collecteur. Cette méthode établit une cartographie de la vitesse moyenne de

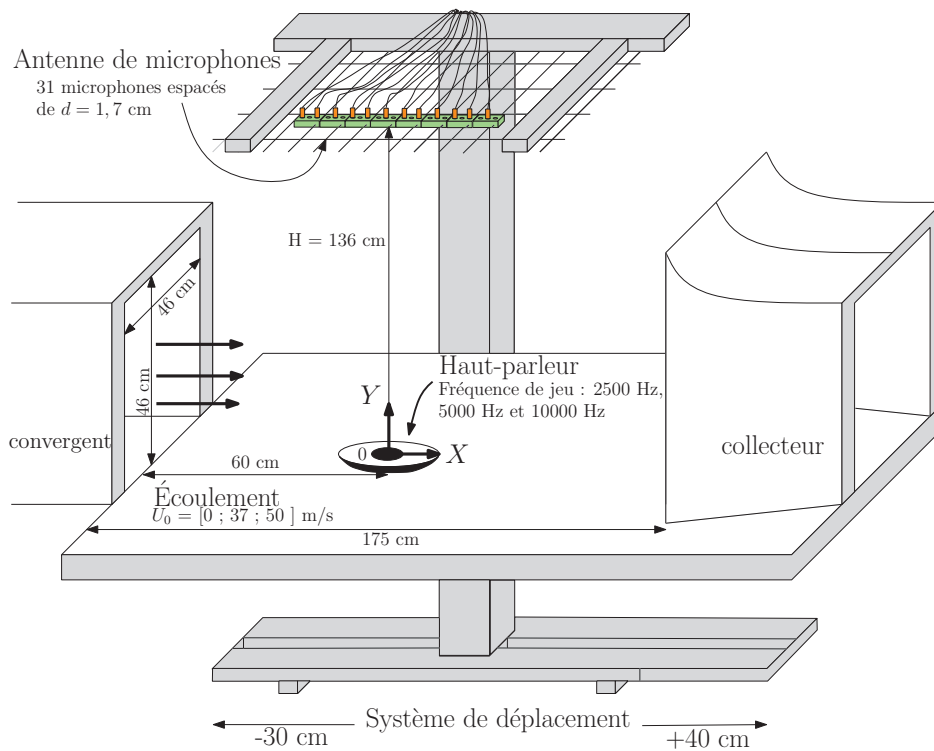


FIG. II.4.1 – Schéma présentant le dispositif expérimental utilisé pour les expériences de localisation de source en soufflerie anéchoïque par traitement par FV. Un haut-parleur émet des ondes acoustiques dans un écoulement se propageant du convergent vers le collecteur. Le signal de pression est enregistré par une antenne linéaire microphonique en dehors de l'écoulement.

l'écoulement dans la veine d'essai. La Figure II.4.2 permet de définir quatre zones caractéristiques où la vitesse moyenne évolue. La première zone, appelée couche limite, se développe sur la plaque (qui est située en $Y = 0$), la seconde zone correspond à l'écoulement uniforme et s'étend sur une distance de 46 cm environ. Cette zone est séparée de l'air au repos ($Y > 60$ cm) par la couche de cisaillement.

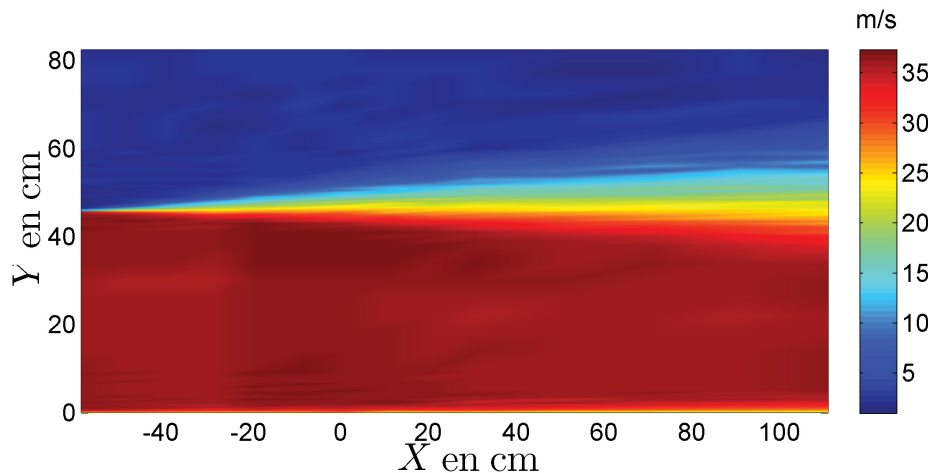


FIG. II.4.2 – Cartographie de l'écoulement moyen dans la soufflerie anéchoïque *Eole* entre le convergent et le collecteur obtenue par interpolation des profils de vitesse moyenne le long de la veine d'essai. $X = 0$ cm représente la position de la source acoustique.

Les quatorze profils de vitesse moyenne sont représentés individuellement, superposés les uns sur les autres, pour apprécier l'évolution de la couche limite et de la couche de cisaillement (Figure II.4.3). Cette représentation indique clairement un accroissement des épaisseurs de la couche limite et de la couche de cisaillement fonction de la position du profil par rapport au convergent. La suite de l'étude s'attache à déterminer ce taux d'accroissement de l'épaisseur de la couche limite et de l'épaisseur de la couche de cisaillement.

La naissance de la couche limite sur la plaque provient des effets de viscosité et de frottement qui entraînent l'annulation de la vitesse du fluide à la paroi. L'épaisseur de la couche limite croît avec la distance. Elle peut être définie comme l'épaisseur à 95% de la vitesse maximale. Pour chaque profil, l'épaisseur de couche limite est calculée et présentée en Figure II.4.4. L'épaisseur de couche limite croît linéairement de 0,5 cm à la sortie du convergent jusqu'à 2,4 cm à 170 cm de celui-ci. D'après [57], l'évolution de la couche limite dans la soufflerie *Eole* correspond à une couche limite turbulente pleinement développée.

L'air au repos de la soufflerie est séparé de l'écoulement par une couche de cisaillement. L'épaisseur de cette dernière est déterminée par la différence des deux hauteurs limites pour lesquelles la vitesse moyenne est mesurée égale à 90% et 10% de la vitesse maximale. Le résultat obtenu sur les données expérimentales est présenté en Figure II.4.5. L'épaisseur de la couche de cisaillement croît linéairement de 2 cm à la sortie du convergent jusqu'à 25 cm à 170 cm de celui-ci. Ainsi, le taux d'accroissement de la couche de cisaillement, défini par la pente de la droite, vaut approximativement 14 cm pour 1 m. Ce résultat est classique pour les jets libres de souffleries subsoniques [58].

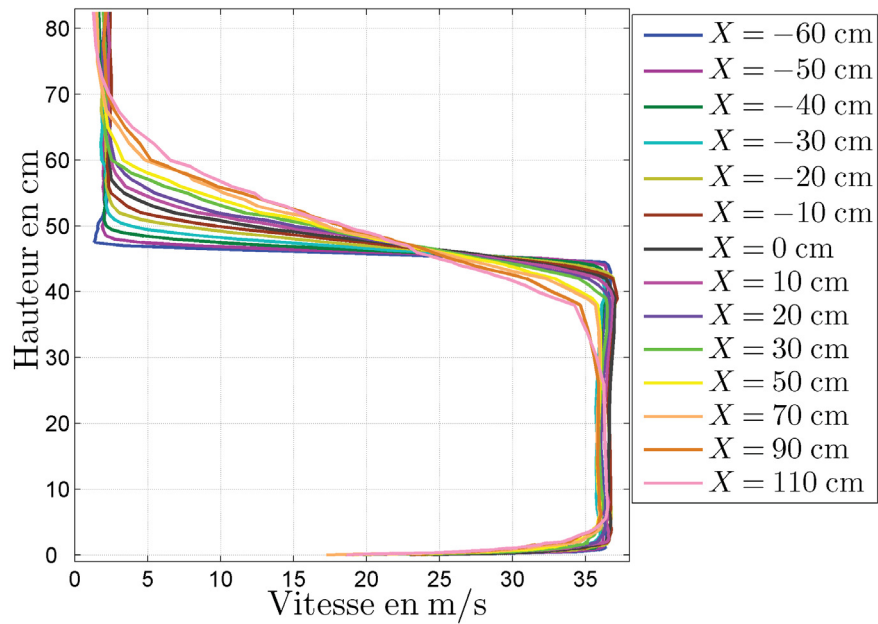


FIG. II.4.3 – Superposition des quatorze profils verticaux de vitesse moyenne le long de la veine, obtenus par une mesure au fil chaud.

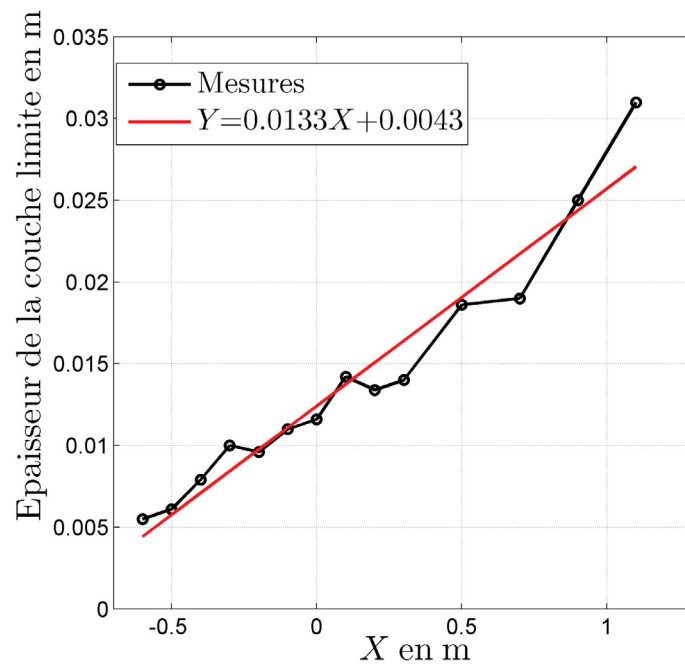


FIG. II.4.4 – Évolution en fonction de X de l'épaisseur de la couche limite à 95%. Les o sont obtenus par la mesure et le trait plein par régression linéaire.

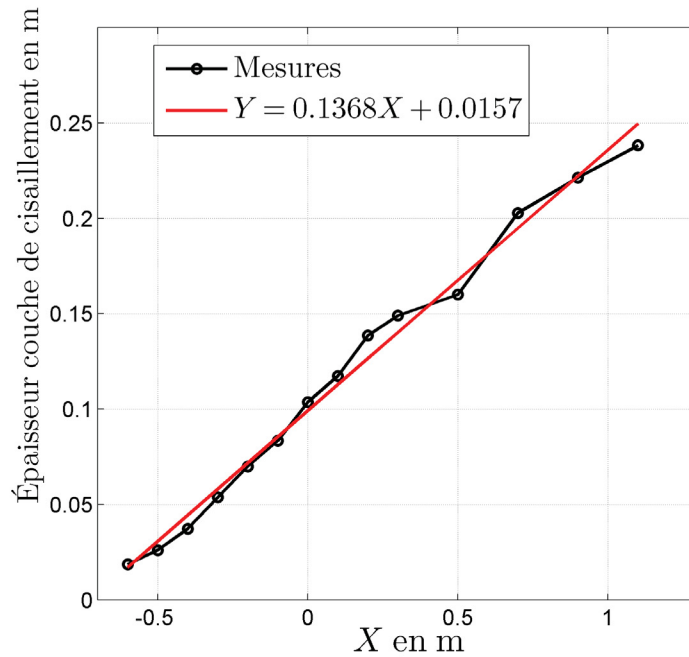


FIG. II.4.5 – Évolution en fonction de X de l'épaisseur de la couche de cisaillement. Les \circ sont obtenus par la mesure et le trait plein par régression linéaire.

Une caractérisation partielle du champ turbulent est présentée en considérant l'intensité turbulente qui a pour expression

$$\sqrt{\overline{u'^2}}/U_0 \quad (4.2)$$

où $\overline{u'^2}$ représente la valeur moyenne du carré de la fluctuation de vitesse et U_0 la vitesse moyenne maximale (toutes les deux dans la direction axiale). Ces profils d'intensité turbulente sont présentés en Figure II.4.6. Les maxima d'intensité turbulente sont localisés au niveau de la couche limite et de la couche de cisaillement. Le maximum d'intensité turbulente est situé au niveau de la couche de cisaillement et est de l'ordre de 15%. Ce résultat est de nouveau typique des jets libres en soufflerie [58].

Ces mesures de vitesse de l'écoulement permettent de caractériser d'un point de vue aérodynamique la veine d'essai dans laquelle les mesures acoustiques sont effectuées. Ainsi, les paramètres liés à la correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique (la hauteur de l'écoulement moyen et la vitesse maximale) sont déterminés. L'influence de ces paramètres sur la localisation de source via le traitement par FV peut être maintenant étudiée.

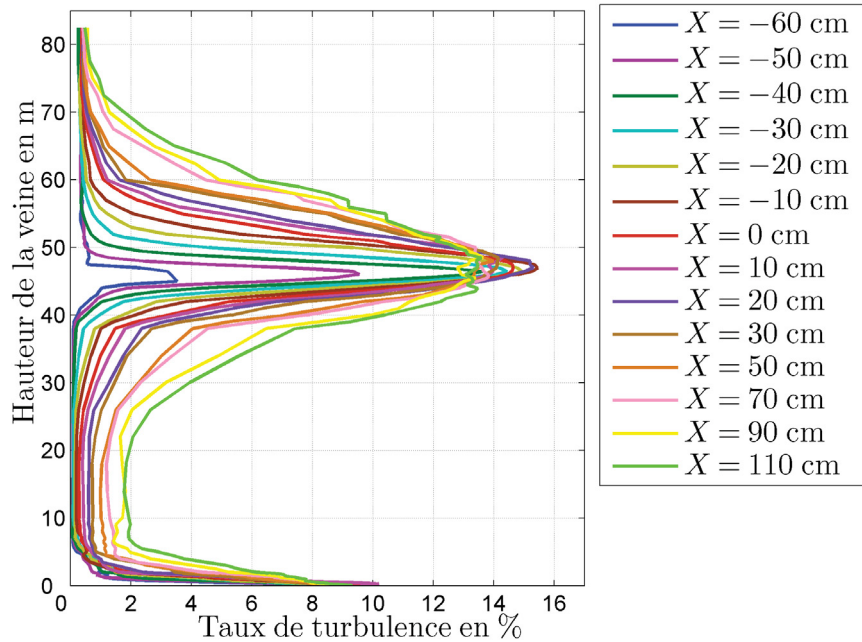


FIG. II.4.6 – Profil d'intensité turbulente des quatorze profils verticaux le long de la veine obtenus par une mesure au fil chaud.

4.2 Validation expérimentale du traitement de localisation sans écoulement

Les murs de la soufflerie *Eole* ont un traitement anéchoïque, mais certains éléments (notamment le collecteur et le convergent), situés à proximité de la source peuvent entraîner des réflexions dégradant la qualité de la localisation. De même, malgré tout le soin apporté aux mesures, certaines imperfections du dispositif expérimental peuvent induire des erreurs de localisation.

Ainsi, afin de valider le traitement par FV, les premières mesures acoustiques dans l'environnement de la soufflerie, sont menées sans écoulement. Pour cela, la soufflerie est à l'arrêt, et seul le haut-parleur fonctionne, émettant un signal sinusoïdal. Le centre de l'antenne est placé en face (à l'aplomb) du haut-parleur à une distance $H = 136$ cm. L'antenne est composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm, son envergure est de $L = 51$ cm. Par conséquent, l'intervalle de fréquence opératoire pour l'antenne est $[0,7 ; 10]$ kHz, d'après les Équations (3.21) et (3.22). Le signal acoustique capté par les microphones est échantillonné à 100 kHz sur une durée de 5 secondes. Les signaux microphoniques sont divisés par la sensibilité des microphones, obtenue via un pistonphone émettant un signal sinusoïdal à 1 kHz et 114 dB, et la valeur moyenne est soustraite. Puis le traitement par FV est appliqué.

Les figures de directivité sont générées comme décrit dans la section 3.3, elles indiquent la position de la source grâce à la position du lobe principal (ou maximum de la figure de directivité). Dans le cas d'un haut-parleur placé en face du centre de l'antenne, émettant un

signal sinusoïdal à la fréquence $F = 10$ kHz, la figure de directivité obtenue est présentée en Figure II.4.7. Dans la suite de ce document, l'amplitude est normalisée par la valeur maximale de la figure de directivité. La ligne de focalisation où la source est recherchée s'étend sur une zone de 120 cm échantillonnée par pas de 0,5 cm. La figure de directivité présente un lobe principal centré en $X = 0,005$ m ce qui constitue une erreur de 0,5 cm par rapport à la position réelle de la source. Cette erreur est très petite devant le diamètre du haut-parleur, de l'ordre de 15 cm. Par conséquent, le traitement par FV utilisé dans un cas sans écoulement permet de localiser très précisément la position de la source acoustique dans l'environnement de la soufflerie.

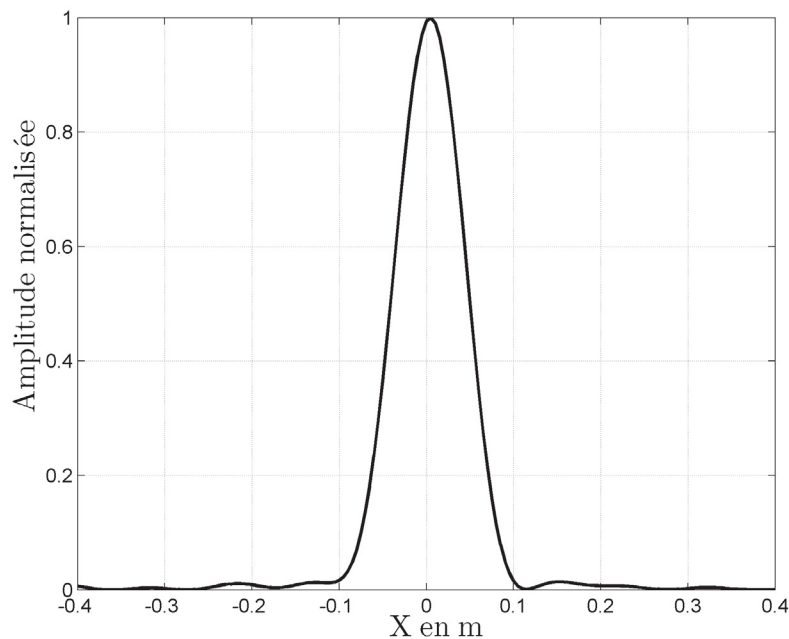


FIG. II.4.7 – Figure de directivité pour un haut-parleur placé en face du centre de l’antenne à $H = 136$ cm, sans écoulement. Le signal source est un sinus à la fréquence $F = 10$ kHz. L’antenne est constituée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm

La première expérience a validé le traitement par FV pour une source sonore placée en face du centre de l’antenne dans un milieu au repos. La suite s’attache à étudier les capacités du traitement par FV quand l’antenne est décalée par rapport à la position de la source. La configuration de la chambre anéchoïque permet un déplacement maximal de l’antenne de -30 cm en amont et $+40$ cm en aval. L’expérience de localisation de source est donc effectuée pour quatorze positions d’antenne différentes, allant de -30 cm à $+40$ cm par pas de 5 cm. Pour chaque cas, le signal source est un sinus à la fréquence $F = 10$ kHz et la géométrie de l’antenne est conservée ($M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm).

Les positions estimées de la source par le traitement par FV sont obtenues grâce aux maxima des figures de directivité. Ces positions estimées sont tracées sur un graphique en fonction de la position réelle de l’antenne. Cette représentation, qui est conservée tout au long du chapitre, permet de comparer la position estimée de la source par le traitement

par FV à la position réelle de l'antenne, pour toutes les positions étudiées (Figure II.4.8.a). L'abscisse représente la position réelle de l'antenne suivnat l'axe X et l'ordonnée la position estimée de la source par le traitement par FV. Ainsi, quand l'antenne est décalée vers l'aval de 10 cm, la source se retrouve 10 cm en amont par rapport au centre de l'antenne, la position de la source est donc négative (le centre de l'antenne étant l'origine). Inversement, quand l'antenne est décalée vers l'amont, la source se retrouve en aval du centre de l'antenne et sa position est positive. Ainsi si aucune erreur n'entache la localisation, les positions de source estimées par le traitement par FV sont situées sur une droite $Y = -X$ en fonction de la position réelle de l'antenne.

Les positions estimées par le traitement par FV sont en accord avec les positions réelles (Figure II.4.8.a). Pour des positions d'antenne entre -20 et $+20$ cm, l'erreur commise sur la position est de l'ordre du centimètre. En revanche, pour des positions d'antenne supérieures à 20 cm l'erreur augmente jusqu'à atteindre 2 cm.

L'erreur commise sur l'estimation de la position de la source est illustrée en calculant la différence entre la position réelle de l'antenne et la position estimée de la source (Figure II.4.8.b). Pour des positions en amont de l'antenne, l'erreur est négative, tandis qu'elle est positive pour des positions en aval. Ainsi, malgré de nombreuses précautions, une légère erreur est commise sur l'estimation de la position. L'hypothèse est faite que cette erreur est vraisemblablement liée au positionnement de l'antenne (déplacement pas exactement parallèle, antenne légèrement inclinée ou légère flexion des bras supportant l'antenne). Par la suite, c'est-à-dire en présence d'écoulement, on suppose donc que les mêmes erreurs viennent entacher les estimations de localisation pour les positions excentrées de l'antenne et peuvent être considérées comme un biais de mesure. Pour cette raison, une correction systématique est appliquée aux estimations de la position de la source en écoulement pour chaque fréquence de jeu de la source. Cependant, au regard de la dimension de la source sonore (diamètre de 15 cm), ces erreurs sont très faibles. Ainsi, le traitement par FV permet une bonne localisation de la position de la source sonore pour des positions excentrées de l'antenne.

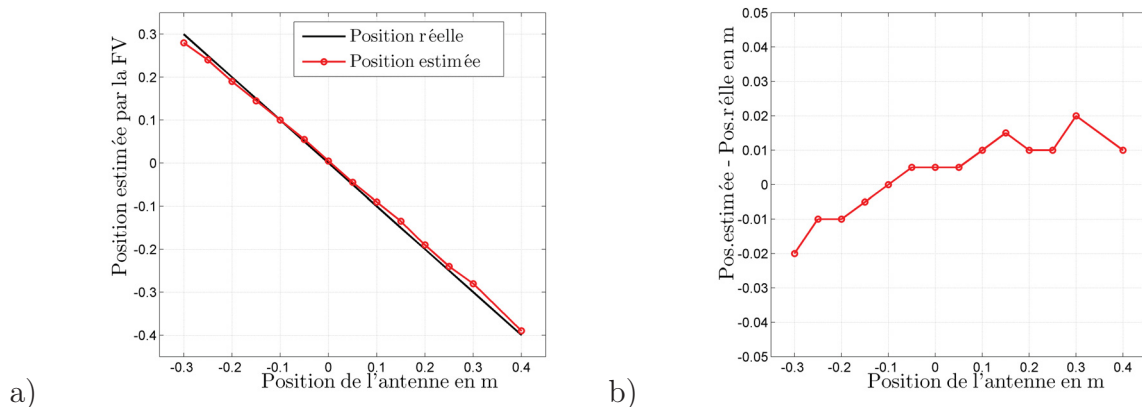


FIG. II.4.8 – a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne (sans écoulement, source à $F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm) b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position réelle de l'antenne.

La même expérience est réitérée pour une source sonore émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz et $F = 2,5$ kHz. Les positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne sont présentées en Figure II.4.9.a. Pour des positions de source proches du centre de l'antenne, le traitement par FV permet de nouveau une bonne estimation de la position de la source. En revanche, pour des positions de source au-delà de 20 cm par rapport au centre de l'antenne, l'estimation de la position est moins précise et l'erreur atteint au plus 2 cm pour $F = 5$ kHz et 5 cm pour $F = 2,5$ kHz (Figure II.4.9.b). Rappelons que la diminution de la fréquence du signal source entraîne un élargissement du lobe principal (car la résolution dépend de la longueur d'onde) et donc une estimation de la position partiellement moins précise.

En conclusion, ces expériences préliminaires sans écoulement ont permis de valider le traitement d'antenne mis en place dans la soufflerie anéchoïque *Eole*. Sur une large gamme de fréquence ($[2,5; 10]$ kHz), l'erreur de localisation reste inférieure à 2 cm pour des positions de source se situant dans l'intervalle $[-20; 20]$ cm, ce qui correspond à un intervalle d'angle d'ouverture opérationnel de $[-8, 4^\circ; +8, 4^\circ]$. Les effets de l'écoulement moyen sur ces performances sont étudiés dans la section suivante.

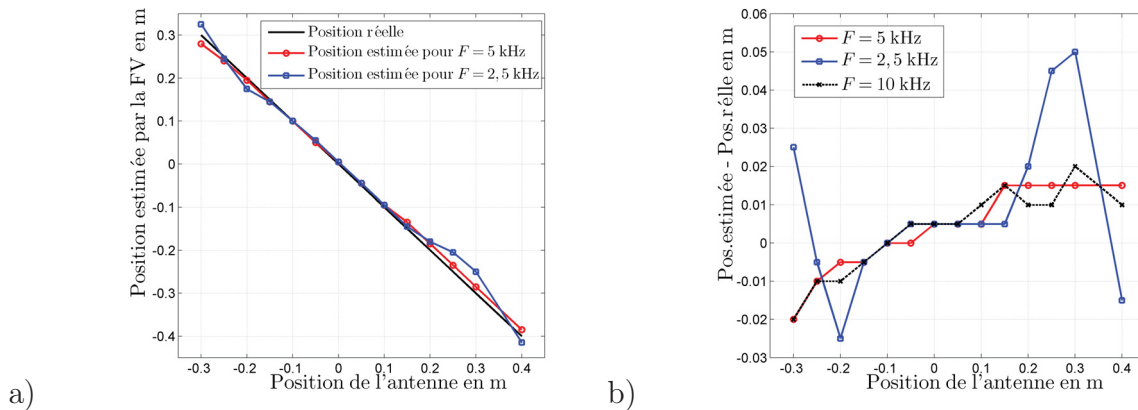


FIG. II.4.9 – a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne pour $F = 5$ kHz et $F = 2,5$ kHz (sans écoulement, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm. b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position de l'antenne.

4.3 Localisation d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé

Caractérisation du bruit de fond

Le traitement par FV a été validé pour trois fréquences d'émission du signal source et pour plusieurs positions de source par rapport au centre de l'antenne. Les mêmes expériences sont désormais réalisées en présence d'un écoulement (caractérisé en section 4.1).

La première étape consiste à quantifier le bruit de fond créé par l'écoulement. Pour cela, la pression acoustique est enregistrée par un microphone placé hors écoulement à 1 m au-dessus du haut-parleur. Les densités spectrales de puissance (DSP) des signaux de pression sont tracées sur la Figure II.4.10. Sans écoulement le niveau global de pression acoustique, noté *OASPL* (pour OverAll Sound Pressure Level), est de 47 dB dans la gamme fréquentielle [100–10000] Hz. Lorsque la soufflerie est mise en route ce niveau augmente pour atteindre 66 dB environ à $U_0 = 37$ m/s (principalement dû au bruit propre de l'écoulement et du ventilateur). Pour la vitesse maximale à $U_0 = 50$ m/s, le niveau global de pression acoustique est de 75 dB. Ces niveaux sont en accord avec ceux obtenus par Mathew [59] dans la soufflerie anéchoïque de l'Université de Floride ($OASPL = 40,8$ dB pour $U_0 = 0$ m/s et $OASPL = 74,7$ dB pour $U_0 = 43$ m/s). Il est à noter que les densités spectrales de signaux de pression ont des contenus spectraux très similaires pour les deux vitesses d'écoulement.

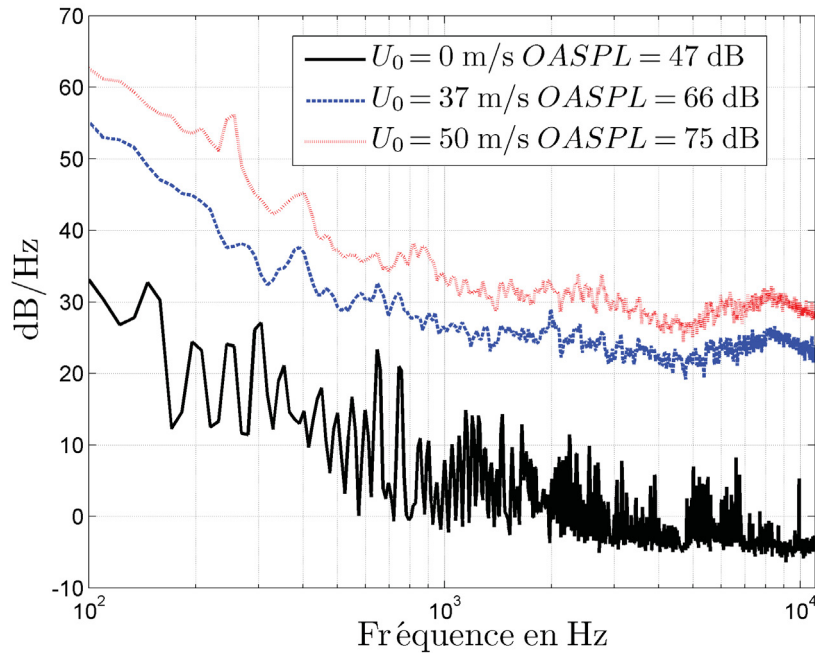


FIG. II.4.10 – Densités spectrales de puissance des signaux de pression en dB/Hz pour trois vitesses $U_0 = 0$ m/s, $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s (la pression acoustique de référence est $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa).

Pour appliquer le traitement par FV dans les meilleures conditions, le signal source doit être au moins supérieur de 10 dB par rapport au niveau du bruit de fond [40]. Pour vérifier cette condition, les DSP pour les trois fréquences de jeu sont tracées pour la vitesse maximale de l'écoulement $U_0 = 50$ m/s. La Figure II.4.11 montre que le niveau est largement supérieur pour les trois fréquences étudiées et émerge d'au moins 30 dB par rapport au niveau de bruit engendré par la soufflerie à la fréquence du signal source. Par conséquent, le traitement par FV peut être appliqué sans risque de perte d'informations due à un niveau excessif du niveau de bruit de fond de la soufflerie.

Résultats à 10 kHz

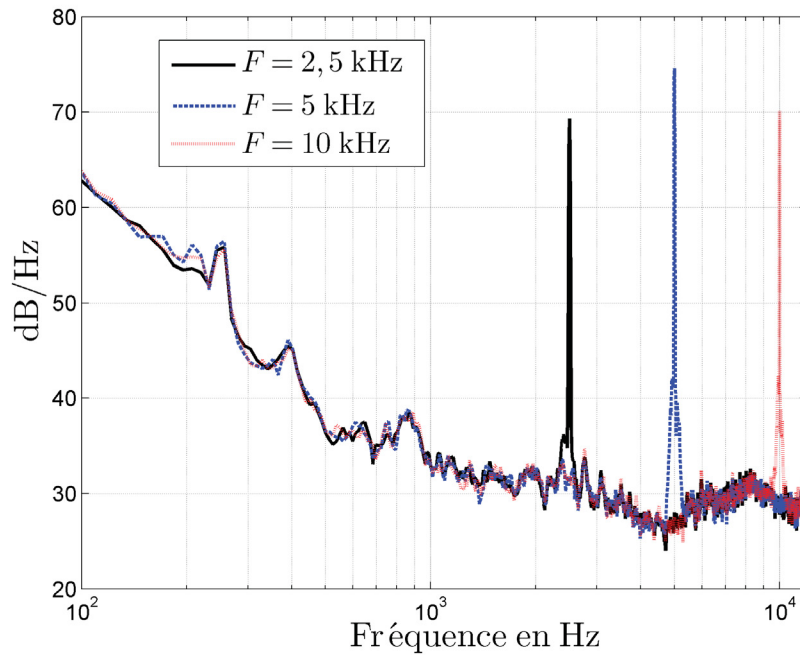


FIG. II.4.11 – Densité spectrale de puissance des signaux de pression en dB/Hz pour les trois fréquences de jeu $F = 2,5$ kHz, $F = 5$ kHz et $F = 10$ kHz à $U_0 = 50$ m/s (la pression acoustique de référence est $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa).

Les effets de l'écoulement sur l'estimation de la position de la source sonore par FV sont maintenant étudiés. Deux vitesses d'écoulement sont considérées, $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s (équivalentes à $U_0 = 133$ km/h et $U_0 = 180$ km/h respectivement). Les positions de l'antenne par rapport à la source sont conservées (voir section 4.2). Le centre de l'antenne est situé à $H = 136$ cm de la source et celle-ci est composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm. Le haut-parleur émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 10$ kHz.

Pour chaque position d'antenne, le traitement par FV est appliqué aux signaux microphoniques et l'estimation de la position de la source, donnée par le maximum de la figure de directivité, est reportée sur un graphique en fonction de la position réelle de l'antenne. Les résultats obtenus, pour les deux vitesses d'écoulement, sont présentés sur la Figure II.4.12.a. L'estimation de la position de la source par FV montre, pour les deux vitesses d'écoulement, un décalage vers l'aval pour toutes les positions de l'antenne.

Ainsi, en présence d'un écoulement entre la source sonore et l'antenne microphonique, le trajet des rayons acoustiques est modifié et l'estimation de la position de la source par FV ne permet plus d'aboutir à la position réelle de la source (les droites obtenues pour les deux vitesses d'écoulement ne sont pas superposées à la droite indiquant la position réelle). Par exemple, pour $U_0 = 37$ m/s et pour le centre de l'antenne en face de la source, le traitement par FV estime la position de la source à $+5,5$ cm du centre de l'antenne, c'est-à-dire un décalage de $5,5$ cm vers l'aval par rapport à la position réelle. Par conséquent, l'écoulement a pour effet de déplacer ou convecter virtuellement la source vers l'aval. Ce

décalage est expliqué par deux phénomènes prépondérants, la convection et la réfraction des ondes acoustiques. Le phénomène de convection est engendré par l'écoulement uniforme où la vitesse de l'écoulement est indépendante du temps et de l'espace. En revanche, la couche de cisaillement est vue comme une interface ou un changement de milieu par l'onde acoustique, et la réfraction domine, à cause du gradient de vitesse. Finalement, pour chaque position et pour les deux vitesses d'écoulement, l'estimation de la position de la source par FV indique une position de source décalée vers l'aval par rapport à la position réelle. Ce décalage est également mis en évidence sur la Figure II.4.12.b où la différence entre la position estimée par la FV et la position réelle de l'antenne est tracée.

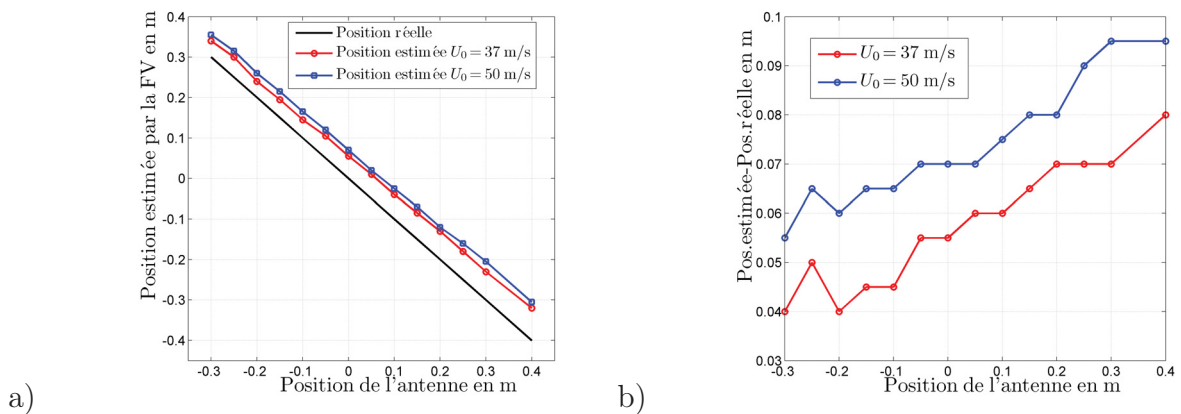


FIG. II.4.12 – a) Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position réelle de l'antenne pour $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s ($F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm. b) Erreur commise sur l'estimation de la position de la source en fonction de la position de l'antenne.

Rappelons que l'estimation de la position de la source obtenue par FV sans écoulement présente un léger biais (Figure II.4.8.b) suivant la position de la source par rapport au centre de l'antenne. Ce biais, inhérent à la mise en place du dispositif expérimental, est soustrait aux estimations des positions obtenues par FV avec écoulement, aboutissant à des estimations appelées « estimations corrigées » dans la suite de ce document. Les nouvelles estimations des positions de la source obtenues sont tracées pour $U_0 = 37$ m/s sur la Figure II.4.13.a et pour $U_0 = 50$ m/s sur la Figure II.4.13.c. La prise en compte de ce biais modifie légèrement, pour les deux vitesses d'écoulement, la pente des droites représentant l'estimation de la position de la source suivant la position de l'antenne. Le bénéfice de cette correction est plus évident sur les différences entre les positions de la source estimées et réelles, Figure II.4.13.b et Figure II.4.13.d. Par exemple, pour $U_0 = 50$ m/s, la dynamique de l'erreur (différence entre l'erreur maximale et minimale) est de 4 cm. Avec le biais, la dynamique de l'erreur est réduite à 2 cm. Finalement, le décalage moyen de l'estimation (moyenné pour toutes les positions de l'antenne, et après correction) par FV de la position de la source est de 5,4 cm pour $U_0 = 37$ m/s et de 7,0 cm pour $U_0 = 50$ m/s.

Ce décalage apparent de la position de la source peut être évalué par le produit du nombre de Mach par l'épaisseur d'écoulement uniforme (voir section 3.7). Les valeurs issues du calcul et les estimations moyennes sont présentées dans le Tableau II.4.1. Les estimations

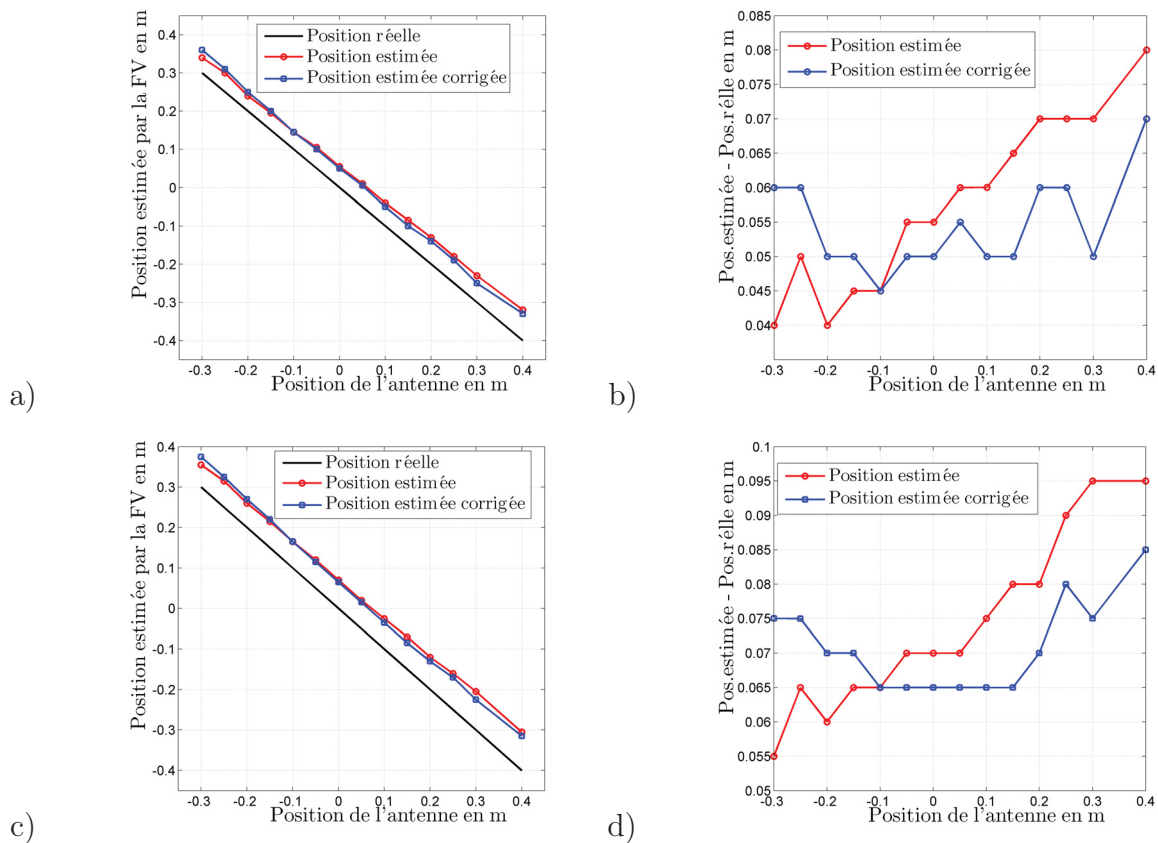


FIG. II.4.13 – Positions estimées par le traitement par FV avec et sans correction en fonction de la position réelle de l'antenne pour a) $U_0 = 37$ m/s et c) $U_0 = 50$ m/s ($F = 10$ kHz, antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm). Erreur commise sur l'estimation de la position de la source avec et sans correction en fonction de la position réelle de l'antenne pour b) $U_0 = 37$ m/s et d) $U_0 = 50$ m/s

H_{ec}	\mathcal{M}	$x_d = H_{ec} \times \mathcal{M}$	décalage expé.	$(\text{déc.expé}-x_d)/x_d$
46 cm	0,1088	5,0 cm	5,4 cm	+8%
46 cm	0,1471	6,8 cm	7,0 cm	+3%

TAB. II.4.1 – Tableau comparant le décalage de la position de la source issu du produit entre le nombre de Mach et de l'épaisseur de l'écoulement uniforme et le décalage expérimental obtenu à partir de l'estimation de la position de la source par FV.

moyennes de la position de la source par FV sont en accord avec les valeurs obtenues par calcul [46]. L'erreur relative est inférieure à 10% pour les deux vitesses d'écoulement. Ainsi, lors d'une mesure de localisation de source en soufflerie par traitement par FV, la déviation de la position de la source peut être déterminée grâce au produit du nombre de Mach par l'épaisseur de l'écoulement uniforme. Une étude plus approfondie est réalisée numériquement grâce aux EEL dans la section 5.7.

Résultats à $F = 5$ kHz et $F = 2,5$ kHz

Cette expérience est réitérée pour $F = 5$ kHz et $F = 2,5$ kHz. Les positions de la source, estimées par FV, avec et sans correction, sont représentées pour chaque fréquence et pour les deux vitesses $U_0 = 37$ m/s et $U_0 = 50$ m/s sur la Figure II.4.14. Pour $F = 5$ kHz, l'estimation moyenne par FV de la position de la source est de 5,4 cm pour $U_0 = 37$ m/s et 6,9 cm pour $U_0 = 50$ m/s. Ainsi, la division par deux de la fréquence d'émission (donc une multiplication par deux de la longueur d'onde) ne modifie pas le décalage apparent de la position de la source acoustique.

Pour $F = 2,5$ kHz, les estimations par FV des positions de la source, pour des positions excentrées par rapport au centre de l'antenne ($> |0,2|$ m), sont moins précises pour les deux vitesses comme pour le cas sans écoulement. L'estimation de la position moyenne obtenue par FV conduit à un décalage de la position de la source de 6,3 cm pour $U_0 = 37$ m/s et 8,1 cm pour $U_0 = 50$ m/s. Les valeurs de ces décalages sont plus grandes que pour $F = 10$ kHz et $F = 5$ kHz à cause des positions de source excentrées par rapport au centre de l'antenne. En ne considérant que les positions de l'antenne comprises dans l'intervalle $[-0,2; 0,2]$ m, l'estimation par FV de la position moyenne amène à un décalage de la position de la source de 5,0 cm pour $U_0 = 37$ m/s et 6,8 cm pour $U_0 = 50$ m/s.

Ainsi, dans la gamme fréquentielle $[2,5 - 10]$ kHz, l'écoulement a pour effet de décaler la position apparente de la source vers l'aval d'une quantité approximativement indépendante de la fréquence et proportionnelle au produit du nombre de Mach par l'épaisseur de l'écoulement uniforme (indépendamment de la fréquence d'émission).

Correction des effets de l'écoulement

Ce décalage apparent de la position de la source provoque une erreur de localisation, c'est pourquoi des modèles de correction des effets de l'écoulement moyen sont nécessaires. Ces modèles présentés dans les sections 3.5 et 3.6 prennent en compte l'épaisseur d'écoulement uniforme traversée, le nombre de Mach, la distance source-antenne ainsi que l'angle entre la source et le microphone. Ces deux modèles permettent d'aboutir à un formalisme plus

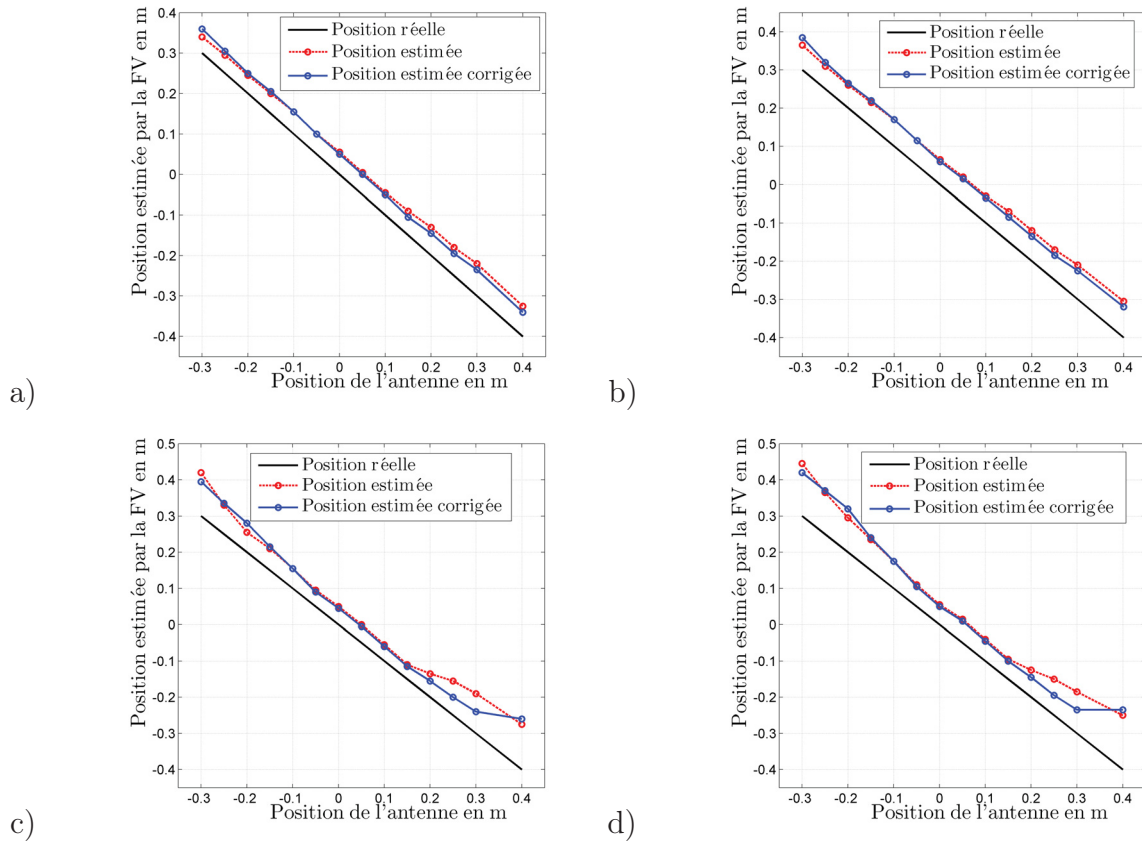


FIG. II.4.14 – Position estimée par le traitement par FV (avec et sans correction), en fonction de la position réelle de l'antenne pour $F = 5000$ Hz : a) $U_0 = 37$ m/s, b) $U_0 = 50$ m/s et $F = 2500$ Hz : c) $U_0 = 37$ m/s, d) $U_0 = 50$ m/s (antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm).

général et plus adapté au traitement par FV que l'Équation (3.39).

L'un des modèles, proposé par Amiet (voir section 3.5), se basant sur une analyse géométrique du problème, est résolu par un processus itératif. Le second, celui de Koop (voir section 3.6), est construit sur une minimisation du temps de trajet de l'onde acoustique. Ces deux modèles sont appliqués au traitement par FV vu précédemment pour les trois fréquences et les deux vitesses d'écoulement.

Les résultats sont présentés sur la Figure II.4.15. Pour les deux plus hautes fréquences, la position de la source est parfaitement localisée grâce au traitement par FV associé à ces corrections. En revanche pour $F = 2,5$ kHz, les défauts de localisation rencontrés pour des positions de source excentrées par rapport au centre de l'antenne sont retrouvés et la localisation est erronée, malgré une bonne localisation pour les positions centrales.

Le dispositif expérimental mis en place dans la soufflerie anéchoïque *Eole* pour valider le traitement par FV en écoulement a été présenté dans ce chapitre. Un haut-parleur encasté dans une plaque rayonne dans un milieu au repos ou en présence d'un écoulement. Le champ de pression acoustique est enregistré en dehors de l'écoulement par une antenne microphonique. Puis un traitement par FV est appliqué afin d'estimer la position de la source acoustique.

Les résultats ont montré que, sans écoulement, et pour trois fréquences du signal source, il est possible de localiser très précisément la position de la source.

En présence d'écoulement, la propagation des ondes acoustiques est modifiée par l'écoulement uniforme et la couche de cisaillement. Ces phénomènes dits de convection et de réfraction se traduisent par un décalage apparent de la position estimée par le traitement par FV et induisent donc une erreur sur la localisation. La position de la source estimée est en aval de la position réelle. De plus, ce décalage est indépendant de la fréquence dans la gamme étudiée et il est approximativement proportionnel au produit du nombre de Mach par l'épaisseur d'écoulement uniforme.

Enfin, le traitement par FV a été associé à deux corrections des effets de l'écoulement afin de localiser la position réelle de la source. Ces deux corrections ont montré des résultats très satisfaisants pour tous les cas étudiés.

Cependant, cette étude expérimentale de localisation de source par traitement par FV associé à des corrections de l'écoulement est limitée par le dispositif expérimental de la soufflerie anéchoïque *Eole*, en terme de nombre de Mach, épaisseur d'écoulement uniforme... C'est pourquoi, une étude numérique de localisation de source par FV est mise en place où le profil d'écoulement moyen peut être contrôlé via une expression analytique.

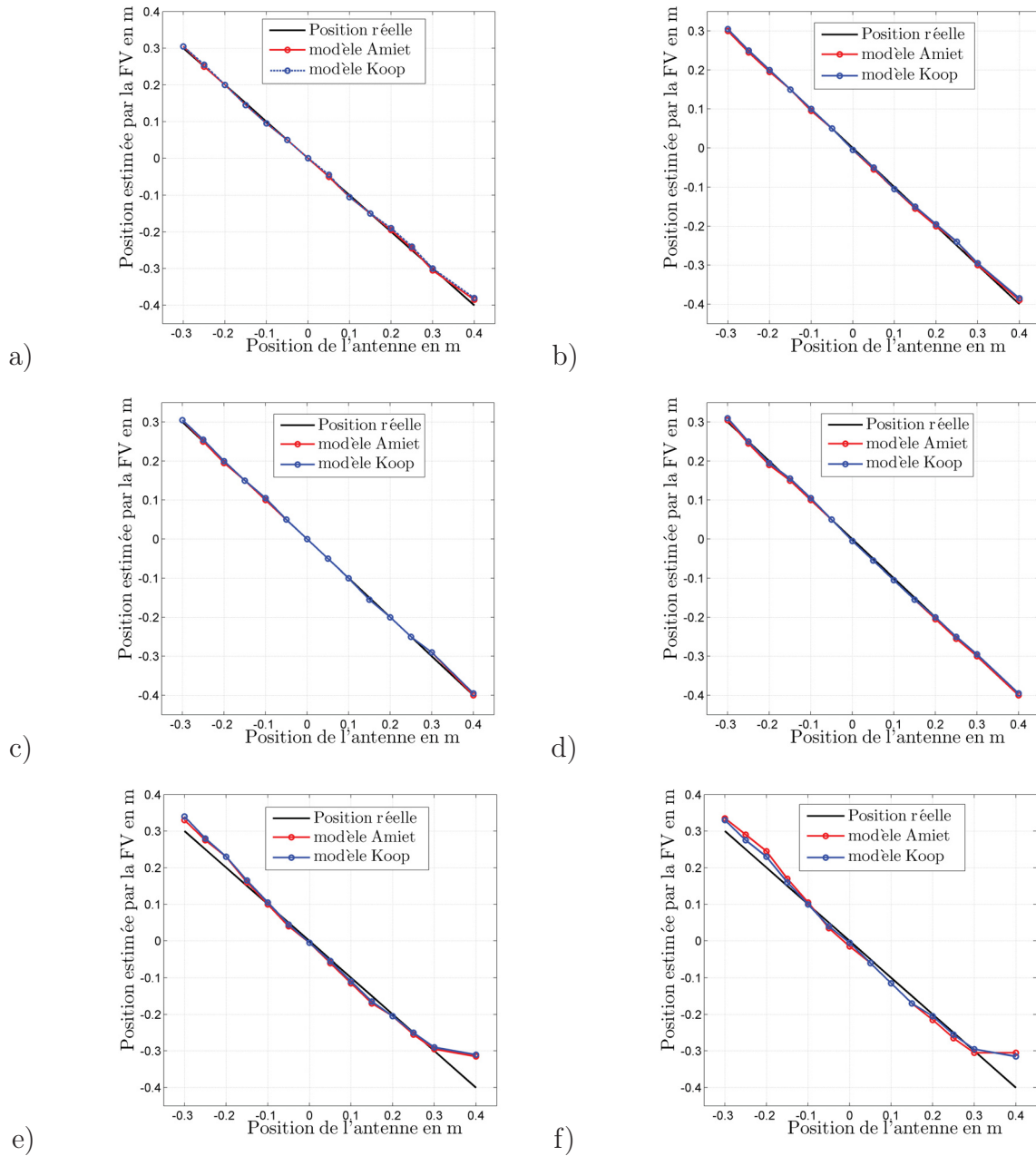


FIG. II.4.15 – Position estimée par le traitement par FV après correction, en fonction de la position réelle de l'antenne avec utilisation des corrections d'Amiet et de Koop pour $F = 10$ kHz : a) $U_0 = 37$ m/s, b) $U_0 = 50$ m/s, $F = 5$ kHz : c) $U_0 = 37$ m/s, d) $U_0 = 50$ m/s et $F = 2,5$ kHz : e) $U_0 = 37$ m/s, f) $U_0 = 50$ m/s (antenne composée de $M = 31$ microphones espacés de $d = 1,7$ cm).

Chapitre 5

Simulation numérique du rayonnement d'une source acoustique en écoulement cisailé pour l'application à la formation de voies

La résolution numérique des EEL permet de simuler la propagation d'ondes acoustiques dans un écoulement. L'étude de localisation de source par traitement par FV est donc menée maintenant numériquement. Les avantages de la simulation numérique par rapport à l'expérimentation en soufflerie sont multiples. La position de l'antenne par rapport à la source n'est pas limitée par la longueur de la veine d'essai. Les profils de l'écoulement moyen peuvent être simulés grâce à une expression analytique et ainsi les paramètres comme le nombre de Mach, l'épaisseur de l'écoulement uniforme ou l'épaisseur de la couche de cisaillement peuvent être contrôlés. Ainsi, le plan de l'étude numérique est le suivant.

Premièrement, le traitement par FV est appliqué à des champs de pression issus de la propagation d'une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos. Puis le milieu est animé par un écoulement moyen. Les profils de vitesse moyenne imposés dans la simulation numérique sont issus de l'interpolation des mesures au fil chaud sur la grille de calcul. Cette première étude permet de confronter les résultats numériques de localisation de source à ceux obtenus expérimentalement afin de valider la procédure de simulation.

Enfin, une étude paramétrique est menée. Les profils de vitesse moyenne sont simulés grâce à des expressions analytiques. Ces nouveaux profils peuvent donc être contrôlés en terme de nombre de Mach, d'épaisseur d'écoulement uniforme... Ainsi, l'influence de ces divers paramètres sur l'estimation de la position de la source par traitement par FV est étudiée et les performances des diverses techniques de correction de la position de la source sont évaluées.

5.1 Validation numérique du traitement de localisation sans écoulement

La première étape de cette étude numérique consiste à simuler la propagation d'ondes acoustiques dans un milieu au repos, afin de vérifier si les positions estimées de la source par le traitement par FV des champs de pression issus d'une simulation numérique sont correctes. Pour simuler le rayonnement acoustique du haut-parleur dans la soufflerie anechoïque, les EEL sont résolues avec un terme source monopolaire dans le membre de droite de l'Équation (2.5).

Les distances numériques sont adimensionnées en utilisant une longueur de référence. Plusieurs choix sont possibles. La longueur de référence L_{ref} est définie comme une longueur d'onde de référence. Elle correspond dans la plupart des simulations présentées dans ce mémoire à la longueur d'onde émise par la source et en ce sens $\lambda = 10/L_{ref} = 1$. Ce ne sera cependant pas toujours le cas, par exemple pour les sources large-bande. Le pas adimensionné de la grille de calcul est défini par $\Delta x = \Delta y = \lambda/10 = 0,1$ ce qui autorise une bonne confiance dans le schéma DRP en terme de dispersion pour des valeurs adimensionnées de longueur d'onde supérieures à 0,7. Cette longueur de référence est associée à une grandeur physique qui est la longueur d'onde à la fréquence $F = 10$ kHz ($\lambda = 3,4$ cm). A partir de ces deux grandeurs, la longueur de référence et la grandeur physique associée, il est possible de convertir les distances expérimentales en distances numériques. Par exemple, la distance intercapteur est définie expérimentalement par la demi-longueur d'onde à la fréquence $F = 10$ kHz. Par conséquent, cette distance équivaut dans la simulation numérique à $d = \lambda/2 = 0,5$. Les autres correspondances sont fournies dans le Tableau II.5.1. La plus grande distance est imposée par la distance source-antenne, par conséquent la grille de calcul se doit d'être supérieure dans une des deux directions à 40,6. La grille de calcul choisie est cartésienne et de taille $L_x = L_y = 49,1$. Les méthodes numériques utilisées pour la résolution des EEL sont décrites dans les sections 2.2 à 2.5.

	Expérience (cm)	Numérique
Longueur d'onde	$\lambda = 3,4$	$\lambda = 1$
Distance intercapteur d	$\lambda/2$	0,5
Distance source antenne H	136	40,6
Hauteur de l'écoulement H_{ec}	46	13,5
Envergure de l'antenne L	51	15

TAB. II.5.1 – Tableau de conversion entre les distances expérimentales et numériques.

La source choisie est harmonique, monopolaire et est décrite par l'Équation (2.24). La position de la source est $X = Y = 0$. La source ne pouvant pas être placée sur les bords du domaine numérique à cause des conditions aux limites, la position $Y = 0$ est décalée par rapport à la limite du domaine et les $Y < 0$ ne sont pas représentés par la suite. De plus, la position $X = 0$ est également décalée par rapport au centre du domaine, l'explication est fournie dans la section suivante en présence d'écoulement. La longueur d'onde est fixée à

$\lambda = 1$. L'antenne, dont le centre est situé à une distance $H = 40,6$ de la source, est linéaire uniforme et composée de $M = 31$ capteurs virtuels, ce qui lui confère une taille $L = 15$. Finalement, le calcul numérique est effectué sur 1200 itérations temporelles pour un CFL égal à 1 dans toutes les simulations traitant du traitement par FV.

Le premier cas étudié est celui pour lequel le centre de l'antenne est placé en face de la source (c'est-à-dire, $X = 0$) dans un milieu au repos ($\mathcal{M} = 0$). Trois champs instantanés de pression sont présentés sur la Figure II.5.1. Cette figure met en évidence le rayonnement en ondes sphériques de la source. Le signal de pression est enregistré sur l'antenne virtuelle représentée par le trait noir sur les champs instantanés de pression.

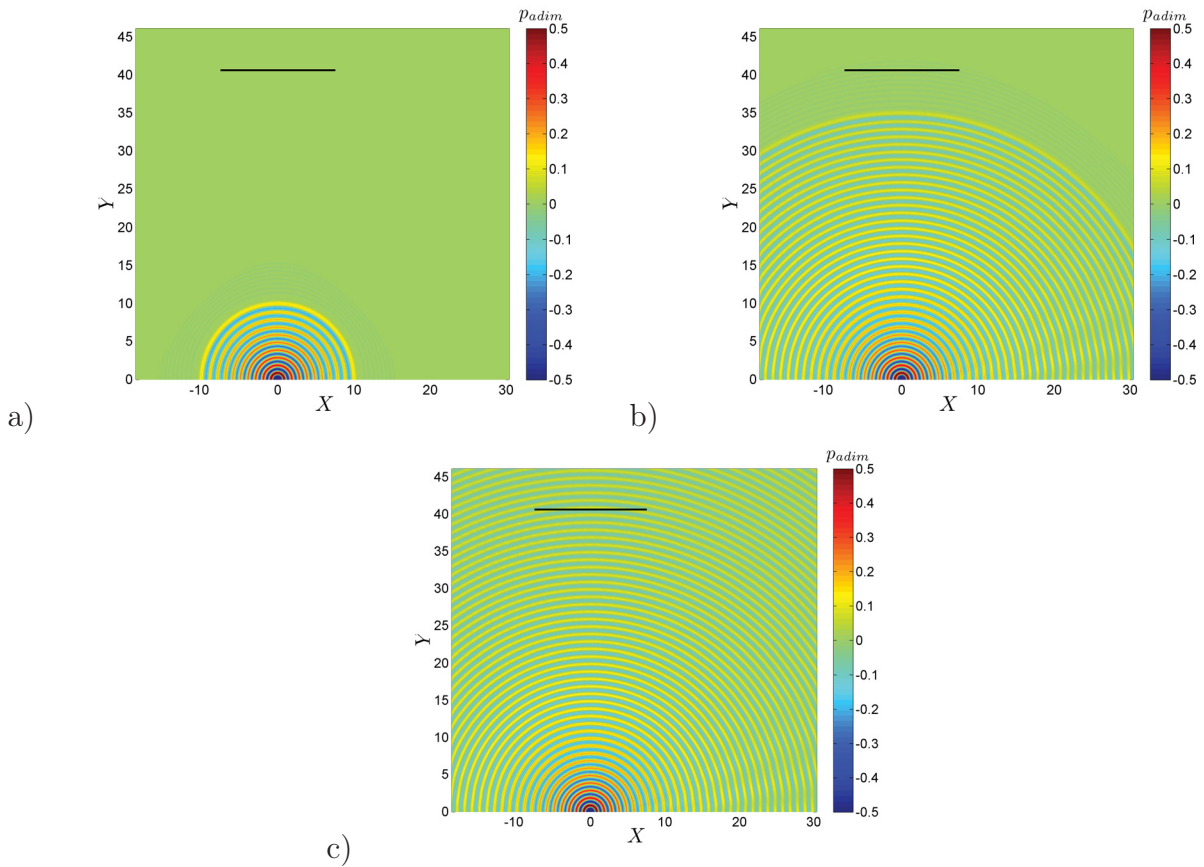


FIG. II.5.1 – Champs instantanés de pression d'un monopôle rayonnant dans un milieu au repos pour trois instants différents. Le trait noir en $Y = 40,6$ représente la position de l'antenne.

Le traitement par FV, décrit par l'Équation (3.11), est appliqué aux signaux de pression enregistrés par l'antenne. La figure de directivité obtenue est présentée sur la Figure II.5.2 (rappelons que le centre de l'antenne est en face de la source). La position estimée de la source par le traitement par FV est $X = 0$. Ainsi, le traitement par FV, appliqué à des signaux de pression issus de la simulation numérique d'un monopôle rayonnant dans un milieu au repos, estime parfaitement la position de la source.

Après avoir vérifié l'efficacité du traitement par FV pour une source sonore en face du

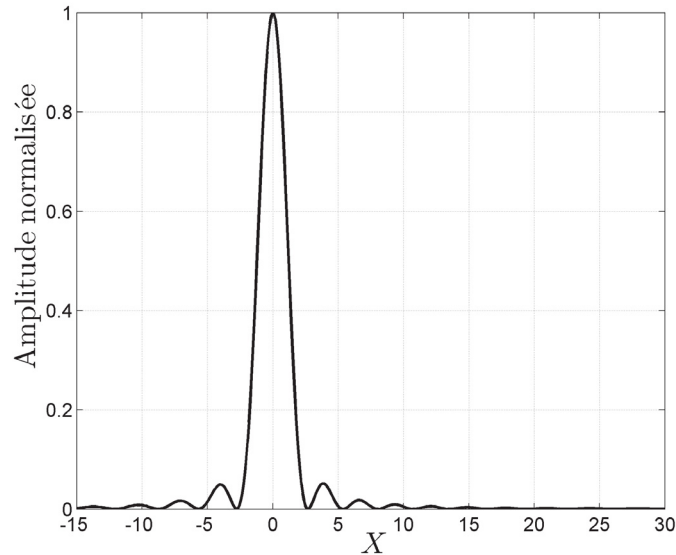


FIG. II.5.2 – Figure de directivité obtenue à partir du traitement par FV, pour un monopôle, placé en face du centre de l’antenne ($X = 0$) dans un milieu au repos. La source est harmonique, monopolaire, de longueur d’onde $\lambda = 1$. L’antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

centre de l’antenne, nous nous intéressons à des positions excentrées d’antenne par rapport à la source. Trois positions d’antenne vers l’amont de la source et sept vers l’aval sont considérées. L’antenne est décalée par pas d’environ $X = 2,9$ sur l’intervalle $X = [-8, 8; 20, 6]$. En considérant la longueur d’onde à 10 kHz comme grandeur physique associée à la longueur de référence, le décalage maximal du centre de l’antenne par rapport à la source est de 70 cm dans le domaine physique, ce qui correspond à un angle $\theta \approx 30^\circ$ entre la source et la normale à l’antenne.

Les positions estimées de la source par le traitement par FV sont recherchées pour toutes les positions d’antenne et reportées sur un graphique (Figure II.5.3). Les conventions de représentations sont identiques à celles utilisées dans les sections (4.2) et (4.3). La droite noire ($Y = -X$), représente la position du centre de l’antenne, par rapport à la position de la source, imposée dans le code numérique. Par exemple, pour une position d’antenne décalée vers l’aval de $X = 5$, la position de la source se retrouve décalée vers l’amont, par rapport au centre de l’antenne, de $X = -5$, ainsi, la position estimée par le traitement par FV doit être $X = -5$. La droite rouge représente les positions estimées par le traitement par FV. Les positions estimées de la source par le traitement par FV sont en très bon accord avec les positions imposées dans le code numérique. Dans la gamme $X = [-8, 8; 8, 8]$, les positions estimées de la source par le traitement par FV sont exactement celles imposées. Au-delà $X = 8, 8$, l’erreur commise sur l’estimation de la position de la source est très faible et est de l’ordre de 0, 1.

En conclusion, le traitement par FV appliqué à des signaux de pression issus d’un code numérique résolvant les EEL (sans écoulement) permet d’estimer très précisément la position

de la source imposée dans la simulation numérique. L'étude est menée désormais pour une source placée dans un écoulement.

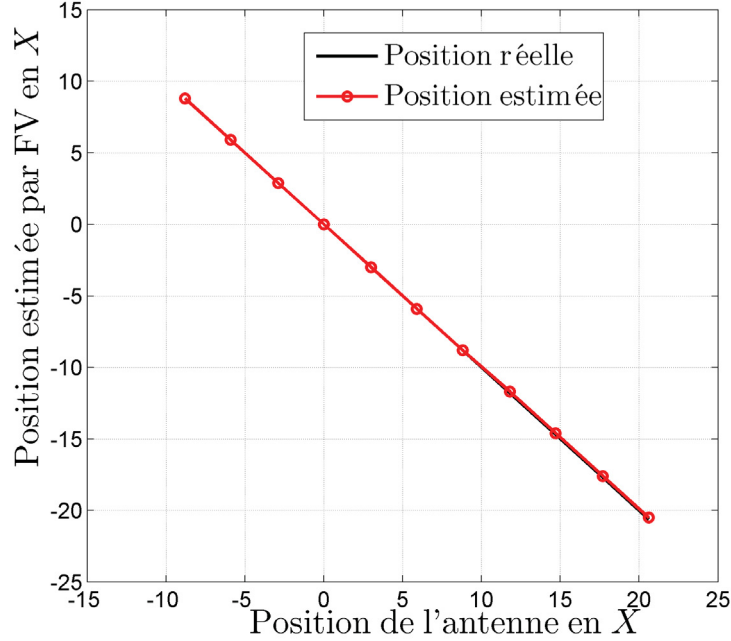


FIG. II.5.3 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique. La source est harmonique, monopolaire de longueur d'onde $\lambda = 1$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

5.2 Localisation d'une source monopolaire placée dans un écoulement cisailé

La résolution numérique des EEL permet de simuler la propagation d'ondes acoustiques dans un écoulement et donc l'étude expérimentale de localisation de source menée dans la soufflerie anéchoïque *Eole* présentée dans la section (4.3). Pour simuler au mieux l'écoulement présent dans la veine d'essai, le profil de l'écoulement moyen imposé dans les EEL est issu des mesures de vitesse au fil chaud. Les effets de l'écoulement moyen sur la propagation des ondes acoustiques de la source jusqu'à l'antenne sont par conséquent similaires à ceux de la soufflerie. Ainsi, les résultats numériques obtenus par traitement par FV peuvent être confrontés aux résultats expérimentaux afin de valider l'utilisation de la simulation numérique dans le but de la localisation de source.

Les profils de vitesses mesurés expérimentalement doivent être adaptés sur la grille de calcul. En effet, la hauteur d'écoulement mesurée par fil chaud est inférieure à la distance source-antenne, il est donc nécessaire de définir correctement la zone avec un écoulement et

CHAPITRE 5. SIMULATION NUMÉRIQUE DU RAYONNEMENT D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ POUR L'APPLICATION À LA FORMATION DE VOIES

celle où le milieu est au repos sur la grille de calcul. De plus, la position expérimentale de la source, suivant l'axe Y , correspond à la naissance de la couche limite. Or, la source ne peut pas être placée sur la frontière du domaine numérique à cause des conditions aux limites. Le début du profil d'écoulement doit être décalé verticalement. Pour déterminer l'écoulement moyen imposé dans la simulation numérique, les profils expérimentaux sont interpolés linéairement sur une partie de la grille de calcul. La vitesse de l'écoulement moyen est imposée à zéro en dehors de la zone définie par les profils de vitesse. Le champ de vitesse moyenne obtenu est présenté sur la Figure II.5.4. Pour $Y \in [-3; 0]$, la vitesse moyenne de l'écoulement est égale à zéro. Le profil d'écoulement débute en $Y = 0$. Ainsi, la source placée en $Y = 0$ se situe à la naissance de la couche limite comme dans l'expérience et est décalée du bord du domaine numérique. Pour $Y \in [0; 23, 2]$, le profil de vitesse expérimental est interpolé sur la grille de calcul. Les différentes zones de l'écoulement moyen définies expérimentalement (couche limite, écoulement uniforme et couche de cisaillement) apparaissent clairement sur le champ de vitesse moyenne. Au-delà de $Y = 23, 2$, la vitesse moyenne de l'écoulement est imposée à zéro, cette zone correspond à l'air au repos où est située l'antenne expérimentalement. L'origine de la source suivant l'axe X est décalée vers l'amont par rapport au centre du domaine numérique afin de respecter la position expérimentale de la source par rapport à l'épaisseur de la couche de cisaillement existant à la verticale de celle-ci. Ainsi, l'écoulement moyen imposé dans la simulation numérique et la position de la source par rapport à l'écoulement sont similaires à ceux utilisés expérimentalement. Le nombre de Mach de la simulation est donc identique au nombre de Mach expérimental, $\mathcal{M} = 0.106$.

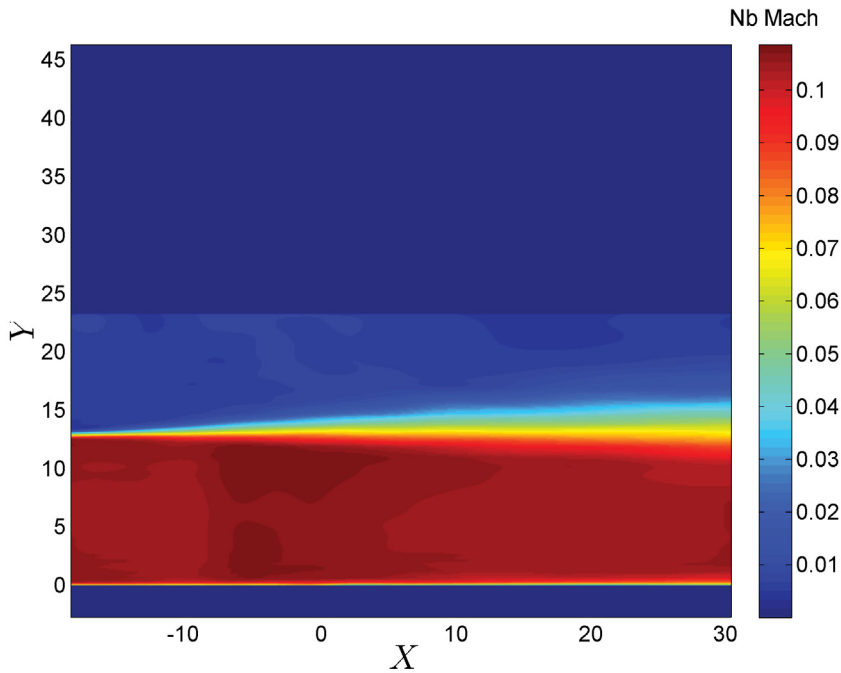


FIG. II.5.4 – Champ de vitesse moyenne utilisé dans le code numérique. Ce champ est obtenu à partir d'une interpolation des profils de l'écoulement moyen obtenus par des mesures au fil chaud (voir section 4.1). Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$.

L'antenne, dont le centre est placé à l'aplomb en face de la source acoustique et à une distance $H = 40,6$, est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$. Le champ de pression capté par l'antenne est perturbé par la présence de l'écoulement moyen, la Figure II.5.5 illustre ce résultat. Le champ de pression en-dessous de la couche limite, c'est-à-dire pour les $Y < 0$, n'est pas représenté. L'interaction entre la couche limite et les ondes acoustiques crée une « zone de silence » en amont de la source [60]. Le nombre de Mach est faible et les effets de convection et de réfraction sur les ondes acoustiques par l'écoulement uniforme et la couche de cisaillement sont peu marqués. Le nombre d'onde est cependant légèrement inférieur en aval de la source comme le prédit l'Équation (1.15). Finalement, le champ acoustique rayonné est visiblement peu modifié par l'écoulement moyen, en dehors de la couche limite, et atteint l'antenne.

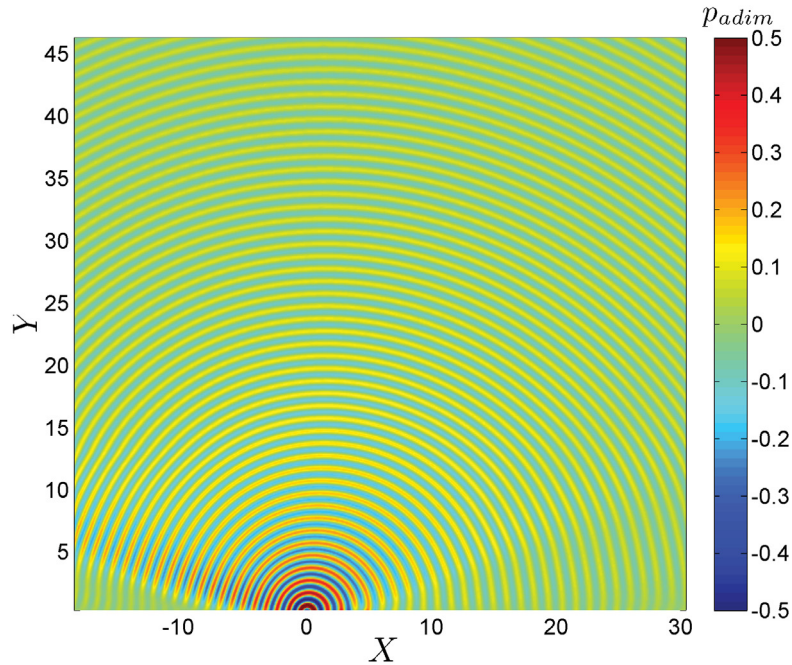


FIG. II.5.5 – Champ instantané de pression d'une source harmonique monopolaire rayonnant dans un écoulement moyen issu de l'interpolation des profils de vitesse obtenus par des mesures au fil chaud, Figure II.5.4. Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$.

Le signal de pression est enregistré par une antenne virtuelle et le traitement par FV est appliqué. La Figure II.5.6 présente les figures de directivité obtenues sans correction des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique et avec les corrections d'Amiet et de Koop. L'estimation de la position de la source sans correction indique un maximum en $X = 1,5$ (dans le domaine physique ce décalage est égal à 5,1 cm ce qui correspond au décalage obtenu expérimentalement). Le traitement par FV estime donc une position de source décalée vers l'aval, comme observé expérimentalement (voir section 4.3). Les effets de convection et de réfraction des ondes acoustiques par l'écoulement provoquent cette mauvaise estimation. Il est donc nécessaire de prendre en compte ces effets dans le traitement par FV, via les modèles d'Amiet et de Koop, pour accéder à la position réelle de la source. Ces deux corrections sont

appliquées au traitement par FV et les figures de directivité ainsi obtenues sont tracées sur la Figure II.5.6. Le traitement par FV corrigé estime parfaitement la position de la source avec les deux corrections proposées, la position de la source obtenue, dans les deux cas, est bien $X = 0$.

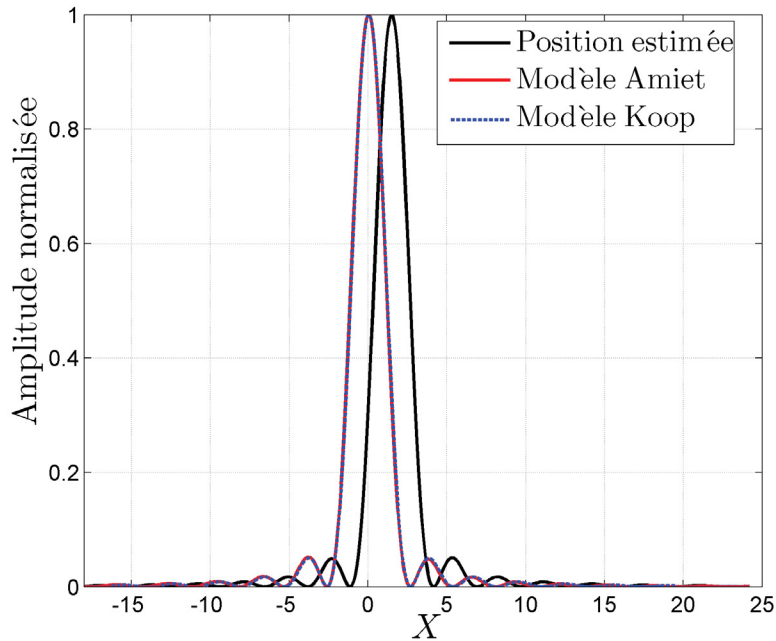


FIG. II.5.6 – Figures de directivité obtenues par traitement par FV pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement en face du centre de l’antenne. Le traitement par FV est appliqué sans correction et avec les corrections d’Amiet et de Koop. Le nombre de Mach de l’écoulement est $\mathcal{M} = 0,106$.

La simulation numérique est renouvelée pour des positions du centre de l’antenne comprises dans l’intervalle $X = [-8, 8; 20, 6]$, comme pour le cas sans écoulement (voir section 5.1). Pour chaque position d’antenne, le traitement par FV est appliqué et le maximum de la figure de directivité est recherché et reporté sur la Figure II.5.7 en fonction de la position du centre de l’antenne imposée dans le code numérique. La droite noire ($Y = -X$), représente la position du centre de l’antenne imposée dans le code numérique. La droite rouge représente les positions estimées par le traitement par FV sans corrections des effets de l’écoulement sur la propagation acoustique. Quand le centre de l’antenne est placé en face de la source ($X = 0$), le résultat précédent est retrouvé, la position estimée par le traitement par FV est décalée vers l’aval de $X = 1,5$. Pour des positions d’antenne décalées vers l’amont ou vers l’aval de la source, l’estimation de la position de la source par FV se situe en aval de la position réelle.

La différence entre la position réelle de la source et la position estimée par le traitement par FV est constant sur l’intervalle $X = [-8, 8; 8, 8]$ et est de $X = 1,5$. Au-delà de $X = 8, 8$, cette différence augmente légèrement pour atteindre au maximum $X = 2,2$ pour $X = -20, 6$. Deux raisons sont avancées pour expliquer cette légère augmentation : soit l’épaisseur de

couche de cisaillement, qui varie spatialement, est un paramètre influant sur la déviation de la position de la source, soit la position de la source étant excentrée par rapport au centre de l'antenne, l'estimation faite par le traitement par FV est moins précise. Quoiqu'il en soit, le traitement par FV, basé sur un modèle de propagation sans écoulement, ne permet pas d'estimer la position réelle d'une source placée dans un écoulement, ce qui corrobore les résultats expérimentaux. Dans chaque cas, la position estimée se situe en aval de la position réelle, c'est pourquoi il est nécessaire de prendre en compte les effets de l'écoulement sur la propagation acoustique.

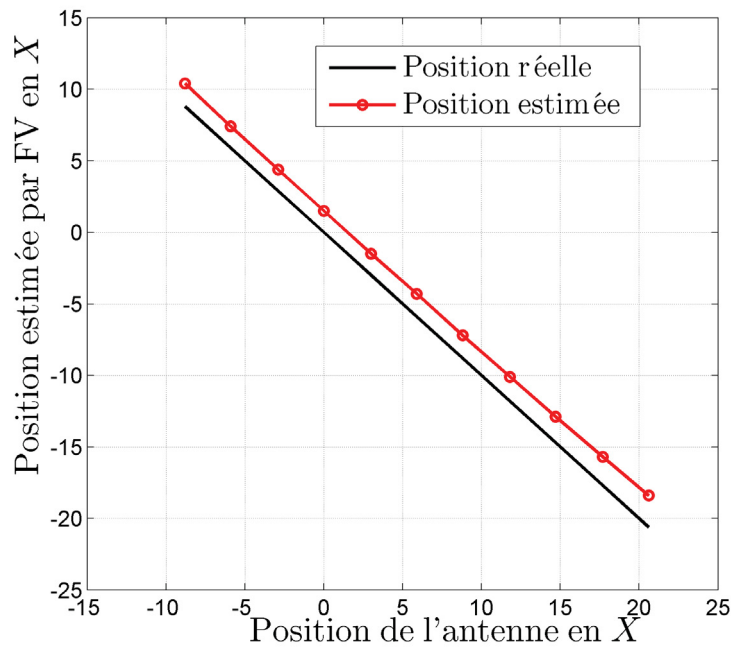


FIG. II.5.7 – Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique. La source est harmonique monopolaire de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Le traitement par FV, associé aux corrections des effets de l'écoulement (modèle d'Amiet et modèle de Koop), est maintenant appliqué aux signaux de pression issus des simulations numériques. Les positions estimées par le traitement par FV sont reportées sur un graphique en fonction de la position du centre de l'antenne. Les positions estimées par le traitement par FV associé au modèle d'Amiet sont présentées en Figure II.5.8.a. La position estimée de la source est très satisfaisante pour une source comprise dans l'intervalle $X = [-8, 8; 14, 7]$ par rapport au centre de l'antenne. Au-delà de $X = 14,7$, l'estimation de la position par le traitement par FV associé au modèle d'Amiet est moins précise. La différence entre la position estimée et la position réelle atteint $X = 0,8$ pour la position la plus excentrée de la source par rapport au centre de l'antenne. Le traitement par FV associé au modèle de Koop, Fig II.5.8.b, estime en revanche parfaitement les positions de la source sur tout l'intervalle des positions de source par rapport au centre de l'antenne. L'erreur maximale commise sur

CHAPITRE 5. SIMULATION NUMÉRIQUE DU RAYONNEMENT D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ POUR L'APPLICATION À LA FORMATION DE VOIES

l'estimation de la source est de $X = 0,2$ pour la position extrême $X = 20,6$. En conclusion, le traitement par FV associé à un modèle de corrections des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique permet de localiser correctement la position d'une source placée dans un écoulement cisailé. La prise en compte de l'épaisseur de la couche de cisaillement n'est donc pas nécessaire dans ce cas.

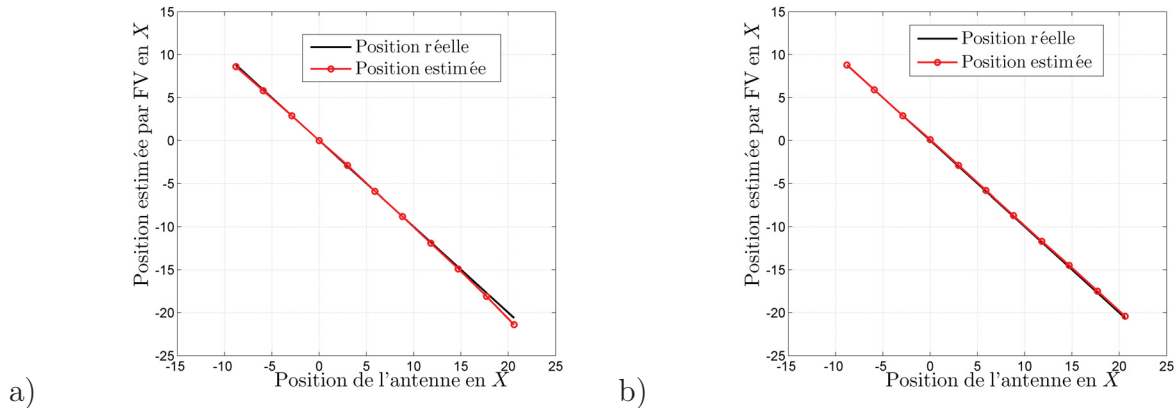


FIG. II.5.8 – Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique, a) avec le modèle d'Amiet et b) avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$ et le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Cette étude de localisation de source placée dans un écoulement est renouvelée pour deux fréquences plus basses, comme dans la section expérimentale 4.3. Les deux nouvelles longueurs d'onde choisies sont respectivement $\lambda_1 = 2$ et $\lambda_2 = 4$. La position de la source reste inchangée. La grille de calcul est identique, $L_x = L_y = 49,1$. Les champs instantanés de pression sont présentés en Figure II.5.9.a pour λ_1 et Figure II.5.9.b pour λ_2 . Les effets de la couche limite sur la propagation acoustique sont moins notables quand la longueur d'onde augmente. Pour $\lambda_2 = 4$, la « zone de silence » créée par la couche limite en amont de la source n'est plus visible. En revanche l'effet de convection des ondes acoustique par l'écoulement uniforme est toujours visible avec un léger accroissement de la longueur d'onde vers l'aval et inversement vers l'amont.

Le signal de pression est enregistré par une antenne virtuelle identique à celle utilisée précédemment ($H = 40,6$, $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$). Les différentes positions d'antenne sont également conservées. Le traitement par FV sans corrections des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique est appliqué aux signaux de pression. Les positions de la source estimées par le traitement par FV sont recherchées pour toutes les positions d'antenne et reportées sur un graphique. Les figures obtenues sont présentées en Figure II.5.10.a pour $\lambda_1 = 2$ et Figure II.5.10.b pour $\lambda_2 = 4$. Les positions de la source estimées par le traitement par FV, pour les deux longueurs d'onde, sont identiques à celle obtenues dans le cas de la plus petite longueur d'onde. Dans l'intervalle $X = [-8, 8; 8, 8]$, le traitement par FV estime la position de la source décalée vers l'aval de $X = 1,5$. Au-delà de $X = 8,8$, la différence entre la position estimée par le traitement par FV et la position réelle de la source

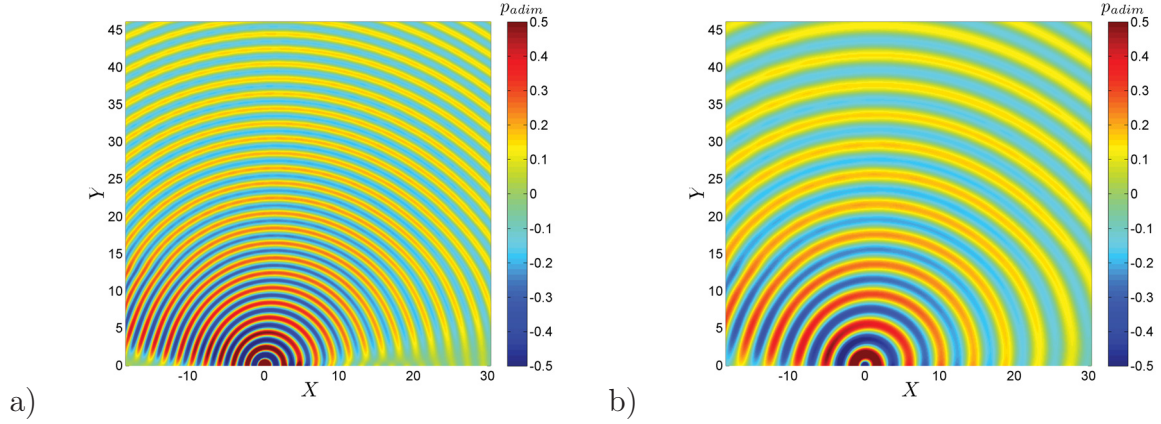


FIG. II.5.9 – Champs instantanés de pression d'une source harmonique monopolaire rayonnant dans un écoulement pour deux longueurs d'onde, respectivement a) $\lambda_1 = 2$ et b) $\lambda_2 = 4$. Le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$.

croit pour atteindre au maximum $X = 2,3$ pour λ_1 et $X = 2,7$ pour λ_2 pour la position de la source la plus excentrée par rapport au centre de l'antenne. Globalement, le décalage apparent de la position de la source ne dépend pas de la longueur d'onde comme illustré expérimentalement.

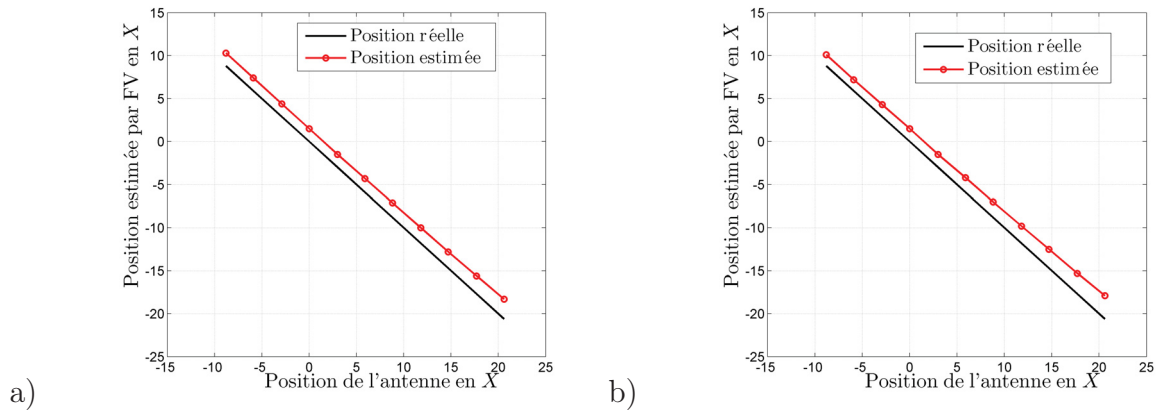


FIG. II.5.10 – Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique, a) $\lambda_1 = 2$ et b) $\lambda_2 = 4$. La source est harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Le traitement par FV associé aux corrections des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique est présenté pour λ_1 et le modèle d'Amiet en Figure II.5.11.a, pour λ_1 et le modèle de Koop en Figure II.5.11.b, pour λ_2 et le modèle d'Amiet en Figure II.5.11.c et pour λ_2 et le modèle de Koop en Figure II.5.11.d. L'estimation de la position de la source, pour les deux longueurs d'onde et les deux corrections, est très satisfaisante dans l'intervalle $X = [-8, 8; 14, 7]$. Au-delà de $X = 14, 7$, la différence entre la position estimée de la source et la position réelle croît pour toutes les configurations. Le maximum est atteint pour la plus grande

longueur d'onde λ_2 et la correction de Koop, en $X = 20,6$, où la différence est de $X = 0,9$. Cependant cette erreur reste très faible par rapport à la longueur d'onde ($\lambda_2 = 4$) et à la position du centre de l'antenne par rapport à la source. Ainsi, l'utilisation des corrections, indépendantes de la longueur d'onde, des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique pour le traitement par FV, est justifiée dans ce cas, car quelque soit la longueur d'onde considérée les deux modèles de corrections permettent une estimation très correcte de la position réelle de la source.

Finalement, des conditions de propagation acoustique similaires à celle de la soufflerie *Eole* ont été simulées. Une source harmonique monopolaire est placée dans un écoulement dont le profil est issu des mesures au fil chaud. En accord avec les mesures, la localisation de la source acoustique est étudiée pour trois longueurs d'ondes différentes. La position de la source est estimée par traitement par FV pour différentes positions d'antenne par rapport à la position de la source. Pour les trois longueurs d'onde étudiées, le traitement par FV estime une position de source décalée vers l'aval et le décalage apparent de la position de la source est quasi indépendant de la longueur d'onde. Les positions de source estimées par le traitement par FV sur des signaux expérimentaux ou issus de simulations numériques sont similaires, le décalage apparent observé est en accord pour les deux cas, ce qui confirme la validité de la procédure de simulation mise en place. L'utilisation d'une correction (modèle d'Amiet ou de Koop) des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique associée au traitement par FV permet une localisation très satisfaisante de la position réelle de la source.

Une étude numérique peut donc être menée sur l'influence des différents paramètres du système, tels l'épaisseur de couche de cisaillement, l'épaisseur d'écoulement uniforme... Cependant, les profils de vitesse moyenne obtenus par mesure au fil chaud ne permettent pas de modifier ces paramètres, il est donc nécessaire de considérer des relations analytiques décrivant ce type de profil.

5.3 Simulation de l'écoulement de la soufflerie

Dans l'étude précédente, l'écoulement moyen imposé dans la simulation numérique est issu des mesures expérimentales au fil chaud interpolées sur la grille de calcul. Ce champ de vitesse moyenne est comparé et remplacé par des expressions analytiques permettant de contrôler les différents paramètres de l'écoulement. Dans la soufflerie anéchoïque *Eole*, l'écoulement est composé de trois zones différentes, la couche limite, l'écoulement uniforme et la couche de cisaillement. Les expressions analytiques de ces trois zones sont explicitées dans ce qui suit.

Une expression analytique du profil de la couche de cisaillement est proposée par Candel *et al.* dans la référence [58] et s'écrit

$$\frac{U}{U_0} = \frac{1}{2} (1 - \tanh(\eta_{cm})). \quad (5.1)$$

La coordonnée réduite η_{cm} s'exprime par

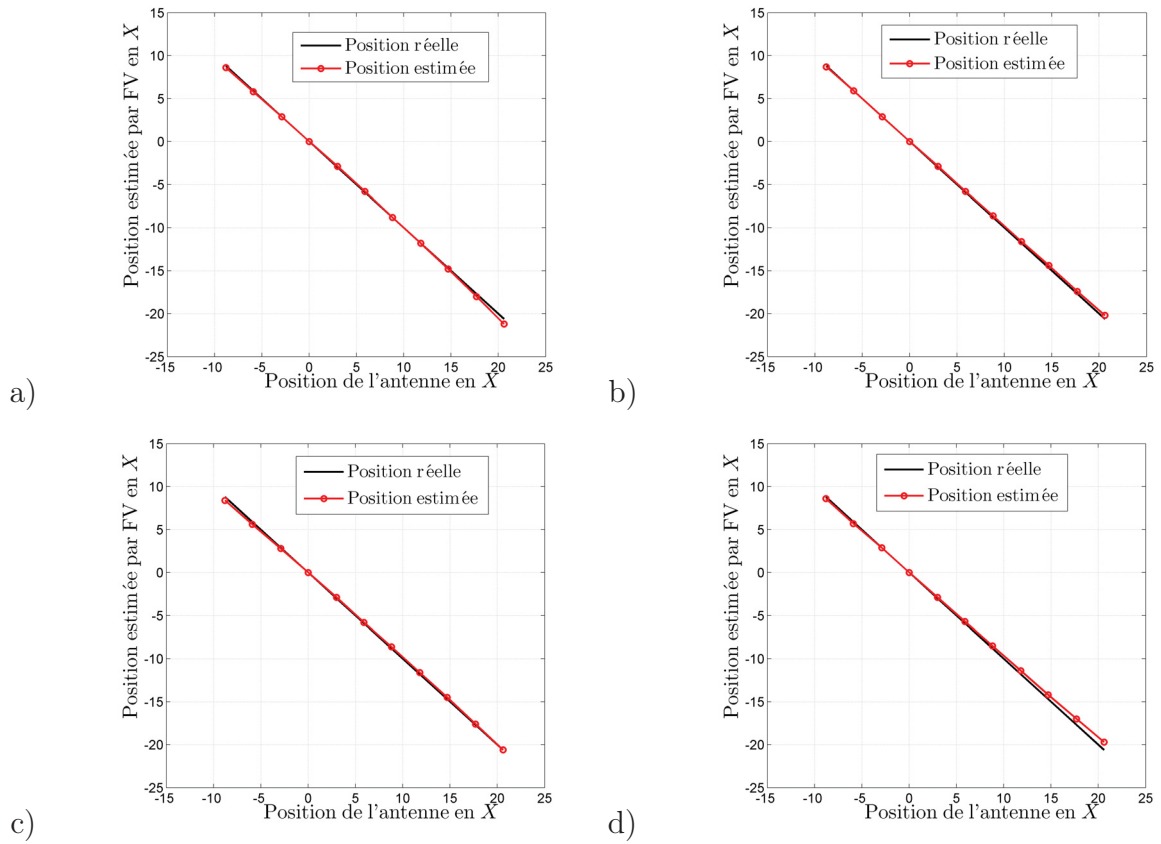


FIG. II.5.11 – Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique a) modèle d'Amiet et λ_1 , b) modèle de Koop et λ_1 , c) modèle d'Amiet et λ_2 et d) modèle de Koop et λ_2 . La source est harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

$$\eta_{cm} = \frac{2(y - y_{cm})}{\delta_{cm}}, \quad (5.2)$$

où y_{cm} et δ_{cm} sont respectivement la position du point d'inflexion et l'épaisseur de la couche de cisaillement. Il est possible de comparer les profils expérimentaux de la vitesse moyenne et cette expression analytique en les traçant en fonction de la coordonnée réduite. Le résultat obtenu, tracé en Figure II.5.12, montre que les profils expérimentaux de l'écoulement moyen sont superposés à l'expression analytique de l'Équation (5.1) (pour une meilleure lecture seulement un profil sur deux est représenté). Seuls les points en dessous de $U/U_0 = 0,1$ ne suivent pas le profil donné par l'expression analytique, car la mesure au fil chaud ne permet pas d'accéder à une vitesse d'écoulement nulle, les phénomènes de convection naturelle prenant alors le dessus sur le transfert de chaleur. Cependant, les profils expérimentaux de l'écoulement étant tous superposés, nous pouvons conclure que les propriétés de similitude de l'écoulement sont respectées le long de la veine d'essai et que l'expression analytique approche correctement ces profils. Ainsi, cette expression analytique permet de simuler un profil de couche de cisaillement caractéristique d'une soufflerie tout en contrôlant l'épaisseur de couche de cisaillement ou l'épaisseur d'écoulement uniforme induite par la position du point d'inflexion. C'est cette expression qui est utilisée dans le code de résolution des EEL par la suite.

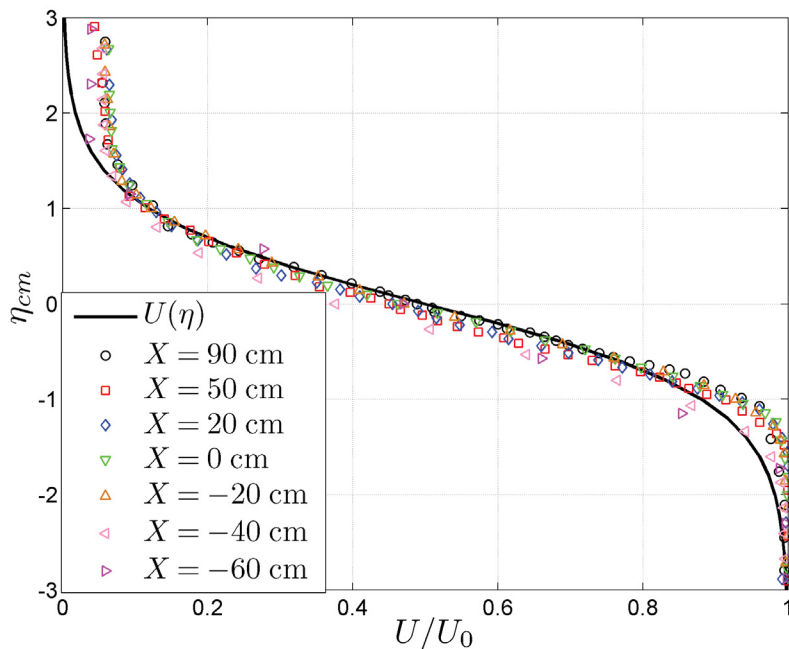


FIG. II.5.12 – Évolution des profils expérimentaux de vitesse moyenne de la couche de cisaillement, pour plusieurs positions le long de la veine d'essai, obtenus par des mesures au fil chaud, et du profil analytique selon l'Équation (5.1) en fonction de la coordonnée réduite η_{cm} .

Après avoir décrit le profil de la couche de cisaillement utilisé dans les EEL, nous nous intéressons à l'évolution du profil de couche limite de l'écoulement moyen se créant sur la

plaque. Le profil analytique de la couche limite est classiquement donné par l'expression suivante

$$\frac{U}{U_0} = \tanh(\eta_{cl}). \quad (5.3)$$

La coordonnée réduite η_{cl} s'exprime

$$\eta_{cl} = \frac{(y - y_{cl})}{\delta_{cl}}, \quad (5.4)$$

où y_{cl} et δ_{cl} sont respectivement la position du point d'inflexion et l'épaisseur de la couche limite. Les profils expérimentaux de vitesse moyenne de la couche limite et le profil analytique sont tracés en fonction de la coordonnée réduite η_{cl} sur la Figure II.5.13. Pour toutes les positions de mesure le long de la veine, les profils expérimentaux de la couche limite de l'écoulement moyen sont superposés et le profil analytique suit la même évolution spatiale. Tout comme pour la couche de cisaillement, le modèle retenu pour le profil de couche limite est donc validé.

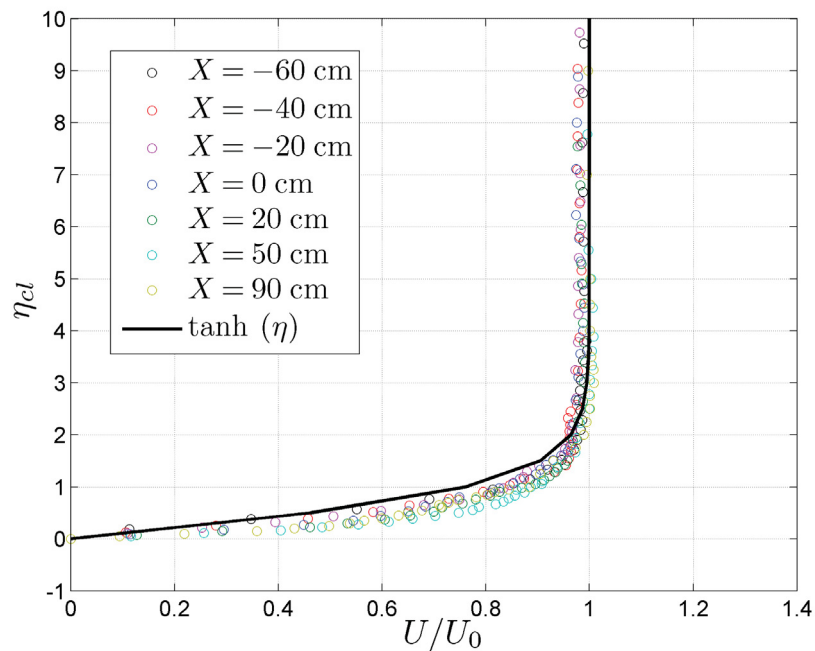


FIG. II.5.13 – Évolution des profils expérimentaux de vitesse moyenne de la couche limite, pour plusieurs positions le long de la veine d'essai, obtenus par des mesures au fil chaud et du profil analytique selon l'Équation (5.3) en fonction de la coordonnée réduite η_{cl} .

Les profils analytiques de couche de cisaillement et de couche limite de l'écoulement moyen implémentés dans les EEL ont été présentés et validés. Dans la suite, les expressions données par l'Équation (5.1) et l'Équation (5.3) sont donc utilisées pour décrire le profil de l'écoulement moyen au travers duquel se propagent les ondes acoustiques. Ainsi, l'influence

des paramètres de l'écoulement moyen (épaisseur de couche de cisaillement, épaisseur d'écoulement uniforme et épaisseur de couche limite) sur le traitement par FV peut être étudiée numériquement.

5.4 Influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement sur la localisation de source

L'influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement sur la localisation de source est étudiée dans cette section. Le profil de la couche de cisaillement est donné par l'Équation (5.1) et le paramètre contrôlant son épaisseur est δ_{cm} . Trois épaisseurs de couche de cisaillement sont considérées, $\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$, avec $\lambda = 1$. Afin de pouvoir tirer des conclusions sur l'influence de l'épaisseur de la couche de cisaillement ; un problème simplifié est considéré. L'épaisseur δ_{cm} est constante selon l'axe X (c'est-à-dire que le taux d'accroissement est nul). Pour isoler les effets de la couche de cisaillement sur la propagation acoustique, la couche limite n'est pas simulée, elle est remplacée par un écoulement uniforme allant de la partie inférieure du domaine de calcul jusqu'à la couche de cisaillement. Les champs de vitesse moyenne simulés, pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, sont présentés en Figure II.5.14.a pour $\delta_{cm} = 0,5$, en Figure II.5.14.b pour $\delta_{cm} = 2$ et en Figure II.5.14.c pour $\delta_{cm} = 8$. La position du point d'inflexion de la couche de cisaillement, c'est-à-dire la hauteur où le nombre de Mach est égal à $\mathcal{M}/2$, est identique pour les trois cas. L'accroissement de l'épaisseur de la couche de cisaillement rétrécit la zone d'écoulement moyen mais élargit la zone de gradient de vitesse.

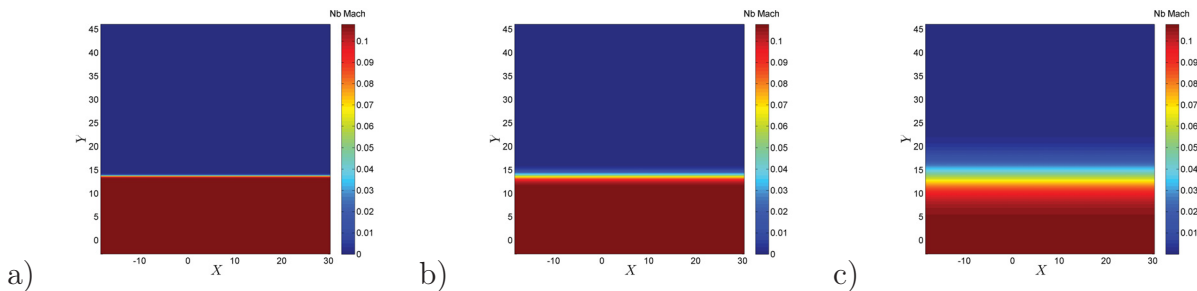


FIG. II.5.14 – Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs de la couche de cisaillement, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$.

La source est harmonique monopolaire placée en $X = 0$ et $Y = 0$ et sa longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. Les champs instantanés de pression rayonnés par la source acoustique pour chaque configuration sont donnés sur la Figure II.5.15.a pour $\delta_{cm} = 0,5$, Figure II.5.15.b pour $\delta_{cm} = 2$ et Figure II.5.15.c pour $\delta_{cm} = 8$. Pour les trois épaisseurs de la couche de cisaillement, les champs instantanés de pression montrent que la longueur d'onde est modifiée en aval et en amont. A ce nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, les effets de l'épaisseur de la couche de cisaillement restent relativement modérés.

Le signal de pression est enregistré sur une antenne virtuelle située à $H = 40,6$ et composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda = 2$. La position du centre de l'antenne

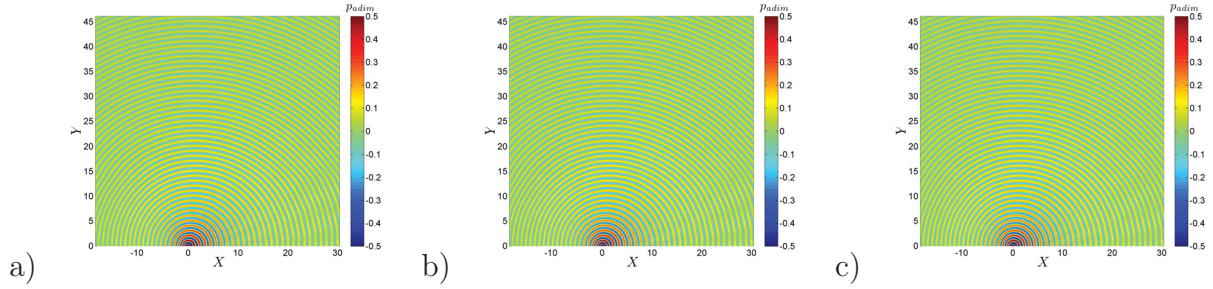


FIG. II.5.15 – Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche de cisaillement, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$. La source est harmonique monopolaire placée en $X = 0$ et $Y = 0$ et sa longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. L'écoulement a un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$

par rapport à la source varie en amont et en aval dans l'intervalle $X = [-8, 8; 20, 6]$. Pour chaque cas, le traitement par FV est appliqué et la position de la source, estimée par le maximum de la figure de directivité, est recherchée et reportée en fonction de la position de l'antenne par rapport à la source.

La Figure II.5.16 présente les positions de source estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne pour les trois épaisseurs de la couche de cisaillement. L'évolution de la position estimée de la source est identique pour tous les cas. L'estimation de la position de la source indique une déviation vers l'aval par rapport à la position réelle de $X = 1,5$ (identique à la déviation obtenue avec l'écoulement moyen issu des mesures au fil chaud). Par conséquent, pour des rapports entre l'épaisseur de la couche de cisaillement et la longueur d'onde variant de 0,5 à 8 et un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, l'épaisseur de la couche de cisaillement n'a pas d'influence sur l'estimation de la position de la source donnée par le traitement par FV.

L'évolution de la position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne est donnée sur la Figure II.5.17.a avec l'utilisation du modèle d'Amiet et sur la Figure II.5.17.b avec l'utilisation du modèle de Koop. Ainsi, l'utilisation des corrections des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique avec le traitement par FV permet d'estimer précisément la position de la source pour les trois épaisseurs de la couche de cisaillement.

Les effets de la variation de l'épaisseur de la couche de cisaillement, sur l'estimation de la position de la source par traitement par FV, n'étant pas notables l'étude est maintenant renouvelée pour un nombre de Mach plus important. Les champs instantanés de pression sont donnés Figure II.5.18.a pour $\delta_{cm} = 0,5$, Figure II.5.18.b pour $\delta_{cm} = 2$ et Figure II.5.18.c pour $\delta_{cm} = 8$ pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. Sur la Figure II.5.18.a les ondes acoustiques se propageant vers l'amont, dont la valeur de l'angle de convection est inférieure à l'angle limite défini par l'Équation (3.26), se réfléchissent sur la couche de cisaillement. Ces réflexions créent une zone d'interférence et permettent d'évaluer la position de la couche de cisaillement en $Y \approx 13$. Dans ce cas, l'angle limite estimé à partir du champ de pression est de $\theta_{min} \approx 43^\circ$ ce qui est proche de celui donné par l'Équation (3.26) qui est $\theta_{min} = 39,7^\circ$. La Figure II.5.18.b illustre le champ de pression rayonné dans un écoulement avec une couche de

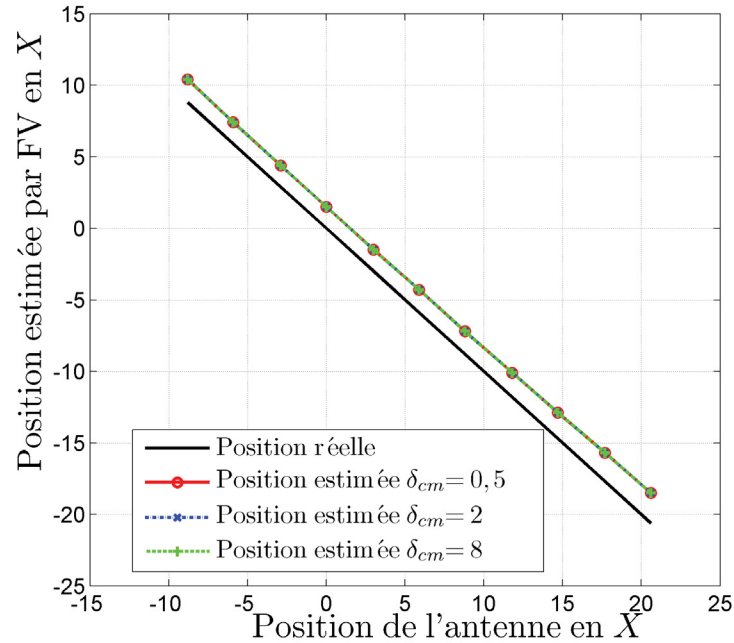


FIG. II.5.16 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$). La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

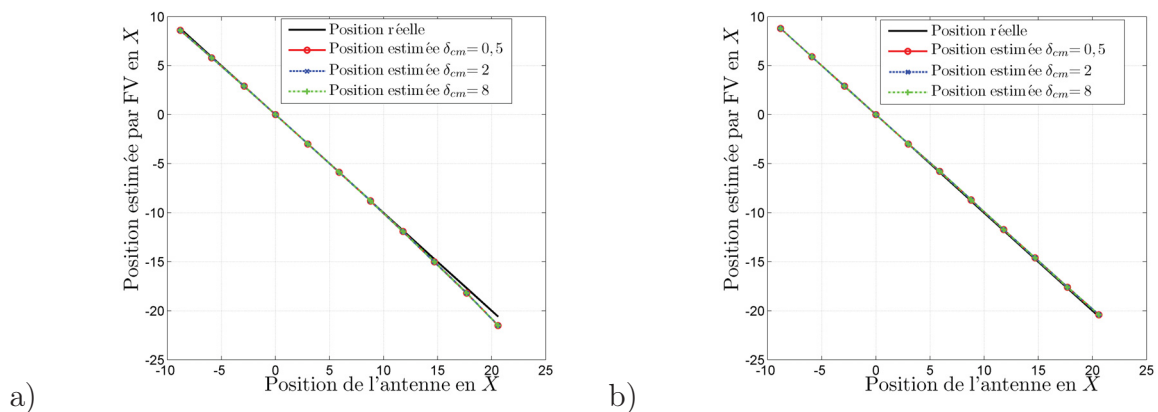


FIG. II.5.17 – Position estimée par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$) et corrigé a) avec le modèle d'Amiet et b) avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

cisaillement de plus grande épaisseur, la réflexion est moins marquée mais tout de même présente. En revanche, pour le profil d'écoulement ayant la plus grande épaisseur de couche de cisaillement, Figure II.5.18.c, aucun phénomène de réflexion en amont n'est visible. La réflexion en amont de l'onde acoustique dépend du nombre de Mach mais aussi de l'intensité du cisaillement. Ainsi, l'Équation (3.26) n'est plus vérifiée car dans ce cas l'hypothèse de couche de cisaillement infiniment fine n'est plus valable.

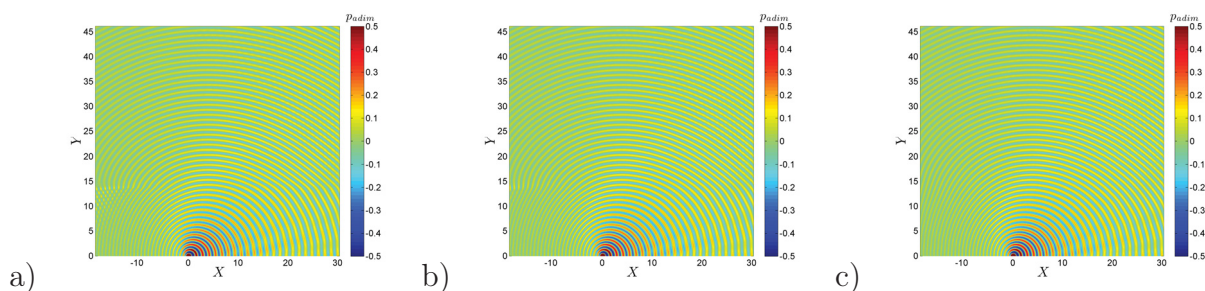


FIG. II.5.18 – Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche de cisaillement et $\mathcal{M} = 0,3$, a) $\delta_{cm} = 0,5$, b) $\delta_{cm} = 2$, c) $\delta_{cm} = 8$. La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$.

Le traitement par FV est appliqué aux signaux de pression issus des simulations numériques afin d'observer l'influence de la réflexion sur la couche de cisaillement sur la localisation de source. Les positions estimées par le traitement par FV pour les différentes positions d'antenne et les trois épaisseurs de la couche de cisaillement sont présentées en Figure II.5.19. Les positions estimées par le traitement par FV restent identiques pour les trois épaisseurs de la couche de cisaillement. Notons que la position estimée de la source par le traitement par FV se situe plus en aval que la position réelle, car le nombre de Mach est plus élevé (pour $X = 0$ le décalage est de 4,1). Ainsi, l'épaisseur de la couche de cisaillement n'est pas un paramètre influant sur le décalage apparent vers l'aval de la position de la source, même pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. D'autre part, la réflexion sur la couche de cisaillement qui se produit en amont de la source ne modifie pas l'estimation de la position de celle-ci.

5.5 Influence de la longueur d'onde sur la localisation de source

La longueur d'onde du signal émis par la source est également un paramètre important pour la localisation de source. Or, nous avons vu que le décalage apparent de la position de la source (section 5.2) est indépendant de la longueur d'onde pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0.106$ (voir section 5.2). Cette étude est donc menée maintenant pour un plus grand nombre de Mach et les trois longueurs d'onde $\lambda = 1$, $\lambda_1 = 2$ et $\lambda_2 = 4$. Le profil de l'écoulement est celui décrit par la Figure II.5.14.b, l'épaisseur de la couche de cisaillement est $\delta_{cm} = 2$ et le nombre de Mach est fixé à $\mathcal{M} = 0,3$. La couche limite est remplacée par un écoulement uniforme. La source harmonique et monopolaire est placée en $X = 0$ et $Y = 0$. Les champs instantanés de pression sont donnés sur la Figure II.5.20.a pour λ ,

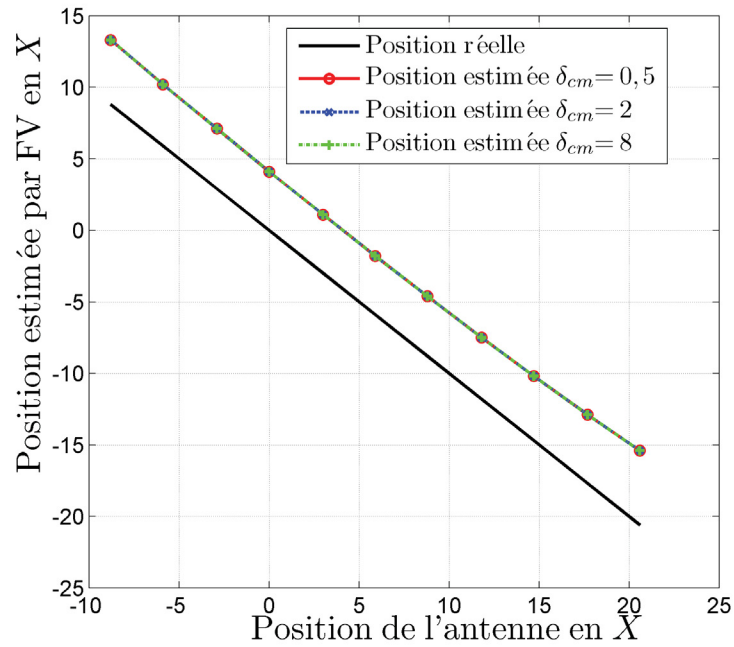


FIG. II.5.19 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche de cisaillement ($\delta_{cm} = 0,5$, $\delta_{cm} = 2$ et $\delta_{cm} = 8$). La source est harmonique monopolaire, de longueur d'onde $\lambda = 1$, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Figure II.5.20.b pour λ_1 et Figure II.5.20.c pour λ_2 . Notons que la réflexion en amont de l'onde acoustique sur la couche de cisaillement est présente pour les trois longueurs d'onde.

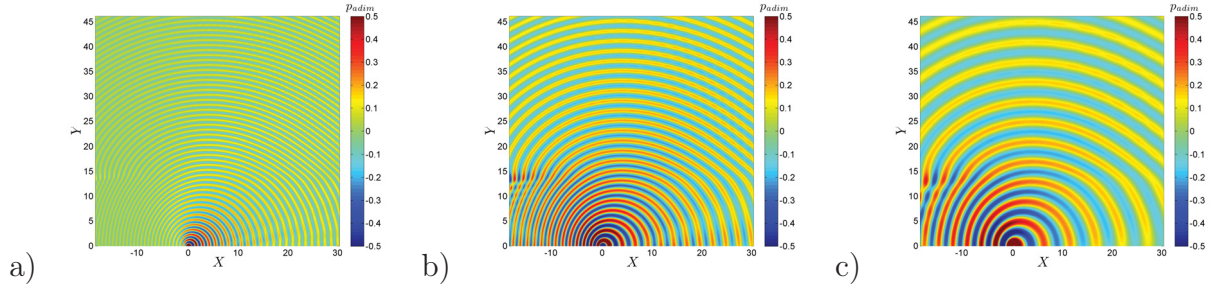


FIG. II.5.20 – Champs instantanés de pression pour trois longueurs d'onde et $\mathcal{M} = 0,3$, a) $\lambda = 1$, b) $\lambda_1 = 2$, c) $\lambda_2 = 4$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$.

Les signaux de pression sont enregistrés sur une antenne virtuelle, située à $H = 40,6$, composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$. L'antenne est déplacée vers l'amont et vers l'aval suivant la même démarche que précédemment. Le traitement par FV est appliqué aux trois configurations afin d'estimer la position de la source. La Figure II.5.21 présente les positions estimées par le traitement par FV en fonction des positions de l'antenne pour les trois longueurs d'onde émises par la source. Pour des positions de la source proches du centre de l'antenne, le traitement par FV estime les mêmes positions de sources pour les trois longueurs d'onde. Par ailleurs, le décalage de la source par rapport à sa position initiale est de l'ordre de 4 (identique au décalage obtenu en section 5.4). Pour des positions de source excentrées par rapport au centre de l'antenne, l'estimation de la position est légèrement différente pour les trois longueurs d'onde. Notons une différence maximale de 0,4 entre la plus petite et la plus grande longueur d'onde à la position extrême de $X = 20,6$. A cette position, l'estimation de la position de la source est peu précise car l'angle d'ouverture et la longueur d'onde sont grands, ce qui augmente la largeur du lobe principal (ou résolution de la figure de directivité). Cependant, le décalage apparent de la position de la source est bien indépendant de la longueur d'onde même pour un nombre de Mach plus élevé.

5.6 Influence de l'épaisseur de la couche limite sur la localisation de source

Lors de l'expérience en soufflerie, la source acoustique rayonne dans la couche limite qui se forme à la surface de la plaque. L'étude numérique à la section 5.2 a montré que le rayonnement de la source acoustique était modifié par la couche limite (voir Figure II.5.5). Ainsi dans cette section, les effets du profil de vitesse moyenne de la couche limite sur la propagation acoustique vers l'antenne sont étudiés. La couche limite est modélisée grâce à l'Équation (5.3). Ainsi, il est possible de faire varier le nombre de Mach et l'épaisseur de la couche limite. Le profil d'écoulement simulé est composé de trois parties, une couche limite, une zone où l'écoulement est uniforme et la couche de cisaillement. L'épaisseur de la couche

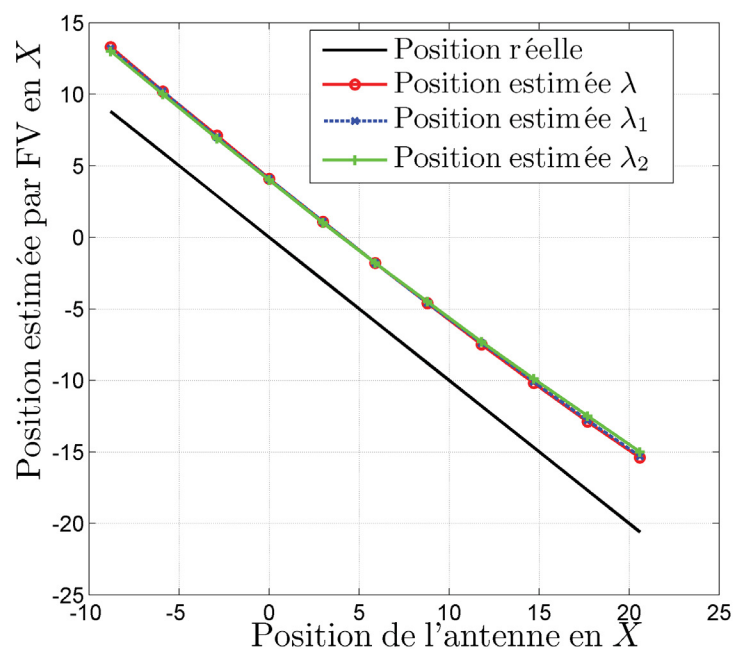


FIG. II.5.21 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois longueurs d'onde ($\lambda = 1$, $\lambda_1 = 2$ et $\lambda_2 = 4$). La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

de cisaillement choisie est $\delta_{cm} = 2$ avec $\lambda = 1$. Le nombre de Mach de l'écoulement est $\mathcal{M} = 0,106$. L'épaisseur de la couche limite n'évolue pas selon l'axe X (son taux d'accroissement est nul). Trois épaisseurs sont étudiées, $\delta_{cl} = 0,1$, $\delta_{cl} = 0,5$ et $\delta_{cl} = \lambda$. La Figure II.5.22 illustre les profils d'écoulement moyen simulés. La vitesse de l'écoulement moyen pour les $Y < 0$ est nulle.

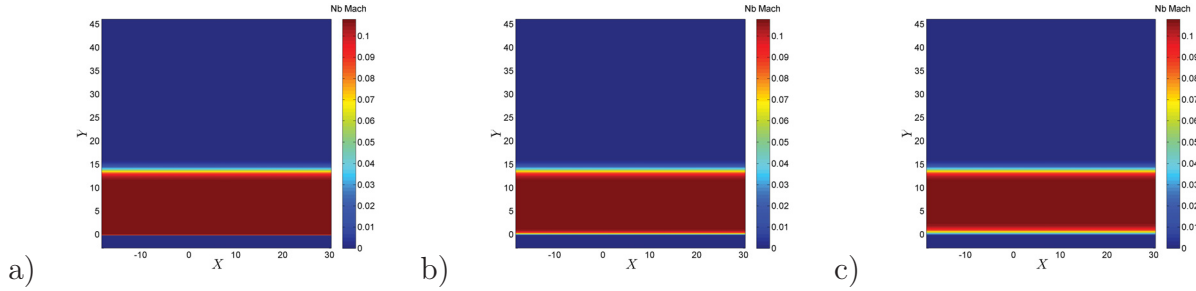


FIG. II.5.22 – Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0,1$, b) $\delta_{cl} = 0,5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$ et $\mathcal{M} = 0,106$.

La source harmonique monopolaire est placée à la naissance de la couche limite en $X = 0$ et $Y = 0$. La longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. Les champs instantanés de pression obtenus sont donnés en Figure II.5.23.a pour $\delta_{cl} = 0,1$, Figure II.5.23.b pour $\delta_{cl} = 0,5$ et Figure II.5.23.c pour $\delta_{cl} = \lambda$. Une « zone de silence » se crée en amont de la source, mais la différence entre les trois champs instantanés de pression est très faible car le nombre de Mach est faible.

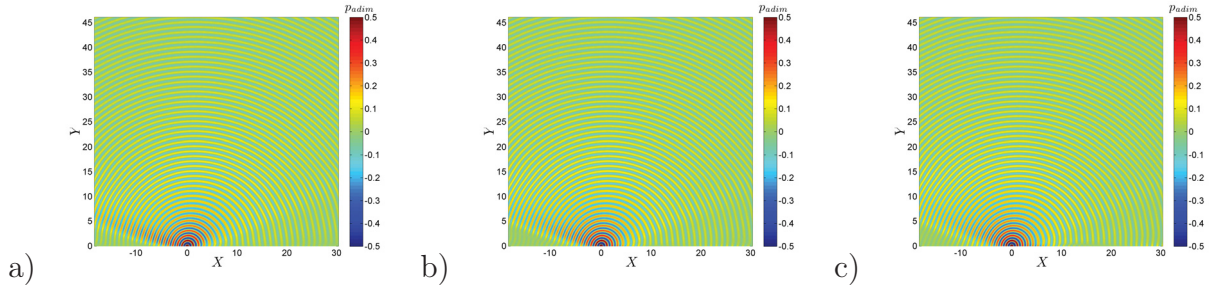


FIG. II.5.23 – Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0,1$, b) $\delta_{cl} = 0,5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$.

En augmentant le nombre de Mach, la « zone de silence en amont de la source est plus étendue et les différences entre les trois champs instantanés de pression sont plus marquées. La Figure II.5.24 illustre ces différences pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$ et les trois épaisseurs de la couche limite. Pour $\delta_{cl} = \lambda$, la « zone de silence » semble plus étendue avec moins d'énergie en amont de la source alors que pour une couche limite plus fine ($\delta_{cl} = 0,1$) il existe encore un peu d'énergie en amont de la source.

Finalement, les signaux de pression sont enregistrés sur une antenne virtuelle, située à $H = 40,6$, composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$ et le traitement par FV est appliqué. Les positions de source estimées par traitement par FV sont reportées sur un graphique en fonction de la position de l'antenne. La Figure II.5.25 illustre ces résultats. Pour

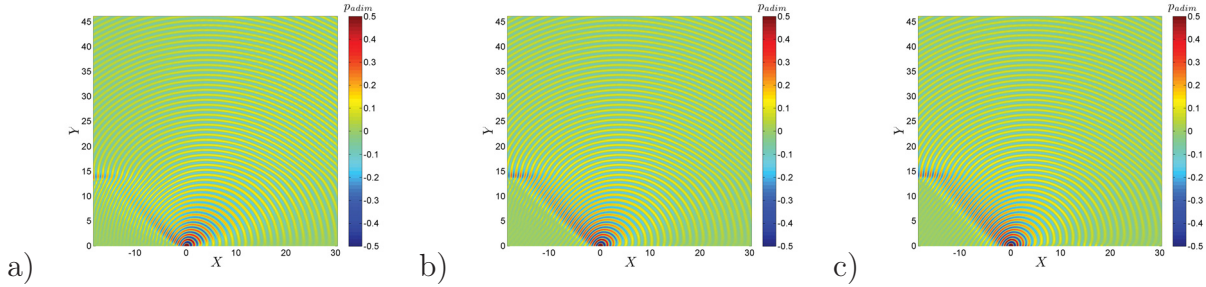


FIG. II.5.24 – Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs de couche limite a) $\delta_{cl} = 0, 1$, b) $\delta_{cl} = 0, 5$ et c) $\delta_{cl} = \lambda$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0, 3$.

les trois épaisseurs de couche limite, les positions estimées par le traitement par FV sont identiques. Le décalage apparent de la source vers l'aval par rapport à la position initiale est de nouveau de l'ordre de $X = 4$. Ainsi, l'influence de la couche limite sur la propagation des ondes acoustiques ne modifie pas suffisamment le rayonnement de la source vers l'antenne pour mettre en défaut la localisation par le traitement par FV. La prise en compte des effets de la couche limite pour assurer une bonne localisation de source s'avère donc inutile.

5.7 Influence de l'épaisseur de l'écoulement moyen sur la localisation de source

Lors d'une mesure en soufflerie, l'onde acoustique traverse une zone où l'écoulement est dit uniforme. Les ondes acoustiques sont convectées par l'écoulement uniforme et sont réfractées par la couche de cisaillement. Le traitement par FV estime ainsi une position de source décalée vers l'aval par rapport à la position réelle. De plus, il a été montré que ce décalage est d'autant plus important que le nombre de Mach est grand, pour une même épaisseur d'écoulement uniforme. Dans cette section, l'influence de l'épaisseur de l'écoulement uniforme est étudiée.

Trois épaisseurs d'écoulement uniforme, notées H_{ec} , sont étudiées : $H_{ec} = 6, 8$, $H_{ec} = 13, 5$ et $H_{ec} = 27$ pour un nombre de Mach fixé à $\mathcal{M} = 0, 106$. L'épaisseur de l'écoulement uniforme, $H_{ec} = 13, 5$, correspond à l'épaisseur mesurée dans la soufflerie *Eole* et à celle utilisée dans les précédentes sections. Les deux autres épaisseurs de l'écoulement uniforme correspondent à une division et une multiplication par deux de cette épaisseur. Pour cette simulation, la couche limite est remplacée par un écoulement uniforme et l'épaisseur de couche de cisaillement est de $\delta_{cm} = 2$. La Figure II.5.26 illustre les trois champs de vitesse moyenne ainsi simulés.

La source est, harmonique monopolaire, placé en $X = 0$ et $Y = 0$. La longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. Les champs instantanés de pression obtenus sont présentés sur la Figure II.5.27.a pour $H_{ec} = 6, 8$, Figure II.5.27.b pour $H_{ec} = 13, 5$ et Figure II.5.27.c pour $H_{ec} = 27$. Le nombre de Mach de l'écoulement étant faible, les champs instantanés de pression sont

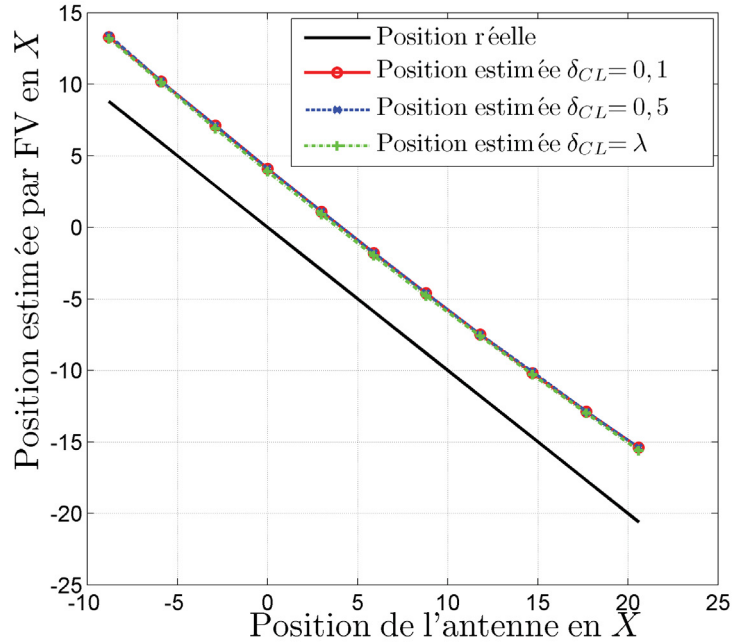


FIG. II.5.25 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs de couche limite ($\delta_{cl} = 0, 1$, $\delta_{cl} = 0, 5$ et $\delta_{cl} = \lambda$). La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0, 106$. L'antenne est située à $H = 40, 6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

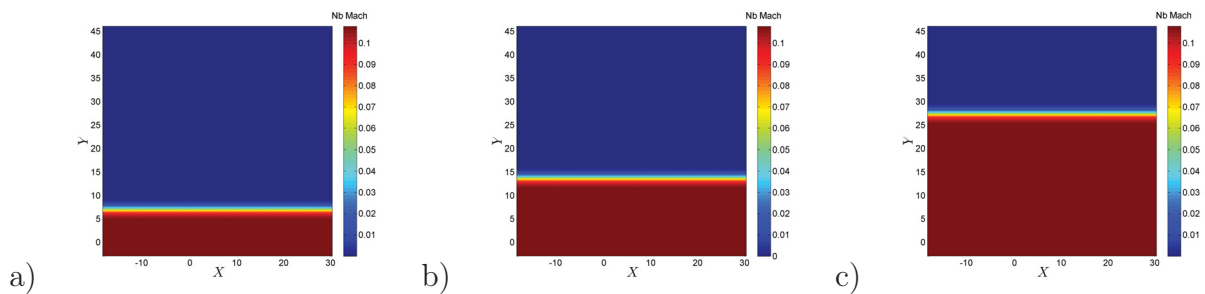


FIG. II.5.26 – Champs de vitesse moyenne pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme a) $H_{ec} = 6, 8$, b) $H_{ec} = 13, 5$ et c) $H_{ec} = 27$ à $\mathcal{M} = 0, 106$.

très similaires.

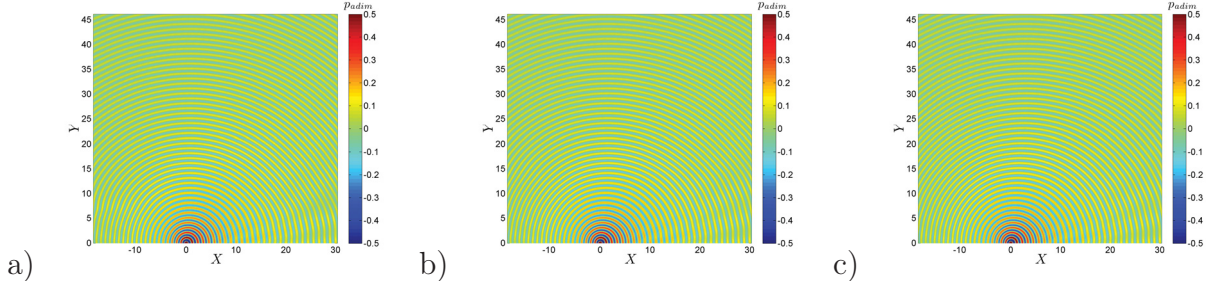


FIG. II.5.27 – Champs instantanés de pression pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme a) $H_{ec} = 6,8$, b) $H_{ec} = 13,5$ et c) $H_{ec} = 27$. La source est, harmonique monopolaire, placée dans un écoulement de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$.

Les signaux de pression sont enregistrés sur une antenne virtuelle, située à $H = 40,6$, composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$ et le traitement par FV est appliqué sans correction des effets de l'écoulement. Les positions estimées par le traitement par FV sont reportées sur un graphique en fonction de la position de l'antenne pour les trois épaisseurs d'écoulement moyen (Figure II.5.28.a). Pour la plus petite épaisseur d'écoulement uniforme ($H_{ec} = 6,8$), les positions estimées de la source par le traitement par FV indique une position de source légèrement décalée vers l'aval par rapport à la position réelle. Ce décalage apparent de la position de la source est de l'ordre de $0,8$ pour les positions d'antenne comprises dans l'intervalle $X = [-8,8; 8,8]$. Au-delà de $X = 8,8$ ce décalage augmente pour atteindre $1,2$ pour la position d'antenne $X = 20,6$. Pour $H_{ec} = 13,5$ et $H_{ec} = 27$, le décalage apparent de la position de la source est respectivement de l'ordre de $1,5$ et $= 3$ pour les positions d'antenne comprises dans l'intervalle $X = [-8,8; 8,8]$. Le décalage apparent de la position de la source semble suivre une loi linéaire fonction de l'épaisseur de l'écoulement uniforme traversée par les ondes acoustiques.

Pour étayer cette idée, cette étude est renouvelée pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. Les positions estimées par le traitement par FV sont reportées sur un graphique en fonction de la position de l'antenne pour les trois épaisseurs d'écoulement moyen (Figure II.5.28.b). Les constatations sont les mêmes, le décalage apparent de la position de la source obtenu par traitement par FV augmente linéairement avec l'épaisseur de l'écoulement uniforme. Le Tableau II.5.2 compare le décalage apparent moyen (c'est-à-dire moyenné pour toutes les positions d'antenne) de la position de la source obtenue à partir du traitement par FV des simulations numériques et les valeurs obtenues avec l'Équation (3.39). Pour le nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, l'erreur relative entre la position moyenne estimée et la position donnée par l'Équation (3.39) varie de 25% à $12,94\%$. Ces erreurs relatives sont élevées car pour un faible nombre de Mach et une mince épaisseur d'écoulement uniforme le décalage apparent de la position de la source est faible. Or, le traitement par FV recherche une position de source sur axe de focalisation dont le pas d'incrément est de $0,1$. Ainsi, cette faible précision du traitement par FV et un faible décalage apparent de la position de la source mènent à des erreurs relatives élevées. En revanche, en augmentant le nombre de Mach ($\mathcal{M} = 0,3$), l'erreur relative diminue, pour atteindre une valeur inférieure à $10,0\%$ dans le cas de la plus grande épaisseur d'écoulement uniforme. Par conséquent, ce simple calcul permet d'estimer

H_{ec}	\mathcal{M}	$\mathcal{M} \times H_{ec}$	(déca.)	$((\text{déca.}) - (\mathcal{M} \times H_{ec})) / (\mathcal{M} \times H_{ec})$
6,8	0,106	0,72	0,90	+25,00%
13,5	0,106	1,43	1,67	+16,78%
27,0	0,106	2,86	3,23	+12,94%
6,8	0,3	2,04	2,30	+12,75%
13,5	0,3	4,05	4,39	+8,40%
27,0	0,3	8,10	8,68	+7,16%

TAB. II.5.2 – Tableau comparant le décalage apparent moyen de la position d'une source placée dans un écoulement et le produit du nombre de Mach par l'épaisseur de l'écoulement uniforme.

grossièrement le décalage apparent de la position d'une source placée dans un écoulement, si le nombre de Mach et l'épaisseur d'écoulement uniforme sont connus.

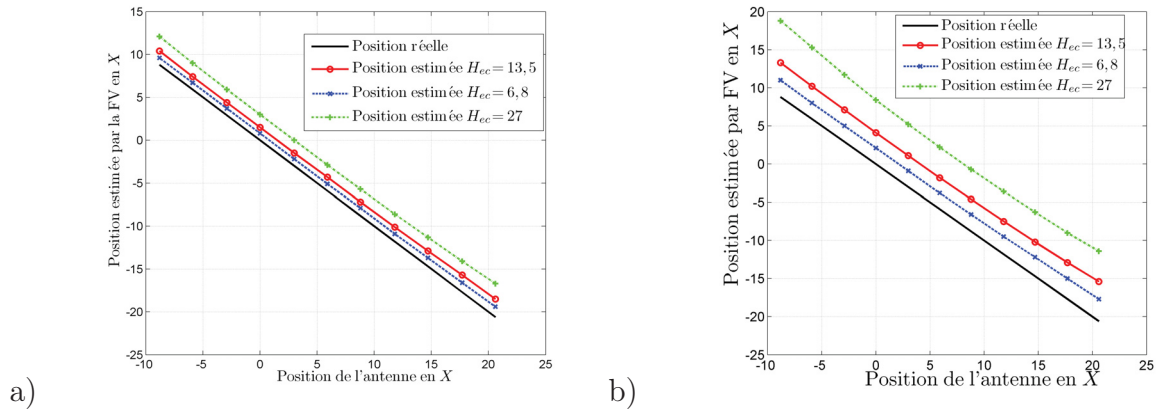


FIG. II.5.28 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme ($H_{ec} = 6,8$, $H_{ec} = 13,5$ et $H_{ec} = 27$) et deux nombres de Mach a) $\mathcal{M} = 0,106$ et b) $\mathcal{M} = 0,3$. La source est harmonique monopolaire. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Afin d'estimer la position réelle de la source, les modèles d'Amiet et de Koop sont associés au traitement par FV pour les deux nombres de Mach et les trois épaisseurs d'écoulement uniforme. Le traitement par FV associé à la correction d'Amiet est présenté en Figure II.5.29.a pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$ et en Figure II.5.29.c pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. Le traitement par FV associé à la correction de Koop est présenté en Figure II.5.29.b pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$ et Figure II.5.29.d pour un nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,3$. L'estimation de la position de la source par traitement par FV associé au modèle de Koop permet une parfaite localisation pour toutes les positions d'antenne, les trois épaisseurs d'écoulement uniforme et les deux nombres de Mach. Le traitement par FV associé au modèle d'Amiet permet une bonne estimation de la position de la source pour un faible nombre de Mach ($\mathcal{M} = 0,106$) et les trois épaisseurs de l'écoulement uniforme. En revanche, pour un nombre de Mach plus élevé ($\mathcal{M} = 0,3$), le traitement par FV associé à la

CHAPITRE 5. SIMULATION NUMÉRIQUE DU RAYONNEMENT D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ POUR L'APPLICATION À LA FORMATION DE VOIES

correction d'Amiet surestime le décalage de la source pour des positions de source excentrées par rapport au centre de l'antenne. En conclusion, l'épaisseur d'écoulement uniforme est un paramètre important lors d'une mesure de localisation de source. En effet, cette épaisseur conditionne en grande partie le décalage apparent de la position source.

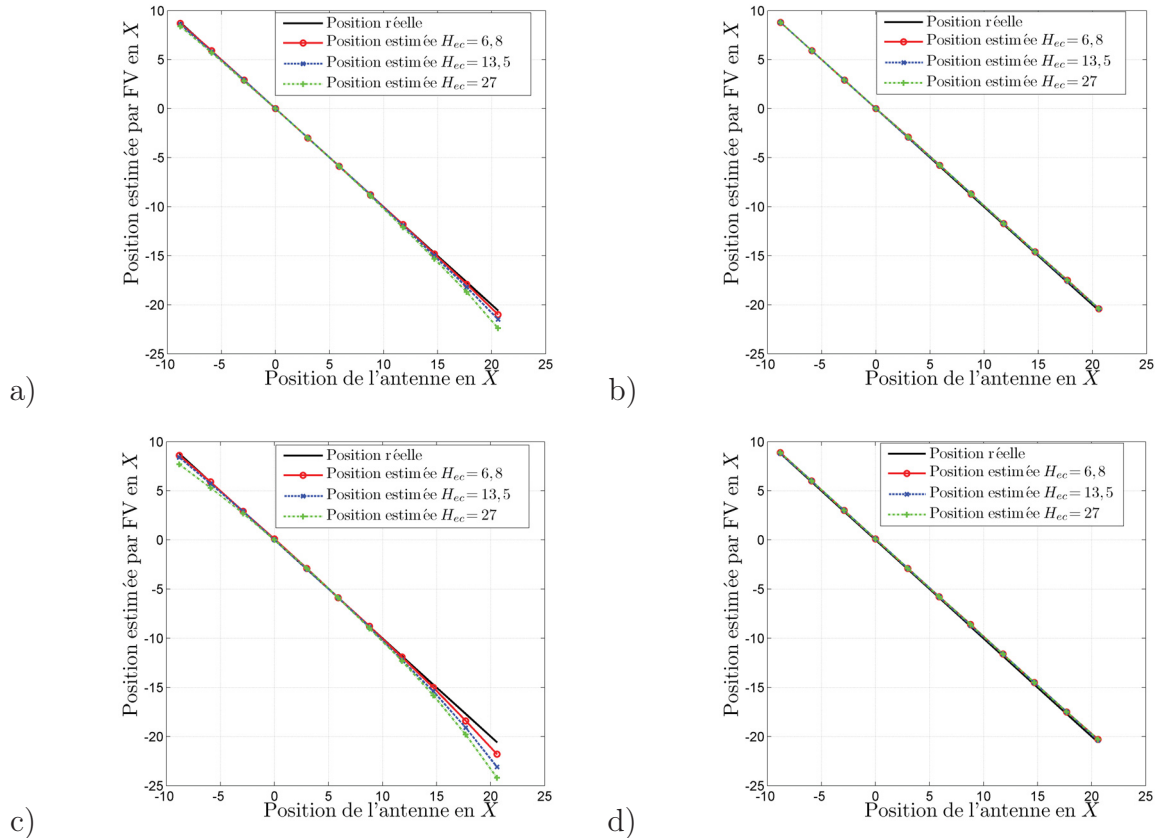


FIG. II.5.29 – Positions estimées par le traitement par FV en fonction de la position de l'antenne imposée dans le code numérique pour trois épaisseurs d'écoulement uniforme ($H_{ec} = 6,8$, $H_{ec} = 13,5$ et $H_{ec} = 27$) et deux nombres de Mach a) $\mathcal{M} = 0,106$ avec le modèle d'Amiet et b) $\mathcal{M} = 0,106$ avec le modèle de Koop, c) $\mathcal{M} = 0,3$ avec le modèle d'Amiet et d) $\mathcal{M} = 0,3$ avec le modèle de Koop. La source est harmonique monopolaire. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

5.8 Influence du nombre de Mach sur la localisation de source

L'épaisseur d'écoulement uniforme traversée par l'onde acoustique est un paramètre important lors d'une mesure de localisation de source acoustique. En effet, plus l'épaisseur d'écoulement uniforme est grande plus la position de la source acoustique est décalée en aval. Or, un autre paramètre influant sur le décalage apparent de la position de la source est le nombre de Mach. Dans la section précédente deux nombres de Mach ont été étudiés,

$\mathcal{M} = 0,106$ et $\mathcal{M} = 0,3$ et il a été montré que le décalage apparent de la position de la source augmente avec le nombre de Mach.

Dans cette section le décalage apparent de la position de la source est étudié en fonction du nombre de Mach, ainsi que la robustesse des corrections pour des nombres de Mach supérieurs à $\mathcal{M} = 0,3$. L'écoulement moyen simulé est composé d'un écoulement uniforme d'épaisseur $H_{ec} = 13,5$ et d'une épaisseur de couche de cisaillement de $\delta_{cm} = 2$. Le nombre de Mach de l'écoulement moyen varie dans la gamme $\mathcal{M} = [0,106; 0,9]$. La couche limite n'est pas simulée. La source est, harmonique monopolaire, placée en $X = 0$ et $Y = 0$. La longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. Les champs instantanés de pression obtenus sont présentés sur la Figure II.5.30.a pour $\mathcal{M} = 0,32$ et sur la Figure II.5.30.b pour $\mathcal{M} = 0,54$. Pour les deux vitesses d'écoulement moyen, le champ de pression rayonné vers l'amont est réfléchi par la couche de cisaillement. Ce phénomène est d'autant plus notable pour $\mathcal{M} = 0,54$.

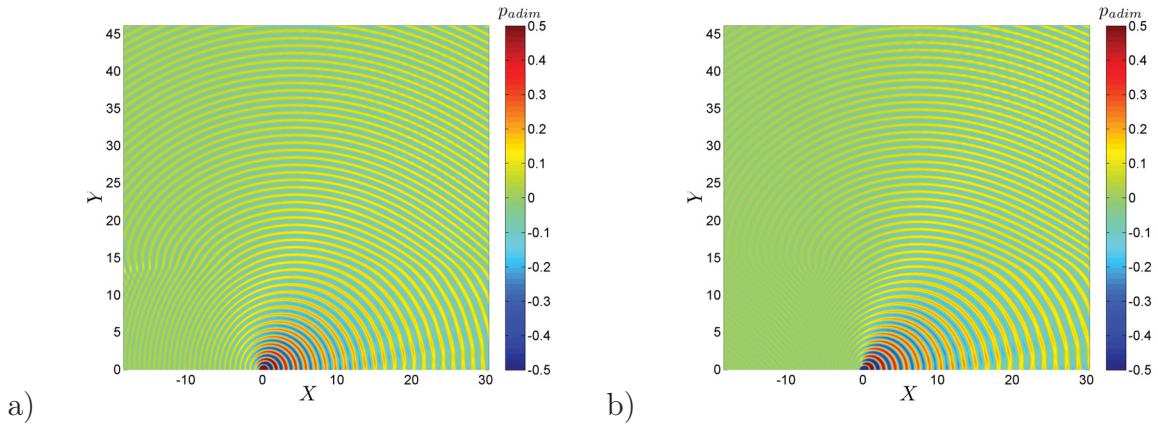


FIG. II.5.30 – Champs instantanés de pression pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement dont le nombre de Mach est a) $\mathcal{M} = 0,32$ et b) $\mathcal{M} = 0,54$.

Les signaux de pression sont enregistrés sur une antenne virtuelle, dont le centre est en face de la source, située à $H = 40,6$, composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$ et le traitement par FV est appliqué sans correction des effets de l'écoulement. La position estimée par le traitement par FV est recherchée et reportée sur un graphique en fonction du nombre de Mach (Figure II.5.31). L'estimation de la position de la source pour $\mathcal{M} = 0,32$ indique un décalage de la position de la source de 4,5 (légèrement supérieur au décalage de la section précédente car le nombre de Mach est légèrement supérieur). Plus le nombre de Mach augmente, plus le décalage apparent de la position de la source augmente (cette augmentation suit une loi linéaire). Le calcul du décalage apparent de la position de la source par le produit du nombre Mach avec l'épaisseur de l'écoulement uniforme montre ses limites au-delà de $\mathcal{M} = 0,3$. L'erreur commise par ce calcul est supérieure à la longueur d'onde pour le plus grand nombre de Mach. L'utilisation des deux modèles de correction associés au traitement par FV permet une estimation très satisfaisante de la position de la source pour tous les nombres de Mach avec une erreur inférieure à 0,2. Ainsi, le nombre de Mach est également un paramètre important lors d'une mesure de localisation de source, car le décalage apparent de la position de la source est proportionnel à celui-ci. De plus, le traitement par FV associé à des corrections des effets de l'écoulement sur la propagation

CHAPITRE 5. SIMULATION NUMÉRIQUE DU RAYONNEMENT D'UNE SOURCE ACOUSTIQUE EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ POUR L'APPLICATION À LA FORMATION DE VOIES

acoustique estime parfaitement la position de la source même pour des nombres de Mach élevés (dans le d'une source en face de l'antenne).

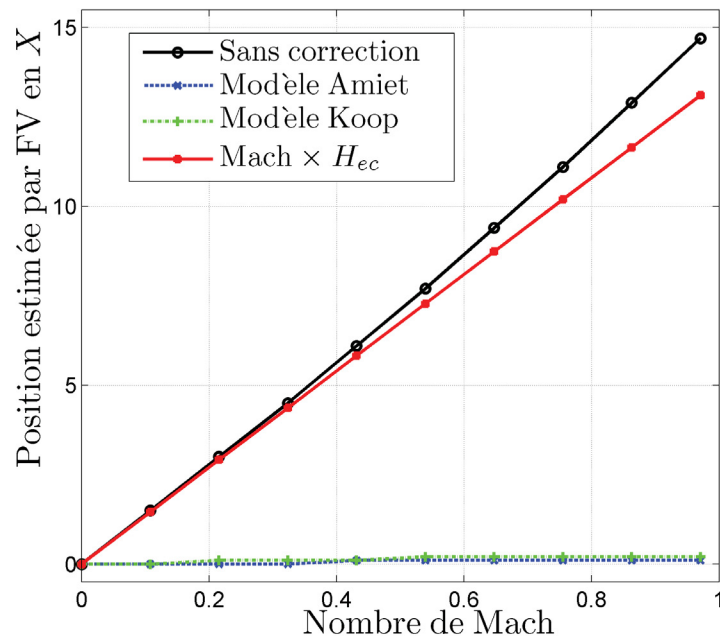


FIG. II.5.31 – Position estimée par le traitement par FV en fonction du nombre de Mach de l'écoulement moyen. La source sonore est un monopôle. L'antenne est située à $H = 40,6$ et est composée de 31 capteurs espacés de $d = \lambda/2$.

Conclusion

Après une brève revue bibliographique, le principe du traitement par FV a été introduit pour des ondes planes et sphériques. L'influence des divers paramètres sur la résolution du lobe principal a été montrée. Puis deux corrections différentes des effets de l'écoulement sur la propagation acoustique utilisées pour le traitement par FV ont été présentées.

Des expériences ont été menées dans la soufflerie anéchoïque *Eole*. La source est un haut-parleur, placée dans un milieu animé par un écoulement. Les profils de vitesses moyennes de l'écoulement ont été caractérisés par des mesures au fil chaud afin de définir les paramètres importants pour la localisation de sources. Le champ de pression est enregistré par une antenne linéaire uniforme composée de 31 microphones placée en dehors de l'écoulement.

Sans écoulement le traitement par FV a permis d'estimer précisément la position de la source pour différentes positions du centre de l'antenne par rapport à la position de la source et trois fréquences différentes. En présence d'écoulement, la position de source estimée par le traitement par FV est erronée. L'effet principal de l'écoulement est la convection des fronts d'ondes. Ainsi, le traitement par FV localise la position de la source en aval de la position réelle. Ce décalage apparent de la position de la source est indépendant de la fréquence du signal source. L'utilisation des corrections des effets de l'écoulement permet d'estimer correctement la position réelle de la source. Cette étude expérimentale est cependant limitée par les moyens techniques mis en place. En ce sens un code numérique résolvant les EEL est utilisé pour simuler les champs de pression captés par l'antenne microphonique.

Dans un premier temps, les profils de vitesse moyenne expérimentaux sont interpolés sur la grille de calcul afin de simuler au mieux l'écoulement présent dans la soufflerie. La source physique est remplacée par un monopôle dans la simulation. Le champ de pression est enregistré sur une antenne dont les dimensions sont similaires à celle utilisée expérimentalement. Le traitement par FV est appliqué avec et sans écoulement pour différentes positions du centre de l'antenne par rapport à la source et différentes fréquences. Les résultats numériques sont similaires aux résultats expérimentaux. La position estimée de la source est décalée vers l'aval par rapport à la position réelle. De plus ce décalage est du même ordre de grandeur. Ainsi, cette étude a validé l'utilisation du code pour mener des expériences de localisation de source numérique.

Différents paramètres de l'écoulement moyen ont pu être contrôlés grâce à des profils analytiques en accord avec les profils expérimentaux. Nous avons montré que l'épaisseur de

Conclusion

couche de cisaillement n'avait aucun effet manifeste sur l'estimation de la position de la source par traitement par FV. En revanche l'influence du nombre de Mach et de l'épaisseur d'écoulement moyen a été montrée. De plus, nous avons montré que le décalage apparent de la source est proportionnel au produit du nombre de Mach et de l'épaisseur d'écoulement uniforme. Enfin, la validité des corrections a été vérifiée jusqu'à un nombre de Mach égal à $\mathcal{M} = 0,9$, celles-ci donnent des résultats pleinement satisfaisants.

Troisième partie

Localisation de source acoustique placée
dans un écoulement par retournement
temporel numérique

Sommaire

Introduction bibliographique	111
6 Le retournement temporel appliqué aux équations d'Euler linéarisées : principe et méthode	113
6.1 Invariance temporelle des équations d'Euler linéarisées	113
6.2 La cavité à retournement temporel	115
6.3 Le miroir à retournement temporel	120
6.4 Étude paramétrique sur la localisation de source par retournement temporel	128
6.5 Résolution spatiale de la tache de focalisation pour une antenne linéaire . . .	132
6.6 Autres configurations d'antenne	134
7 Localisation par retournement temporel de sources acoustiques placées en écoulement cisailé : application à des données numériques	137
7.1 Cas d'une source harmonique monopolaire	137
7.2 Cas d'une source harmonique dipolaire	140
7.3 Cas d'une source large-bande monopolaire	142
7.4 Cas de plusieurs sources	145
7.5 Influence du nombre de Mach sur la localisation	147
8 Localisation de source acoustique placée en écoulement par retournement temporel : application à des données expérimentales	151
8.1 Dispositif expérimental	151
8.2 Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos . .	153
8.3 Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé	153
8.4 Cas d'une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé . .	156
8.5 Cas d'une source large-bande placée dans un écoulement cisailé	158
8.6 Influence du rapport signal-sur-bruit	161
8.7 Application à une source aéroacoustique : le <i>MOPET</i>	164
Conclusion	169

SOMMAIRE

Introduction bibliographique

De nombreuses techniques de localisation de source ont été développées telles la formation de voies [42] ou l'holographie acoustique [61]... Ces techniques sont utilisées dans de nombreux domaines de l'acoustique comme l'acoustique sous-marine, l'acoustique ultrasonore ou la vibroacoustique. Dans les années 90, Fink *et al.* [62–65] proposent une nouvelle méthode expérimentale de focalisation pour les ondes ultrasonores basée sur le principe du retournement temporel. Le champ de pression émis par une source sonore est enregistré sur une surface, les signaux sont ensuite retournés temporellement et réémis depuis la position où ils ont été enregistrés. La surface génère ainsi un champ rétropropagé convergeant vers la position de la source. Les auteurs mettent en évidence l'invariance, par retournement temporel, de la propagation des ondes acoustiques, même dans un milieu complexe. Depuis cette technique a été très étudiée et utilisée, que ce soit dans le domaine de l'acoustique sous-marine, de la médecine, du contrôle non destructif ou encore des ondes électromagnétiques.

En 2009, Bavu *et al.* [66] proposent une méthode d'imagerie haute résolution dans le domaine audible utilisant un puits à retournement temporel numérique. La méthode se compose d'une phase expérimentale de mesure, et d'une phase de simulation en retournement temporel permettant de localiser la source. L'expérience se déroule dans une chambre anéchoïque et comprend une antenne de microphones et une source acoustique. L'antenne matricielle est composée de 36 microphones espacés de 7,5 cm et la source émet un signal impulsionnel. Le champ acoustique enregistré par les microphones est retourné temporellement et rétropropagé par l'utilisation d'un code numérique résolvant l'équation de propagation. L'étape de retournement temporel permet de localiser la position de la source en recherchant le maximum spatio-temporel du champ rétropropagé. L'image de focalisation obtenue possède une certaine largeur due aux interférences entre les ondes convergente et divergente, qui ne peut être inférieure à la demi-longueur du signal émis par la source [67]. Pour dépasser cette limite de résolution, Bavu utilise le concept de puits à retournement temporel. Cette méthode consiste à réémettre le signal temporel passant par le point source à cet endroit, lors d'une seconde étape de rétropropagation du champ acoustique, afin d'annuler l'onde divergente et ainsi atteindre une super-résolution. Les résultats numériques obtenus à partir de l'enregistrement des signaux de pression par les microphones montrent qu'il est possible d'obtenir une tache de focalisation ayant la même taille que la source réelle.

Bien que la méthode de retournement temporel ait été appliquée dans de nombreux domaines de l'acoustique, très peu de littérature concerne la propagation dans un milieu en

mouvement ou la localisation de sources aéroacoustiques. La seule étude à notre connaissance a été proposée par Deneuve *et al.* [68] et s'intéresse à l'analyse de simulations numériques aéroacoustiques. La génération de champs acoustiques et la phase de rétropropagation sont réalisées grâce un code numérique résolvant les équations d'Euler bidimensionnelles. Les auteurs rappellent l'invariance par retournement temporel et la nécessité de renverser spatialement la vitesse de l'écoulement de ces équations. Ce dernier point a été introduit par Roux *et al.* [69] en 1995, mais n'avait jamais été utilisé en aéroacoustique numérique auparavant. Une méthode de différenciation complexe est également utilisée pour détecter les zones associées à la génération sonore. La méthode de retournement temporel associée à la différenciation complexe est appliquée au cas d'une injection de masse, de surfaces vibrantes et du rayonnement acoustique d'une couche de mélange. Pour chaque situation la position de la source est localisée avec succès.

L'étude de Bavu *et al.* a mis en évidence la possibilité de retourner temporellement des signaux issus de mesures expérimentales dans un code numérique. L'étude de Deneuve *et al.* exploite l'invariance par retournement temporel d'équations vectorielles, les équations d'Euler, et montre l'efficacité de cette approche pour localiser une source en écoulement. Notre travail s'appuie sur les résultats de ces deux études. Des expériences sont mises en œuvre dans une soufflerie anéchoïque. Une source acoustique rayonne dans un milieu animé par un écoulement, le champ de pression est enregistré par une antenne de microphones linéaire uniforme. Les signaux de pression sont retournés temporellement et rétropropagés dans un code numérique résolvant les équations d'Euler linéarisées afin de localiser la position de la source [70, 71].

Le premier chapitre est consacré à l'invariance par retournement temporel des EEL et présente les concepts de la cavité et de miroir à retournement temporel. L'influence des paramètres du système sur la localisation de source est étudiée numériquement dans le cas du miroir. Puis les dimensions de la tache de focalisation sont discutées.

Dans le second chapitre, des données issues de la simulation sont analysées. La position d'une source placée dans un écoulement similaire à celui de la soufflerie anéchoïque est recherchée grâce à la méthode de retournement temporel. Le cas du monopôle et du dipôle pour différents signaux sources sont étudiés.

Enfin dans le dernier chapitre, la technique de retournement temporel est appliquée à des données issues de mesures expérimentales dans le cas d'un monopôle et d'un dipôle. L'influence du rapport signal sur bruit est également étudié. Finalement, un essai préliminaire sur un corps tridimensionnel placé dans un écoulement est présenté.

Chapitre 6

Le retournement temporel appliqué aux équations d'Euler linéarisées : principe et méthode

6.1 Invariance temporelle des équations d'Euler linéarisées

Ce paragraphe a pour objectif de préciser les conditions d'invariance par retournement temporel des EEL. Les EEL dans leur version bidimensionnelle ont été présentées dans le chapitre 2 et peuvent s'écrire sous la forme réduite suivante

$$L_t \mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{t}) + L_x \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{t}) + L_y \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{t}) + \mathbf{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, \mathbf{t}) = 0. \quad (6.1)$$

L_t , L_x et L_y sont respectivement des opérateurs temporels et spatiaux donnés par

$$L_t = \frac{\partial}{\partial t}, \quad (6.2)$$

$$L_x = \frac{\partial}{\partial x}, \quad (6.3)$$

$$L_y = \frac{\partial}{\partial y}, \quad (6.4)$$

Les deux opérateurs spatiaux n'étant pas dépendants du temps, le retournement temporel ne modifie en rien leurs expressions. En revanche, l'opérateur temporel est impair par renversement du temps. Ainsi, le retournement temporel des EEL conduit au nouveau système d'équations suivant

$$-L_t \mathbf{U}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, -\mathbf{t}) + L_x \mathbf{E}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, -\mathbf{t}) + L_y \mathbf{F}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, -\mathbf{t}) + \mathbf{H}(\mathbf{x}, \mathbf{y}, -\mathbf{t}) = 0. \quad (6.5)$$

Ce nouveau jeu d'équations n'est pas celui présenté au système (6.1). Par conséquent, les EEL ne sont pas directement invariantes après retournement temporel de l'opérateur L_t .

Pour accéder à l'invariance par retournement temporel des EEL, une condition supplémentaire est nécessaire et se base sur le renversement spatial des vecteurs vitesses [68]. Cette condition est illustrée par l'exemple suivant. Imaginons une source rayonnant dans un écoulement uniforme. Les ondes acoustiques sont convectées vers l'aval et atteignent une antenne placée dans un milieu au repos. Le signal capté par l'antenne est retourné temporellement et réémis à partir de celle-ci. Physiquement, si la direction de l'écoulement n'est pas retournée, les ondes acoustiques réémises se propageant dans l'écoulement sont de nouveau convectées vers l'aval ce qui les empêche de converger vers la position réelle de la source. En revanche, le renversement spatial de la direction de l'écoulement, impose un changement de direction de la propagation des ondes acoustiques dans celui-ci. Ainsi, les ondes acoustiques se propageant dans l'écoulement sont, dans ces nouvelles conditions, convectées vers l'amont. La propagation des ondes vers leur origine est de nouveau rendue possible. Cette condition de renversement spatial de la direction de l'écoulement s'écrit

$$u(x, y, t) \rightarrow -u(x, y, -t) \quad (6.6)$$

$$v(x, y, t) \rightarrow -v(x, y, -t) \quad (6.7)$$

Le renversement du temps et le renversement spatial des vecteurs vitesses conduisent au nouveau système suivant

$$\begin{aligned} & -L_t \begin{pmatrix} \rho' \\ -\rho_0 u' \\ -\rho_0 v' \\ p' \end{pmatrix} + L_x \begin{pmatrix} -\rho_0 u' - \rho' u_0 \\ \rho_0 u' u_0 + p' \\ \rho_0 u_0 v' \\ -p' u_0 - \gamma p_0 u' \end{pmatrix} + L_y \begin{pmatrix} -\rho_0 v' - \rho' v_0 \\ \rho_0 u' v_0 \\ \rho_0 v_0 v' + p' \\ -p' v_0 - \gamma p_0 v' \end{pmatrix} + \\ & \begin{pmatrix} 0 \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial u_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial u_0}{\partial y} \\ (\rho_0 u' + \rho' u_0) \frac{\partial v_0}{\partial x} + (\rho_0 v' + \rho' v_0) \frac{\partial v_0}{\partial y} \\ -(\gamma - 1)p' \left(\frac{\partial u_0}{\partial x} + \frac{\partial v_0}{\partial y} \right) + (\gamma - 1) \left(u' \frac{\partial p_0}{\partial x} + v' \frac{\partial p_0}{\partial y} \right) \end{pmatrix} = 0. \end{aligned} \quad (6.8)$$

Au signe moins près, les EEL décrites dans la section 2.1 sont retrouvées. Par conséquent, le renversement spatial des vecteurs vitesse permet aux EEL de devenir un jeu d'équations invariant par retournement temporel.

Dans la suite de cette étude, cette propriété est utilisée à des fins de localisation de sources acoustiques placées dans un écoulement. Pour mettre en œuvre cette démarche, la résolution numérique des EEL présentée dans la section 2.1 est utilisée. La méthode pour retourner temporellement le champ acoustique est présentée dans la section suivante, dans le cas d'une cavité à retournement temporel.

6.2 La cavité à retournement temporel

Le principe de la cavité à retournement temporel a été exposé par Fink et Cassereau [62, 65] dans les années 90. Il est rappelé ici en suivant l'illustration de la Figure III.6.1 et sa mise en application est simulée en résolvant les EEL.

Considérons une source impulsionnelle rayonnant en champ libre entourée par une cavité (ne modifiant pas la propagation de l'onde acoustique) de surface S sur un volume V . La source émet une onde acoustique à $t = 0$, celle-ci se propage vers la surface délimitant la cavité et l'atteint à t_c , puis quitte le domaine de contrôle à $t = t_f$. La surface de la cavité est composée de capteurs pouvant enregistrer simultanément le champ de pression ainsi que sa dérivée normale. Il est à noter que ces deux quantités doivent être enregistrées respectivement par des capteurs monopolaires et dipolaires [72]. La phase d'enregistrement est suivie d'une phase de réémission. Les signaux temporels enregistrés par la cavité sont retournés temporellement et réémis à partir de celle-ci, de $t = t_f$ jusqu'à $t = 0$. Le champ de pression créé par la cavité reproduit alors la forme du front d'onde qui parcourt le chemin inverse. Ainsi le champ de pression régénéré converge vers le point source. Le principe de conservation de l'énergie impose la création d'une onde divergente au point source à la suite de l'onde convergente. Dans le cas d'une cavité, les ondes convergente et divergente interfèrent et forment une tache de focalisation dont la largeur est égale à $\lambda/2$ [73]. Bavu discute dans les références [66, 74] d'une méthode améliorant la résolution de la tache de focalisation par une technique de puits à retournement temporel qui consiste à réémettre un champ acoustique à la position de la source pendant l'étape d'émission du champ retourné de façon à annuler l'onde divergente.

Une cavité à retournement temporel peut être mise en place dans un domaine numérique où les EEL sont résolues. Cette première simulation consiste à vérifier la possibilité de localiser une source en utilisant les EEL.

Considérons une source acoustique, émettant une impulsion d'amplitude $A = 0,01$ entre le temps $t = 0$ et $t = t_f$ dans un milieu au repos. Le terme de forçage des EEL localisé en (x_s, y_s) a pour expression

$$\mathbf{S} = \begin{pmatrix} A \exp(-\log(2)/9[(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2]) \\ 0 \\ 0 \\ A \exp(-\log(2)/9[(x - x_s)^2 + (y - y_s)^2]) \end{pmatrix}. \quad (6.9)$$

Le nombre de points de calcul est $n_x = n_y = 407$ avec $\Delta x = \Delta y = 1$. L'onde se propage pendant 300 itérations temporelles avec un pas de temps $\Delta t = 0,6$ pour un CFL de 0,6. Les conditions de non-réflexions sur les limites du domaine décrites dans la section 2.4 sont utilisées.

L'impulsion est émise au centre du domaine de calcul, dans un milieu au repos, à l'instant initial $t_i = 31$ et atteint les frontières de la cavité à l'instant t_c . La masse volumique, la pression et les deux composantes de la vitesse sont enregistrées sur une cavité carrée entourant la source (Figure III.6.2). Les limites de la cavité sont situées à égales distances de la source et des limites du domaine numérique. Une fois la simulation du rayonnement terminée

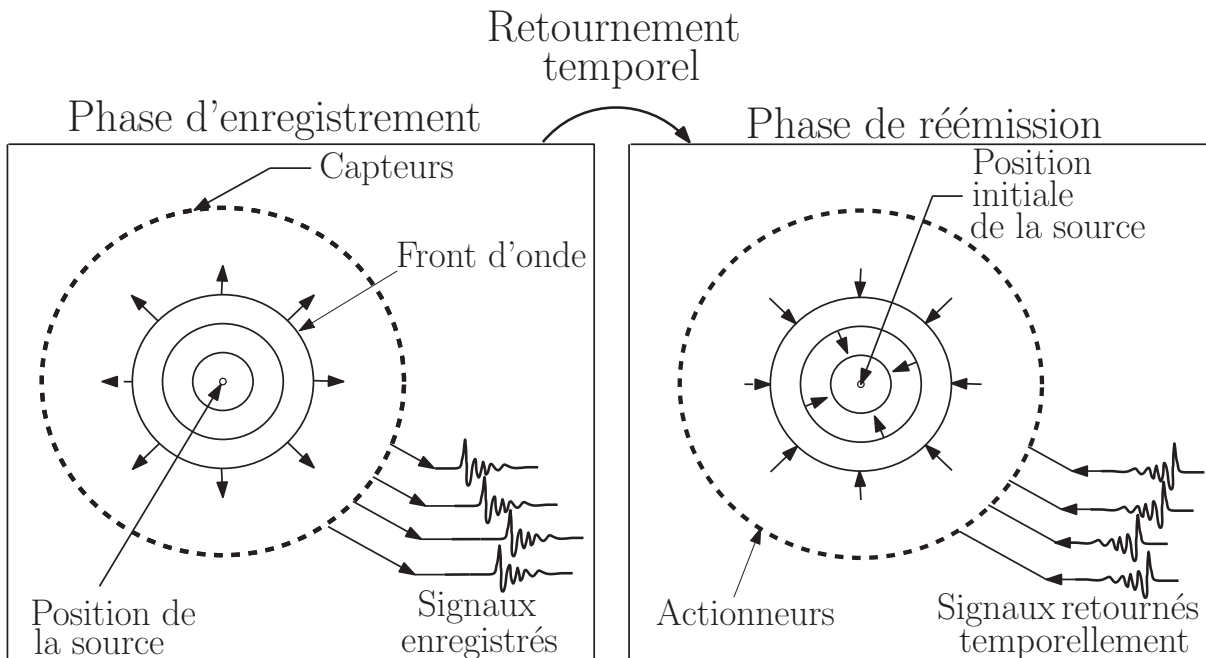


FIG. III.6.1 – Principe de la cavité à retournement temporel, à gauche, la phase d'enregistrement et à droite, la phase de réémission).

(appelée simulation au « temps direct » dans la suite), les signaux des quatre quantités sont retournés temporellement et réémis depuis les positions respectives d'enregistrement (appelée simulation au « temps retourné » dans la suite). Numériquement, cela revient à imposer une condition de Dirichlet qui varie au cours du temps.

Trois champs instantanés de pression de la simulation au temps direct et de la simulation au temps retourné sont présentés sur la Figure III.6.2. A chaque champ instantané de pression au temps t , est associé le champ instantané issu du retournement temporel au temps $t_f - t$ (avec t_f le temps final de la simulation). Les trois champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct montrent une propagation classique en onde sphérique à trois instants de l'évolution temporelle. Les champs instantanés de pression issus du retournement temporel sont très similaires aux champs directs. La cavité à retournement temporel appliquée aux EEL permet donc de retrouver l'évolution temporelle du champ de pression.

Pour comparer les champs de pression aux temps direct et retourné, le maximum spatio-temporel est recherché pour chaque simulation. Pour la simulation au temps direct, le maximum spatio-temporel est logiquement trouvé au centre du domaine à l'instant $t = t_i$, quand l'impulsion est émise. Pour la simulation au temps retournée, le maximum spatio-temporel est détecté au centre du domaine à l'instant $t = t_f - t_i$. Les deux profils des champs instantanés de pression (à t_i et $t_f - t_i$), ainsi que la différence entre ces deux champs sont tracés suivant l'axe $Y = 0$ sur la Figure III.6.3. Sur la Figure III.6.3.a, les deux profils sont quasi superposés. Par conséquent, l'utilisation d'une cavité à retournement temporel associée aux EEL permet de localiser exactement la position de la source. La forme spatiale initiale de

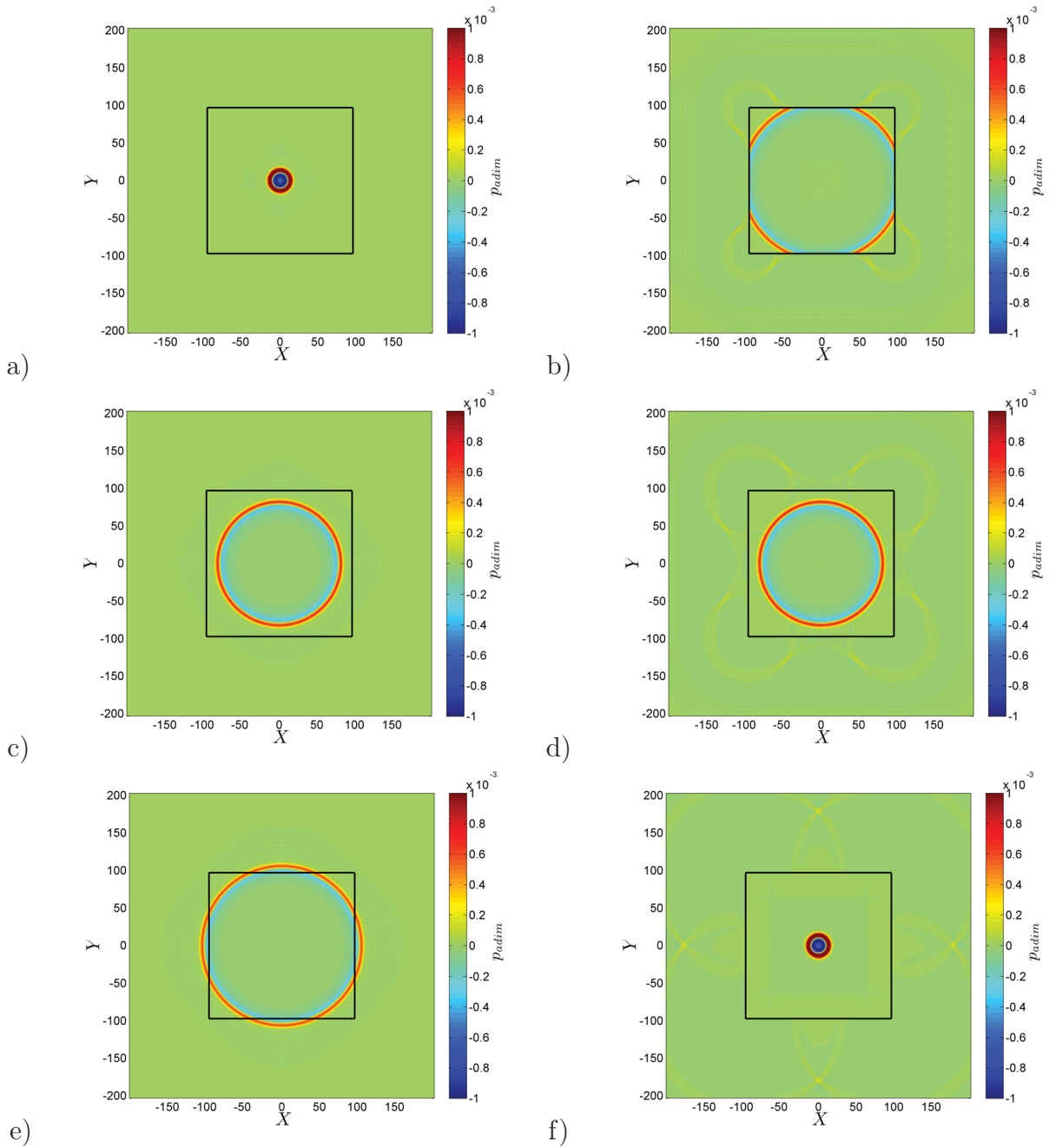


FIG. III.6.2 – Champs instantanés de pression, pour la simulation au temps direct aux instants a) $t = 31$, b) $t = 145$ et c) $t = 185$ et pour le retournement temporel aux instants d) $t = t_f - 185$, e) $t = t_f - 145$ et f) $t = t_f - 31$. La cavité à retournement temporel est représentée par le carré en trait noir. Le milieu est au repos.

CHAPITRE 6. LE RETOURNEMENT TEMPOREL APPLIQUÉ AUX ÉQUATIONS D'EULER LINÉARISÉES : PRINCIPE ET MÉTHODE

l'impulsion est retrouvée presque parfaitement. Seule subsiste une erreur sur l'amplitude de l'ordre de 2%.

Bien que l'amplitude exacte de l'onde initiale ne peut être retrouvée parfaitement avec cette simulation, ce défaut n'est pas contraignant car la suite de l'étude est consacrée à l'antenne linéaire, aussi appelée miroir à retournement temporel, qui ne capte qu'une portion du signal émis par la source et donc ne peut restituer pleinement l'amplitude de la source.

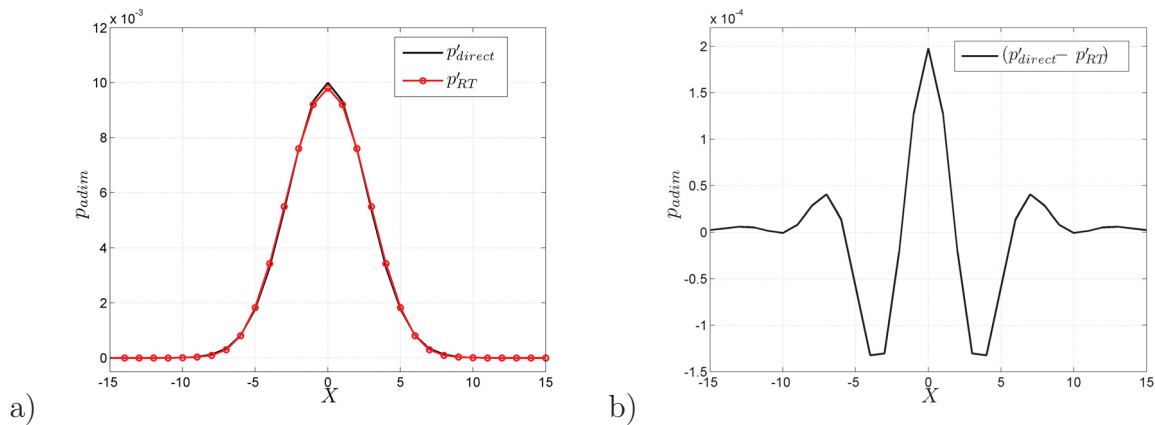


FIG. III.6.3 – a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$. b) Différence entre ces deux profils. Le milieu est au repos.

Cette première expérience numérique montre que les EEL permettent de simuler correctement la cavité à retournement temporel pour localiser la position d'une source sonore dans un milieu au repos.

Considérons maintenant, une source placée dans un écoulement uniforme. Les paramètres de la simulation précédente sont conservés (le CFL étant dépendant du nombre de Mach, sa valeur est maintenant CFL égal à 0,75 pour conserver un pas de temps identique). L'écoulement uniforme est dirigé dans le sens des X croissants (le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,25$). Les champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct et la cavité à retournement temporel sont présentés pour trois itérations temporelles sur la Figure III.6.4. Dans le cas de la simulation au temps direct, le front d'onde créé par l'impulsion est convecté vers l'aval. Par conséquent, le front d'onde en aval atteint plus rapidement la cavité que le front d'onde en amont. Cette dissymétrie induite par l'écoulement est restituée lors de la phase de réémission par la cavité. Le front d'onde en amont est réémis avant le front d'onde en aval et converge vers le point source où ils interfèrent.

Les maxima spatio-temporels sont recherchés et les profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression au temps t_i pour la simulation au temps direct et au temps $t_f - t_i$ pour la simulation retournée temporellement sont tracés en Figure III.6.5. Le profil du champ instantané de pression issu du retournement temporel indique que la position de la source est parfaitement retrouvée. Par conséquent, l'utilisation d'une cavité à retournement temporel associée aux EEL permet effectivement de localiser très précisément la position de la source placée au sein d'un écoulement uniforme. De plus, la différence entre les profils des champs

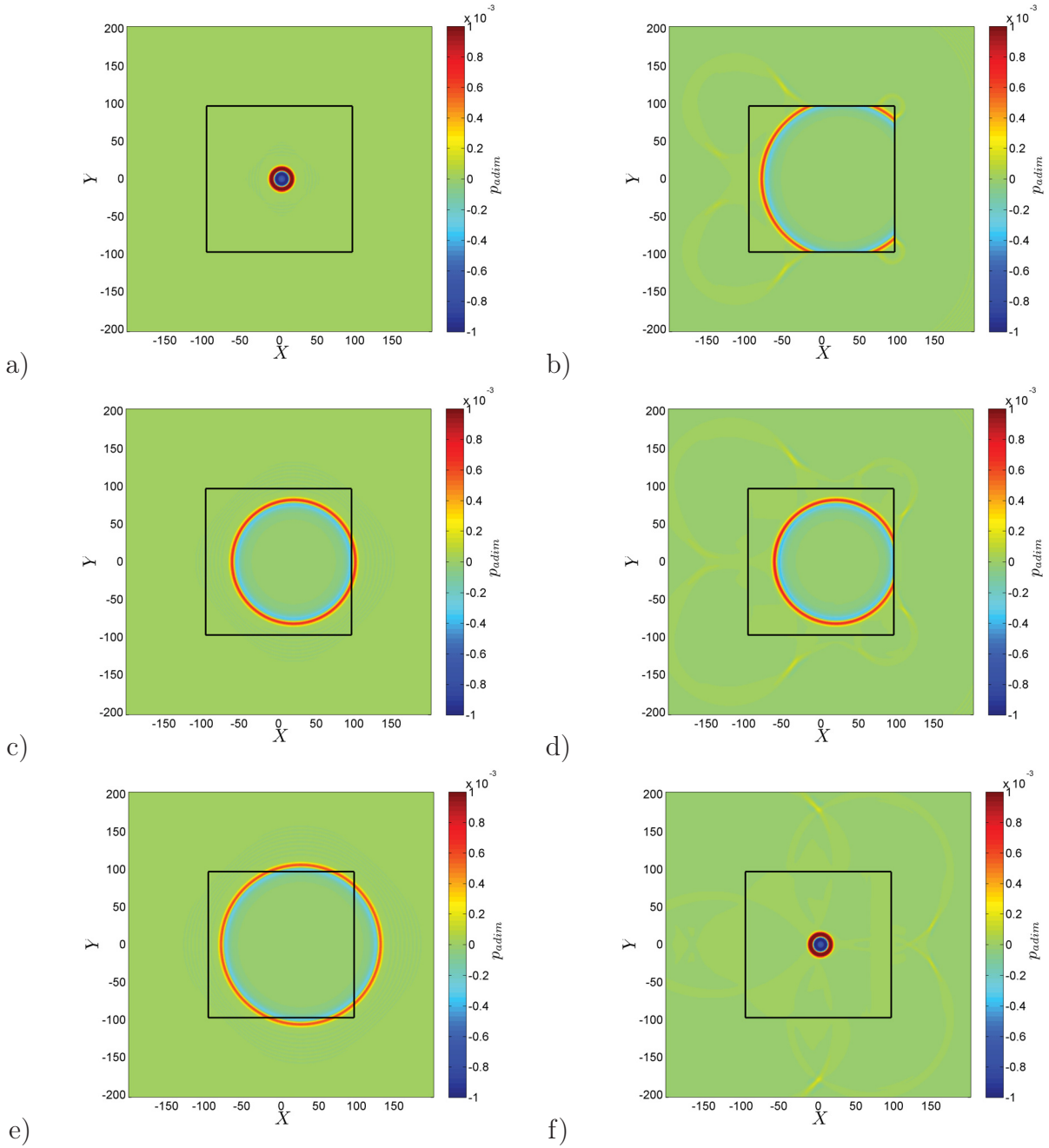


FIG. III.6.4 – Champs instantanés de pression, pour la simulation au temps direct aux instants a) $t = 31$, b) $t = 145$ et c) $t = 185$ et pour le retournement temporel aux instants d) $t = t_f - 185$, e) $t = t_f - 145$ et f) $t = t_f - 31$. La cavité à retournement temporel est représentée par le carré en trait noir. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

instantanés de pression issus de la simulation au temps direct et du retournement temporel atteint environ 2%.

Ainsi, ces deux expériences numériques mettent en évidence la possibilité de localiser une source placée en écoulement par la méthode de la cavité à retournement temporel associée à la résolution des EEL. Cependant, la mise en place d'une cavité à retournement temporel peut s'avérer difficile d'un point de vue expérimental [75]. C'est pourquoi des simulations semblables sont réalisées dans la section suivante pour un miroir à retournement temporel.

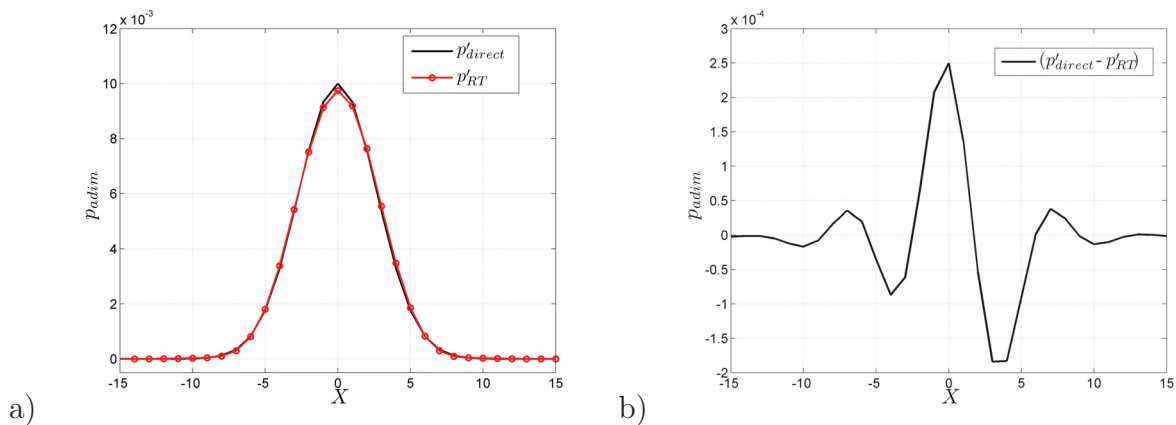


FIG. III.6.5 – a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$. b) Différence entre ces deux profils. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

6.3 Le miroir à retournement temporel

La méthode de retournement temporel ainsi que le principe de la cavité à retournement temporel a été introduit. L'expérience de retournement temporel réalisée dans la suite de cette étude met en jeu un miroir à retournement temporel, qui correspond à une antenne linéaire. Le principe du miroir à retournement temporel est équivalent à celui de la cavité à ceci près que la surface d'enregistrement n'est plus fermée.

Pour étudier l'influence de la perte d'information induite par le miroir, sur la localisation de source, quatre agencements de miroirs sont présentés en Figure III.6.6. La première configuration en forme de U est composée de trois miroirs. Puis deux configurations composées de deux parois agencées différemment sont étudiées. Finalement, le cas d'un miroir, correspondant à l'antenne linéaire utilisée pour les expériences de localisation de source par traitement par FV (chapitre 4), est étudié.

Les paramètres du calcul numérique sont ceux de la section 6.2, seule la surface d'enregistrement est modifiée. Les champs instantanés de pression au temps retourné, obtenus pour les quatre configurations sont donnés en Figure III.6.7 pour un pas de temps arbitraire. Ces champs de pression mettent en évidence les surfaces d'émission des ondes retournées

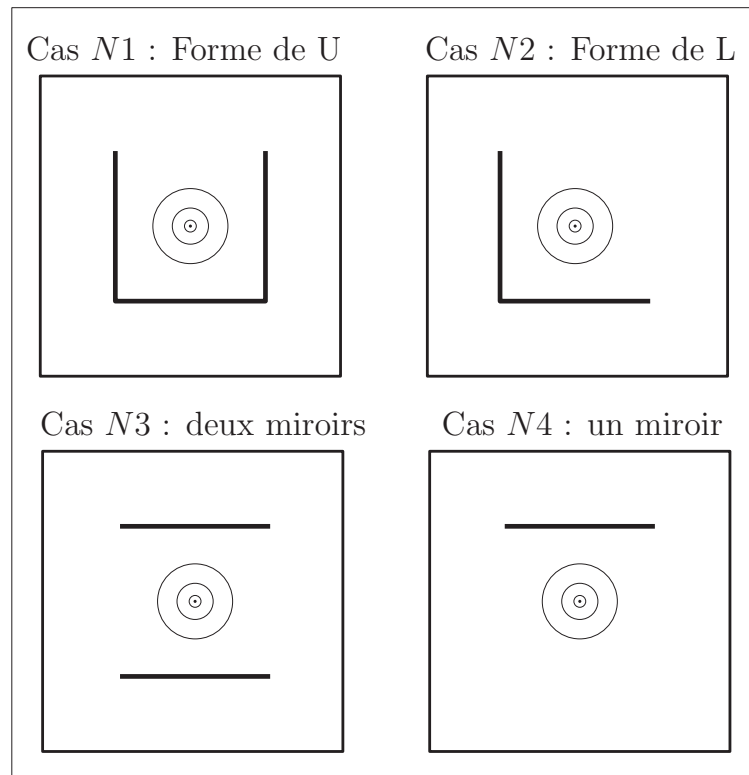


FIG. III.6.6 – Quatre géométries mettant en jeu différents agencements de miroirs à retournement temporel.

CHAPITRE 6. LE RETOURNEMENT TEMPOREL APPLIQUÉ AUX ÉQUATIONS D'EULER LINÉARISÉES : PRINCIPE ET MÉTHODE

temporellement. Dans le cas du miroir en forme de U, le front d'onde issu de l'impulsion est presque intégralement recomposé. En revanche, dans les autres configurations, seules des portions d'arcs de front d'onde sont régénérées. Pour un seul miroir, une portion limitée du front d'onde est réémise et converge vers le point source.

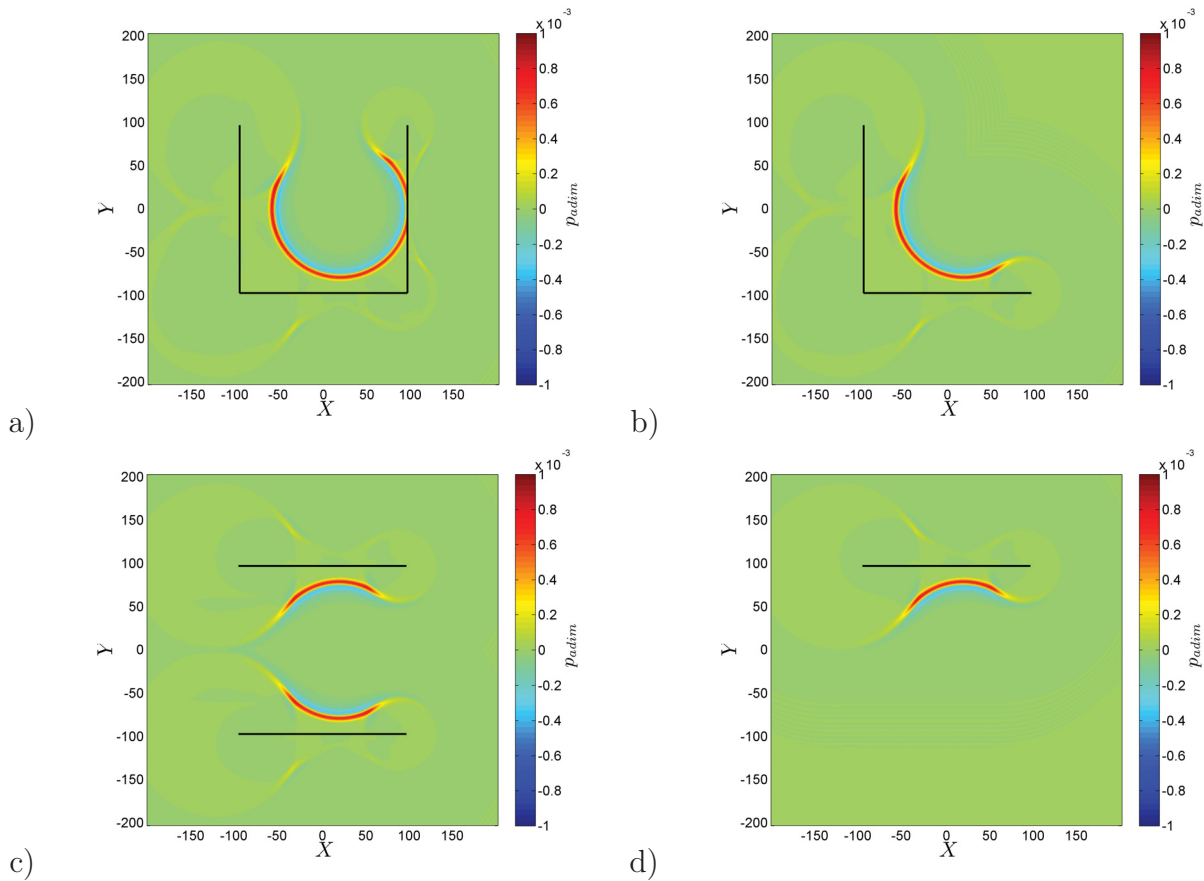


FIG. III.6.7 – Champs instantanés de pression au temps retourné pour quatre agencements de miroir à retournement temporel : a) forme de U, b) forme de L, c) deux miroirs et d) un miroir. Les traits noirs représentent les positions des miroirs. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

Les maxima spatio-temporels sont recherchés pour les quatre simulations. Les profils du champ instantané de pression suivant l'axe $Y = 0$ à l'instant t_i pour la simulation au temps direct et à l'instant $t_f - t_i$ pour le retournement temporel sont tracés pour vérifier les capacités de localisation de chaque miroir (Figure III.6.8). Pour toutes les configurations, l'amplitude n'est pas retrouvée mais la localisation demeure excellente. Ce résultat était prévisible car seule une portion de l'énergie de la source est enregistrée et réémise. Le champ instantané de pression du miroir en forme de U possède deux pics négatifs de part et d'autre du lobe principal. Ces pics sont dus aux interférences entre les fronts d'ondes provenant de l'amont et de l'aval. Les autres configurations ne possédant pas de miroir en vis-à-vis dans la direction X , ce phénomène n'a pas lieu. Par ailleurs, dans le cas de la cavité, les fronts d'ondes provenant de chaque surface interfèrent ensemble pour former une tache sphérique sans lobes négatifs.

La largeur du pic principal dépend également de la configuration. Le lobe principal le plus étroit est obtenu avec le miroir en forme de U, car trois fronts d'ondes interfèrent au point source. Le miroir en forme de L permet d'atteindre une largeur de pic principal plus petite que les deux miroirs en vis-à-vis pour la coupe $Y = 0$, car il possède deux directions d'émission perpendiculaires. Les deux miroirs en vis-à-vis ont une largeur de lobe principal plus importante que le miroir unique en raison des interférences. Finalement, la différence entre le champ instantané de pression de la simulation au temps direct et les champs instantanés de pression issus des quatre configurations montre que l'amplitude de la source n'est pas retrouvée. De plus, moins il y a de miroirs moins l'amplitude du signal réémis est importante. En revanche, chaque configuration aboutit à un maximum à la position réelle de la source, ce qui fait du miroir à retournement temporel un outil robuste pour la localisation de source.

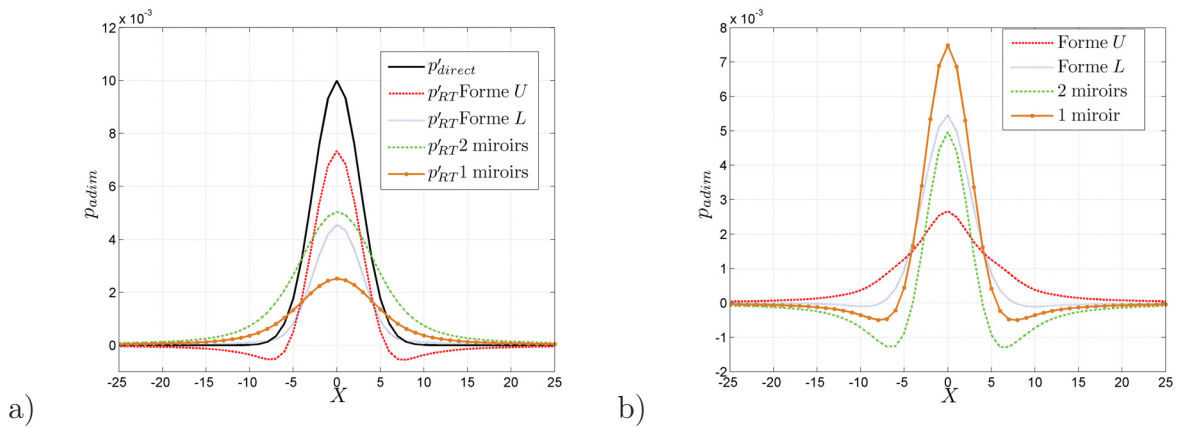


FIG. III.6.8 – a) Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct à l'instant t_i et du retournement temporel à l'instant $t_f - t_i$ pour les quatre agencements. b) Différence entre le profil au temps direct et les profils issus du retournement temporel. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

L'étude sur le miroir à retournement temporel a montré qu'il était possible de localiser la position de la source, y compris avec un seul miroir. Mais, lors d'une mesure microphonique, seule la pression acoustique peut être enregistrée. La simulation numérique mettant en jeu le miroir unique est donc effectuée de nouveau, mais, seules la pression et la masse volumique (grâce à l'hypothèse d'adiabaticité (Équation (1.7)) sont retournées temporellement. La valeur des deux composantes de la vitesse n'est pas imposée numériquement sur le miroir. Un champ instantané de pression obtenu pour un pas de temps arbitraire est comparé au champ instantané de pression obtenu avec le miroir seul retournant temporellement les quatre quantités (Figure III.6.9). Dans ce dernier cas, un seul front d'onde est généré et converge vers la position de la source. En revanche, si les composantes de la vitesse ne sont pas retournées temporellement, deux fronts d'ondes se propagent de part et d'autre du miroir. Les composantes de la vitesse indiquent la direction de propagation du front d'onde. Sans ces quantités retournées, le miroir produit de part et d'autre un rayonnement symétrique.

Les profils suivant l'axe $Y = 0$ des champs instantanés de pression à l'instant $t_f - t_i$ pour les deux miroirs à retournement temporel sont présentés en Figure III.6.10. Le profil du champ instantané de pression, dans le cas où les deux composantes de la vitesse ne sont

CHAPITRE 6. LE RETOURNEMENT TEMPOREL APPLIQUÉ AUX ÉQUATIONS D'EULER LINÉARISÉES : PRINCIPE ET MÉTHODE

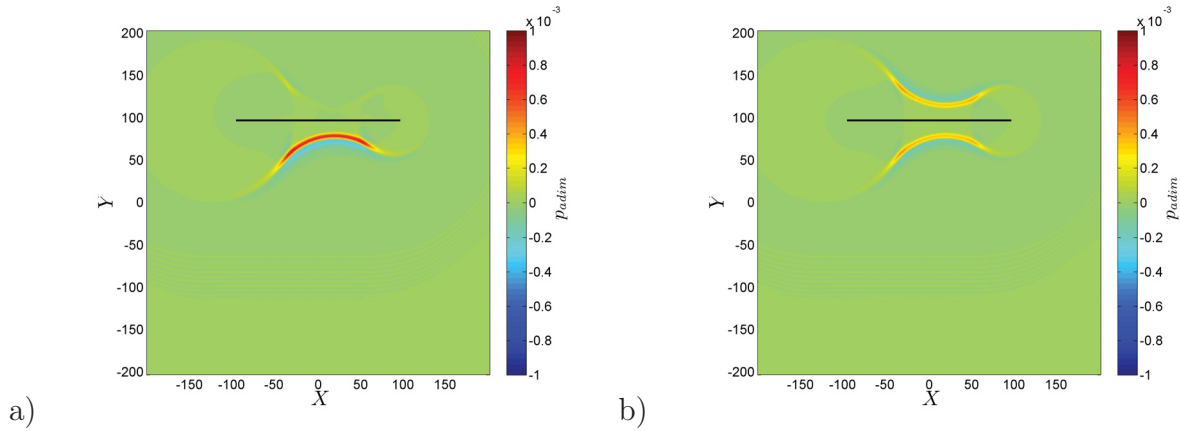


FIG. III.6.9 – Champs instantanés de pression au temps retourné pour le miroir à retournement avec a) quatre quantités retournées temporellement et b) la masse volumique et la pression retournées temporellement. Le trait noir représente la position du miroir. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

pas retournées, possède une amplitude inférieure car moins d'énergie est réémise vers le point source. Mais la recherche du maximum spatio-temporel, malgré le manque d'informations retournées, permet néanmoins une bonne localisation de la source.

Finalement, cette étude numérique du miroir à retournement temporel montre l'efficacité de la méthode malgré l'absence d'informations sur les composantes de la vitesse particulière. En effet, l'utilisation d'un simple miroir avec seulement la pression acoustique et la masse volumique comme quantités retournées temporellement permet une bonne localisation de la source. Ainsi, dans un contexte expérimental, l'enregistrement de la pression acoustique sur une antenne associé à l'hypothèse d'adiabaticité et la méthode de retournement temporel pourrait permettre la localisation d'une source.

Cependant, le type de signal rencontré expérimentalement lors d'une mesure en soufflerie n'est pas impulsionnel mais stationnaire. Par conséquent, la source impulsionnelle utilisée dans la simulation numérique est remplacée par une source stationnaire.

La source est un monopôle harmonique dont la longueur d'onde est $\lambda = 1$ et est placée en $X_s = 0$ et $Y_s = 0$. Les pas d'espace dans les deux directions sont $\Delta x = \Delta y = \lambda/10 = 0,1$. La grille de calcul est de dimension $L_x = L_y = 20,7$. Le nombre de pas de temps est $n_t = 1800$ et le CFL est égal à $0,75$. Il n'y a pas d'écoulement ($\mathcal{M} = 0$). Un miroir à retournement temporel, placé à une distance $H = 10$ de la source, enregistre la pression acoustique et la masse volumique. Les signaux enregistrés lors de la simulation au temps direct sont retournés temporellement et réémis à partir du miroir afin de localiser la source. Les champs instantanés de pression, normalisés par la valeur maximale de ce champ de pression, sont comparés pour la simulation au temps direct et pour le miroir à retournement temporel en Figure III.6.11. La simulation au temps direct illustre un rayonnement monopolaire classique. Les fronts d'ondes rayonnés sont cylindriques et quittent le domaine sans réflexions apparentes. Le champ instantané de pression réémis par le miroir à retournement temporel est composé d'une série de fronts d'ondes convergeant vers le point source. Au voisinage de l'antenne les

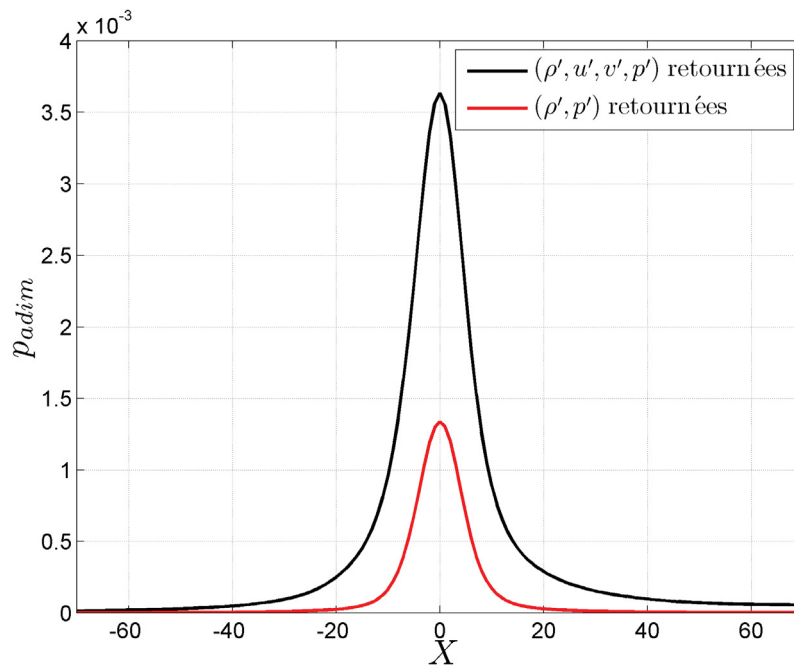


FIG. III.6.10 – Profils selon $Y = 0$ des champs instantanés de pression pour le miroir à retournement avec les quatre quantités retournées et seulement la masse volumique et la pression retournées. Le milieu est animé par un écoulement uniforme de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,25$.

CHAPITRE 6. LE RETOURNEMENT TEMPOREL APPLIQUÉ AUX ÉQUATIONS D'EULER LINÉARISÉES : PRINCIPE ET MÉTHODE

fronts d'ondes émis sont clairement cylindriques, puis interfèrent pour devenir un faisceau dans la zone source, avec une augmentation de l'amplitude. Finalement, une fois passé le point source les fronts d'ondes divergent.

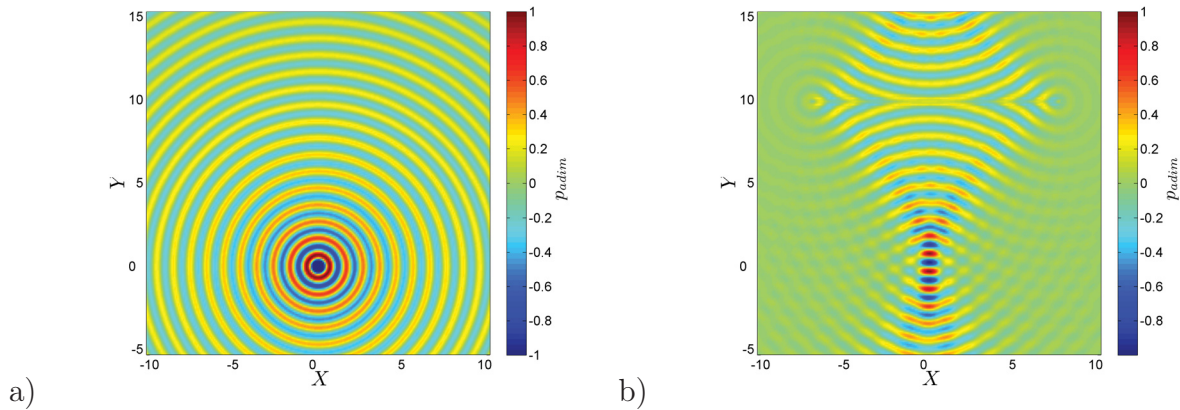


FIG. III.6.11 – Champs instantanés de pression pour a) la simulation au temps direct et b) le miroir à retournement temporel. La source harmonique monopolaire est placée dans un milieu au repos.

Pour obtenir une estimation de la position de la source, la valeur RMS (Root Mean Square) est calculée en tout point. Ce résultat est appelé « distribution RMS ». Lors de l'étape de retournement temporel, les ondes convergent vers le point source et l'amplitude du champ de pression croît. Par conséquent, la distribution RMS met en relief cette focalisation et permet une estimation de la position de la source par la recherche du maximum spatial.

Les distributions RMS des champs de pression au temps direct et retourné sont présentées en Figure III.6.12. La distribution RMS du champ de pression pour la simulation au temps direct présente une tache ronde indiquant la position de la source (X_s, Y_s) (le cercle blanc indique cette position). En revanche, la tache de focalisation de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement a une forme plus étirée dans la direction Y . Cet aspect est dû au miroir à retournement temporel qui ne réémet qu'une portion des fronts d'ondes acoustiques. La recherche du maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement estime la position de la source de coordonnées (X_{RT}, Y_{RT}) et est indiquée par une croix noire (Figure III.6.12). La position estimée par le maximum spatial de la distribution RMS est parfaite suivant l'axe X et une très légère erreur (0, 2) existe suivant l'axe Y . Ainsi, la recherche du maximum spatial de la distribution RMS estime de façon très satisfaisante la position de la source dans cette configuration.

Cependant, la position estimée par le maximum spatial est fortement dépendante du temps d'intégration. La Figure III.6.13.a montre l'évolution de la position du maximum suivant l'axe Y en fonction du nombre de pas de temps choisi pour la sommation. Avant l'itération temporelle 138, le maximum est repéré au niveau de l'antenne car les fronts d'ondes n'ont pas encore interféré au niveau de la position de la source. Au-delà de l'itération temporelle 138, l'estimation de la position de la source par la distribution RMS converge vers une valeur unique. A l'itération temporelle 830, la position estimée oscille entre $Y = 0, 2$ et $Y = 0, 3$. La Figure III.6.13.b est un zoom entre les itérations temporelles 450 et 850 qui

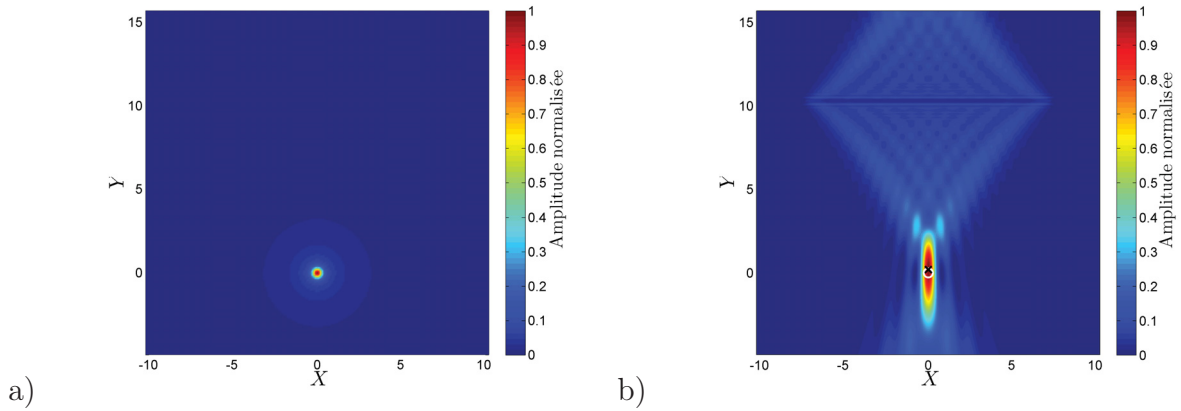


FIG. III.6.12 – Distributions RMS des champs de pression a) au temps direct et b) du retournement temporel, pour une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS.

permet une meilleure visualisation des variations de la position estimée par le maximum de la distribution RMS. Le nombre d'itérations temporelles peut être diminué si les premiers pas de temps, pour lesquels les fronts d'ondes n'ont pas encore atteint la position de la source, ne sont pas pris en compte dans le processus de sommation. Ainsi, pour cette configuration un nombre minimum de 830 itérations temporelles suffit pour obtenir une estimation de la position de la source convergée. Dans la suite de cette étude, les performances et limitations du miroir à retournement temporel sont évaluées grâce à une étude paramétrique.

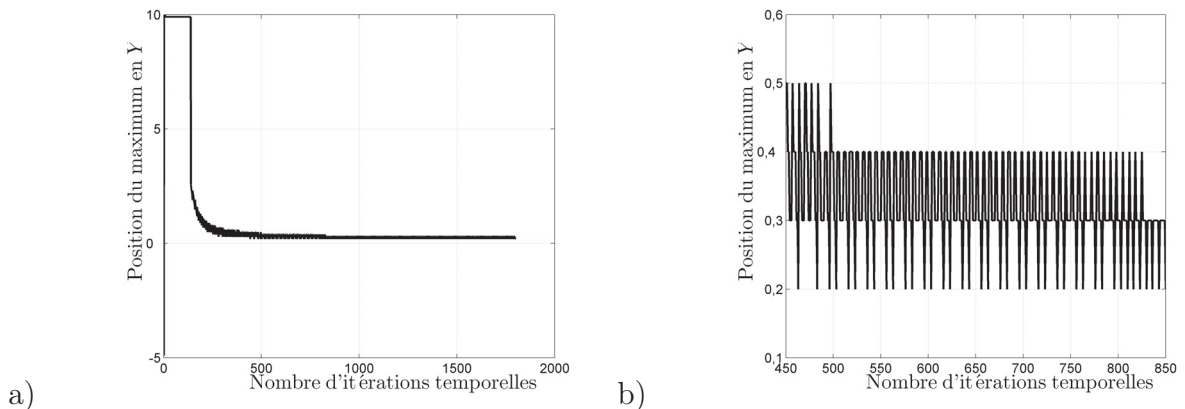


FIG. III.6.13 – a) Évolution de la position du maximum selon l'axe Y de la distribution RMS en fonction du nombre de pas de temps utilisé pour la sommation et b) zoom entre les itérations temporelles 450 et 850.

6.4 Étude paramétrique sur la localisation de source par retournement temporel

Afin d'évaluer les performances et limitations de la méthode du miroir à retournement temporel (ou antenne) associée aux EEL, l'influence des paramètres du système est étudiée. Les paramètres choisis sont la longueur d'onde, la distance source-antenne, l'envergure de l'antenne et le nombre de capteurs. L'objectif est de déterminer une configuration optimale des paramètres, pour que la méthode de retournement temporel localise la position de la source avec une erreur inférieure à la longueur d'onde. Cette configuration sera mise en place expérimentalement dans la suite. L'accent est mis en particulier sur l'erreur de localisation selon l'axe Y , c'est-à-dire en terme de d'estimation de la distance source-antenne. Rappelons que cette distance est posée par hypothèse lors du traitement par FV, alors qu'elle est estimée ici.

Pour chaque simulation, la source est un monopôle harmonique placé à l'origine en $(X_s = 0, Y_s = 0)$ dans un milieu au repos ($\mathcal{M} = 0$). La longueur d'onde varie dans l'intervalle $\lambda = [0,7; 1,4; 2,1; 2,8]$. La plus petite longueur d'onde correspond aux limites du schéma numérique spatial. Le champ de pression est enregistré par une antenne linéaire où l'espacement intercapteur peut être $d = 1/10$ ou $d = 1/2$. Les différentes envergures de l'antenne sont $L = [7,1; 14,1; 21,1; 25,1]$. La distance entre la source et l'antenne varie sur la gamme $H = [3,5; 7; 14; 19]$. Le nombre de pas de temps est de 1400 et le CFL vaut 0,75. Le domaine de calcul est de dimension $L_x = L_y = 27,1$. La position de la source est estimée par le maximum spatial de la distribution RMS.

Influence de la longueur d'onde

Le premier paramètre étudié est la longueur d'onde, le rapport entre la distance source-antenne et l'envergure de l'antenne est $(H/L)=(14/25,1)=0,56$ et l'espacement intercapteur est $d = 1/10$. Les longueurs d'onde émises par la source sont $\lambda = 0,7$, $\lambda = 1,4$ et $\lambda = 2,8$. Les distributions RMS sont comparées sur la Figure III.6.14. Pour les trois configurations, la tache de focalisation se situe au niveau de la position de la source. Les erreurs commises sur l'estimation de la position de la source suivant l'axe Y sont 0,1 pour $\lambda = 0,7$, 0,2 pour $\lambda = 1,4$ et 0,8 pour $\lambda = 2,8$. Pour les trois cas étudiés, l'erreur commise est inférieure à la demi-longueur d'onde. Cependant, la taille de la tache de focalisation dans la direction du faisceau (Y) croît avec la longueur d'onde. Le rapport entre l'erreur et la longueur d'onde croît également. Ainsi l'étude est renouvelée de manière systématique pour quatre rapports entre la distance source-antenne et l'envergure de l'antenne et les quatre longueurs d'onde.

L'erreur commise suivant la direction Y est étudiée pour ces différentes configurations. L'envergure de l'antenne est fixée à $L = 25,1$ pour les quatre distances source-antenne, soit pour des rapports de $H/L = [0,14; 0,28; 0,56; 0,76]$. Les quatre longueurs d'onde étudiées sont $\lambda = [0,7; 1,4; 2,1; 2,8]$. L'évolution de l'erreur de position commise suivant l'axe Y est tracée en fonction de la longueur d'onde pour les quatre rapports H/L sur la Figure III.6.15. La figure présente quatre courbes pour les différentes configurations en H/L étudiées. Pour $H/L = 0,14$, le maximum spatial de la distribution RMS se situe bien à la position de la source. L'erreur commise par rapport à la position réelle de la source est nulle quelle que soit

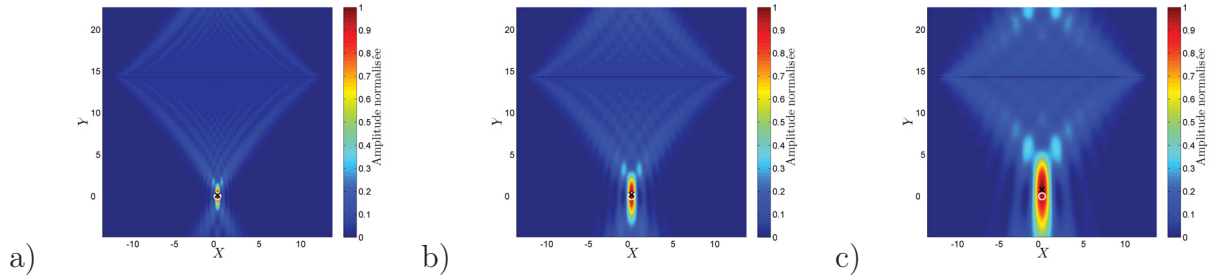


FIG. III.6.14 – Distributions RMS des champs de pression retournés temporellement pour une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos. Le rapport entre la distance source-antenne et l’envergure de l’antenne est $H/L = 0,56$. Les longueurs d’onde émises par la source sont a) $\lambda = 0,7$, b) $\lambda = 1,4$, c) $\lambda = 2,8$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

la longueur d’onde. Pour $H/L = 0,28$, le maximum spatial de la distribution RMS estime correctement la position de la source pour les petites longueurs d’onde. Cette erreur croît légèrement pour les plus grandes longueurs d’onde. Pour $H/L = 0,56$, l’estimation de la position de la source devient moins précise mais l’erreur commise reste inférieure à la demi longueur d’onde pour chaque cas. Pour $H/L = 0,76$, seuls les cas où les longueurs d’onde sont petites aboutissent à une estimation acceptable de la position de la source. Pour les grandes longueurs d’onde, le maximum de la distribution RMS n’indique plus la position de la source. Ainsi, pour des petites longueurs d’onde et les quatre rapports H/L étudiés la méthode du miroir à retournement temporel permet d’estimer la position de la source. Cependant, augmenter la longueur d’onde met en défaut la localisation pour des rapports H/L fixés.

Influence de la distance source-antenne

Les résultats montrent que la méthode de retournement temporel associée aux EEL estime correctement la position de la source pour une gamme étendue de longueurs d’onde quand l’envergure de l’antenne est au moins deux fois plus grande que la distance source-antenne. La suite est dédiée à l’influence de la distance source-antenne pour une longueur d’onde fixée à $\lambda = 0,7$ et quatre envergures d’antenne, proportionnelles à la longueur d’onde émise par la source, $L = 10\lambda$, $L = 20\lambda$, $L = 30\lambda$ et $L = 36\lambda$ ($d = 1/10$). Ces antennes d’envergures différentes ne captent pas la même portion de front d’onde. Ainsi, une antenne de petite envergure capte un front d’onde presque plan relativement à une antenne de grande envergure. Or, la différence de phase entre le capteur positionné au centre de l’antenne et celui de l’extrémité est plus faible pour une onde quasi-plane que pour une onde sphérique (se propageant dans la même direction). La distance source-antenne varie de $H = 5\lambda$ à $H = 27\lambda$. Les résultats obtenus sont présentés en Figure III.6.16 où l’erreur commise par rapport à la position réelle de la source en Y est tracée en fonction de la distance source-antenne. Pour une petite distance source-antenne $H = 5\lambda$, le maximum de la distribution RMS estime correctement la position de la source pour les quatre envergures de l’antenne. Pour la distance source-antenne $H = 10\lambda$, l’estimation de la position de la source conduit

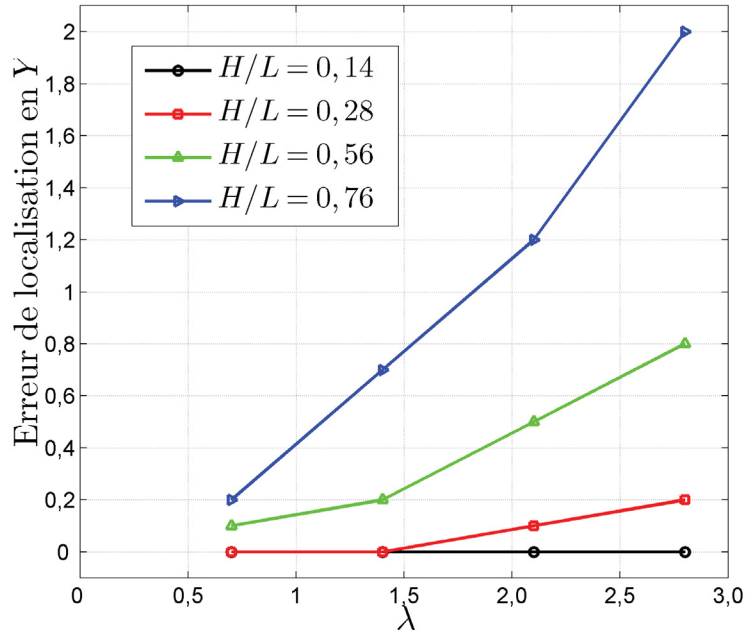


FIG. III.6.15 – Évolution de l’erreur de localisation suivant l’axe Y en fonction de la longueur d’onde pour quatre rapports H/L avec $L = 25, 1$.

à une bonne localisation pour des antennes d’envergure supérieure à cette distance. Pour l’envergure $L = 10\lambda$ égale à la distance source-antenne $H = 10\lambda$, la position estimée par la distribution RMS se situe à une longueur d’onde de la position réelle de la source. Pour les distances source-antenne supérieures à $H = 10\lambda$ seules les antennes dont l’envergure est supérieure à cette distance, permettent une localisation acceptable de la position de la source. Ainsi, cette étude sur la distance source-antenne, à λ fixé, a montré que pour estimer précisément la position de la source il est nécessaire de considérer une antenne dont l’envergure est supérieure à la distance source-antenne.

Influence du nombre de capteurs

En pratique, l’envergure de l’antenne est conditionnée par le nombre de capteurs et de voies d’acquisitions à disposition. Dans ce paragraphe, la distance source-antenne est fixée à $H = 7$ et la longueur d’onde à $\lambda = 1$. L’envergure de l’antenne est $L = 13$. Deux configurations sont étudiées, la première où le pas intercapteur est $d = 1/10$ (10 capteurs par longueur d’onde) et la seconde où $d = 1/2$ (2 capteurs par longueur d’onde). La seconde configuration correspond à la limite du critère Nyquist-Shannon qui impose au minimum deux points par longueur d’onde. La distribution RMS est calculée pour les deux configurations. Les positions estimées par le maximum spatial des distributions RMS sont identiques. Par conséquent, les profils suivant les axes $X = 0$ et $Y = 0$ des distributions RMS sont tracés pour comparer les résultats obtenus avec les deux pas intercapteurs. Les profils suivant l’axe $Y = 0$ (Figure III.6.17.a) mettent en évidence un lobe principal accompagné de lobes secondaires. Le lobe principal indique le maximum spatial de la distribution RMS et donc la position estimée

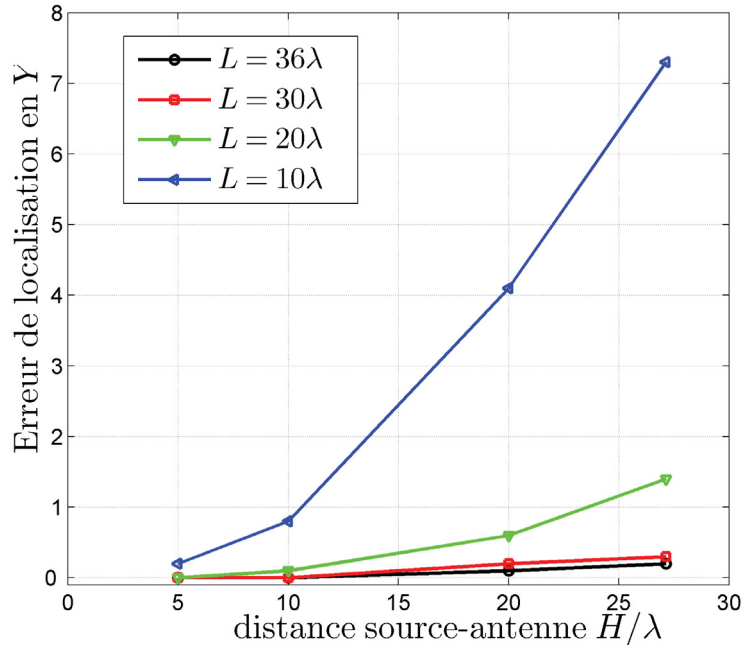


FIG. III.6.16 – Évolution de l'erreur de localisation suivant l'axe Y en fonction de la distance source-antenne pour quatre envergures d'antenne, avec $\lambda = 0,7$.

de la source. Par conséquent, pour les deux pas intercepteurs la position suivant l'axe X est parfaitement retrouvée car les lobes indiquent la position réelle $X_s = 0$. De plus, il est à noter que les deux profils sont parfaitement superposés, ainsi la réduction du nombre de capteurs ne dégrade pas l'estimation de la position de la source suivant l'axe X . Les profils en $X = 0$ (III.6.17.b) présentent deux lobes principaux pour les deux pas intercepteurs. Le premier lobe en $Y = 0,2$ indique le maximum spatial de la distribution RMS. Le second lobe en $Y = 13,8$ est le symétrique du premier par rapport à l'antenne, qui est placée en $Y = 7$. Ce second lobe est présent car les deux composantes de la vitesse ne sont pas retournées temporellement. Pour les deux pas intercepteurs, la position estimée via la recherche du maximum de la distribution RMS permet une très bonne localisation suivant l'axe Y avec une erreur de l'ordre 0,2. Finalement, pour la mise en place expérimentale d'un miroir à retournement temporel, l'espacement intercepteur n'est conditionné que par la fréquence maximale du signal de la source à localiser et doit donc être égal à la moitié de la plus petite longueur d'onde. Ainsi en fixant la fréquence maximale d'analyse et le nombre de capteurs à disposition il est possible de définir la distance à la source pour que la localisation soit la plus efficace.

Pour réaliser l'expérience de localisation de source en écoulement par retournement temporel, nous disposons de 31 microphones. La distance minimale entre la source et l'antenne de microphones est conditionnée par la hauteur de la veine d'essai ainsi que l'épaisseur de couche de cisaillement. Les mesures de profils de vitesse au fil chaud ont montré que l'air était au repos au-delà de 60 cm à partir de la plaque. Nous choisissons de localiser une source harmonique émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz. Afin de préserver les

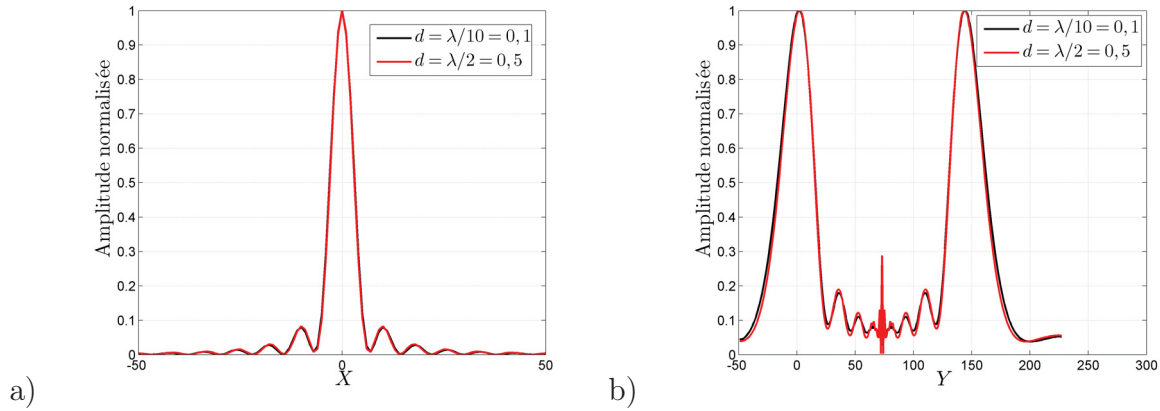


FIG. III.6.17 – Profils selon a) $Y = 0$ et b) $X = 0$ des distributions RMS pour deux pas intercapteurs, $d = \lambda/10 = 0,1$ et $d = \lambda/2 = 0,5$.

microphones des perturbations créées par l'écoulement, l'antenne est placée à $H = 80$ cm. L'antenne dont l'espacement intercapteur est égal à la demi-longueur d'onde à $F = 5$ kHz, a une envergure de $L = 102$ cm. Ainsi, en considérant les résultats de l'étude paramétrique, ces conditions expérimentales devraient permettre en principe de garantir le succès de la localisation.

6.5 Résolution spatiale de la tache de focalisation pour une antenne linéaire

Lors d'une expérience de localisation de source par antenne microphonique, il est commun d'évoquer le pouvoir de résolution de l'antenne. La résolution donne une mesure de la capacité à distinguer deux sources de même intensité proches l'une de l'autre dans l'espace. La résolution est généralement définie comme la largeur du lobe principal à -3 dB. Dans le cas du retournement temporel, la localisation étant réalisée dans un plan, la résolution peut s'exprimer suivant les deux axes X et Y . En outre, il existe dans la littérature des développements analytiques, incluant les paramètres du système pour la définir. Un modèle de résolution dans les deux directions développé par Kim *et al.* [76] est présenté et comparé aux données numériques. Les auteurs proposent une définition de la résolution transversale (suivant l'axe X) basée sur la réponse spatiale d'une antenne linéaire rayonnant comme une ligne source en champ libre. Pour une source peu excentrée par rapport au centre de l'antenne, ils obtiennent une résolution transversale, notée Res_X , qui a pour expression

$$Res_X = 0,886\lambda \frac{H}{L}. \quad (6.10)$$

Cette relation est similaire à la résolution obtenue pour le traitement par FV explicitée dans la section 3.3, car la géométrie d'antenne est la même. Cependant, la méthode de retournement temporel permet d'avoir accès à la distance source-antenne, ce qui n'est pas

le cas avec le traitement par FV. Les auteurs proposent une résolution longitudinale, notée Res_Y , basée sur la distance entre deux points entourant le point de focalisation suivant l'axe Y . Pour obtenir ces points, ils recherchent de part et d'autre le point ayant une différence de phase de $3\pi/4$ avec le point de focalisation, ce qui revient à considérer approximativement une décroissance de 3 dB. Ainsi, la résolution longitudinale a pour expression

$$Res_Y = 6\lambda \left(\frac{H}{L} \right)^2. \quad (6.11)$$

La tache de focalisation obtenue lors d'une rétrofocalisation par retournement temporel est donc dépendante des paramètres du système (H, L et λ). De plus à λ et L fixés, la résolution longitudinale augmente avec H^2 quand la résolution transverse augmente avec H . La tache de focalisation obtenue est donc plus allongée dans la direction perpendiculaire à l'antenne, ce qui est bien observé dans les résultats précédents.

Les résolutions calculées avec la méthode de retournement temporel associée aux EEL sont comparées avec celles proposées par Kim *et al.* Les résolutions transverse et longitudinale de la tache de focalisation sont estimées numériquement en considérant la largeur du lobe principal à -3 dB dans les deux directions. Un exemple de profils normalisés transversal et longitudinal est donné en Figure III.6.18 pour $\lambda = 1,4$, $H = 10\lambda$ et $L = 18\lambda$. Pour les deux cas, le trait noir horizontal à $1/\sqrt{2}$ coupe le profil en deux points, dont la distance détermine la valeur de la résolution. Pour cette configuration, la résolution transversale égale à 0,64 correspond au calcul analytique $Res_X = 0,69$, en revanche la résolution numérique longitudinale égale à 3,34 est supérieure d'une demi-longueur d'onde par rapport à la résolution théorique $Res_Y = 2,61$.

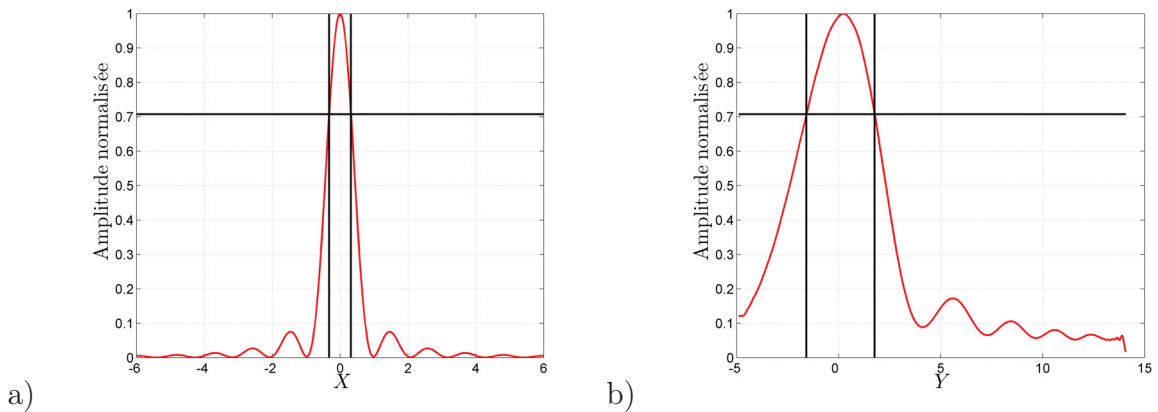


FIG. III.6.18 – Profils des distributions RMS selon a) $Y = 0$ et b) $X = 0$ pour $\lambda = 1,4$, $H = 10\lambda$ et $L = 18\lambda$. Le trait horizontal représente la valeur maximale divisée par $\sqrt{2}$ et les traits verticaux les abscisses définissant la résolution.

Les résolutions numériques sont comparées à celle données par les Équations (6.10) et (6.11). Les résolutions transverse et longitudinale sont calculées pour quatre longueurs d'onde $\lambda = [0,7; 1,4; 2,1; 2,8]$, deux envergures d'antenne $L = [21,1; 25,1]$ et deux distances source-antenne $H = [7; 14]$. Les résolutions numériques et théoriques sont tracées en fonction

de la longueur d'onde pour les différentes distances source-antenne et envergures d'antenne sur la Figure III.6.19. Les résolutions théoriques et numériques suivent la même tendance et augmentent avec la longueur d'onde, elles sont en très bon accord particulièrement pour les petites longueurs d'onde. L'erreur sur la résolution transverse croît légèrement pour les plus grandes longueurs d'onde mais reste faible, inférieure à la longueur d'onde. En revanche, la différence entre les résolutions longitudinales théoriques et numériques est plus marquée. Pour les grandes longueurs d'onde et les petits rapports H/L , la différence est de l'ordre de la longueur d'onde. Plus le rapport H/L augmente, plus la différence diminue. Finalement pour les petites longueurs d'onde, les résolutions longitudinales théoriques et numériques sont relativement proches. En pratique, pour obtenir la plus petite tache de focalisation possible à λ fixé il faut minimiser le rapport H/L .

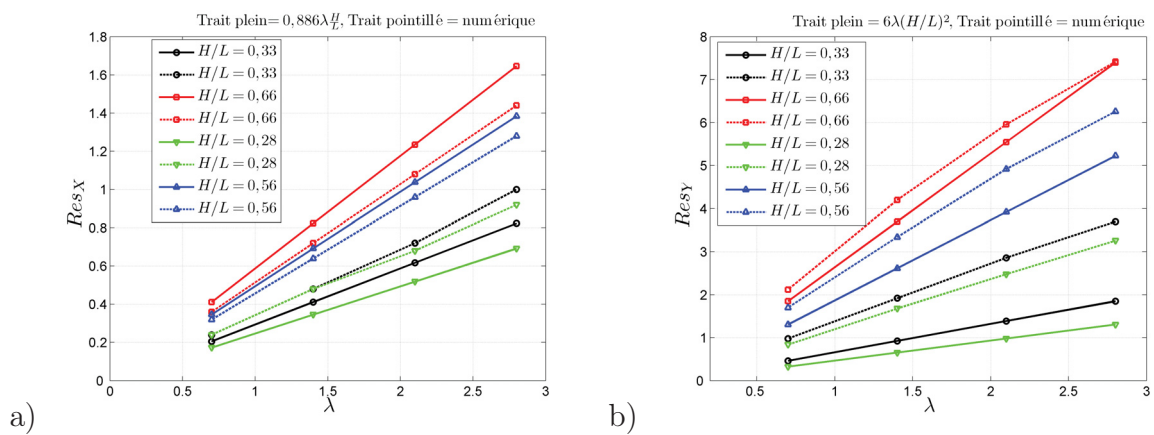


FIG. III.6.19 – Évolution des résolutions théoriques et numériques a) transverses et b) longitudinales pour $\lambda = [0,7; 1,4; 2,1; 2,8]$, $H = [7; 14]$ et $L = [21, 1; 25, 1]$.

6.6 Autres configurations d'antenne

Les expériences numériques de retournement temporel précédentes ont été réalisées avec une antenne linéaire uniforme. L'influence des différents paramètres du système a été étudiée et nous avons vu qu'il était préférable de minimiser la distance source-antenne. Or, lors d'une mesure de localisation de source en soufflerie, les capteurs sont placés en dehors de l'écoulement. La distance source-antenne est donc limitée par l'épaisseur de la veine d'essai (couche de cisaillement comprise). Une alternative pour se rapprocher au plus près de la source, sans que les microphones ne soient perturbés par l'écoulement, consiste à incliner l'antenne avec un angle d'inclinaison correspondant à l'angle du taux d'accroissement de la couche de cisaillement. Une seconde alternative consiste à utiliser une antenne en arc de cercle.

La source est un monopôle harmonique émettant un signal sinusoïdal dont la longueur d'onde est $\lambda = 1$. La distance entre la source et l'antenne est $H = 10\lambda$. Le nombre de capteurs utilisés pour l'antenne est $M = 31$ et l'espacement intercapteur est $d = \lambda/2$. Pour l'antenne inclinée, l'angle est de 11° . L'antenne en arc de cercle a un rayon de $7,5\lambda$. Les distributions

RMS sont présentées sur la Figure III.6.20. Pour chaque configuration le maximum spatial de la distribution RMS estime une position très proche de la position réelle de la source. L'antenne inclinée fournit une estimation de la position de la source légèrement plus précise que les deux autres configurations, car la moitié de l'antenne en amont est plus proche de la source (voir Tableau III.6.1). En revanche, l'antenne en arc de cercle ne fournit pas un meilleur résultat que l'antenne linéaire. En conclusion, lors d'une mesure de localisation de source en soufflerie, il peut être avantageux d'incliner l'antenne (parallèle à la couche de cisaillement) pour se rapprocher de la zone source.

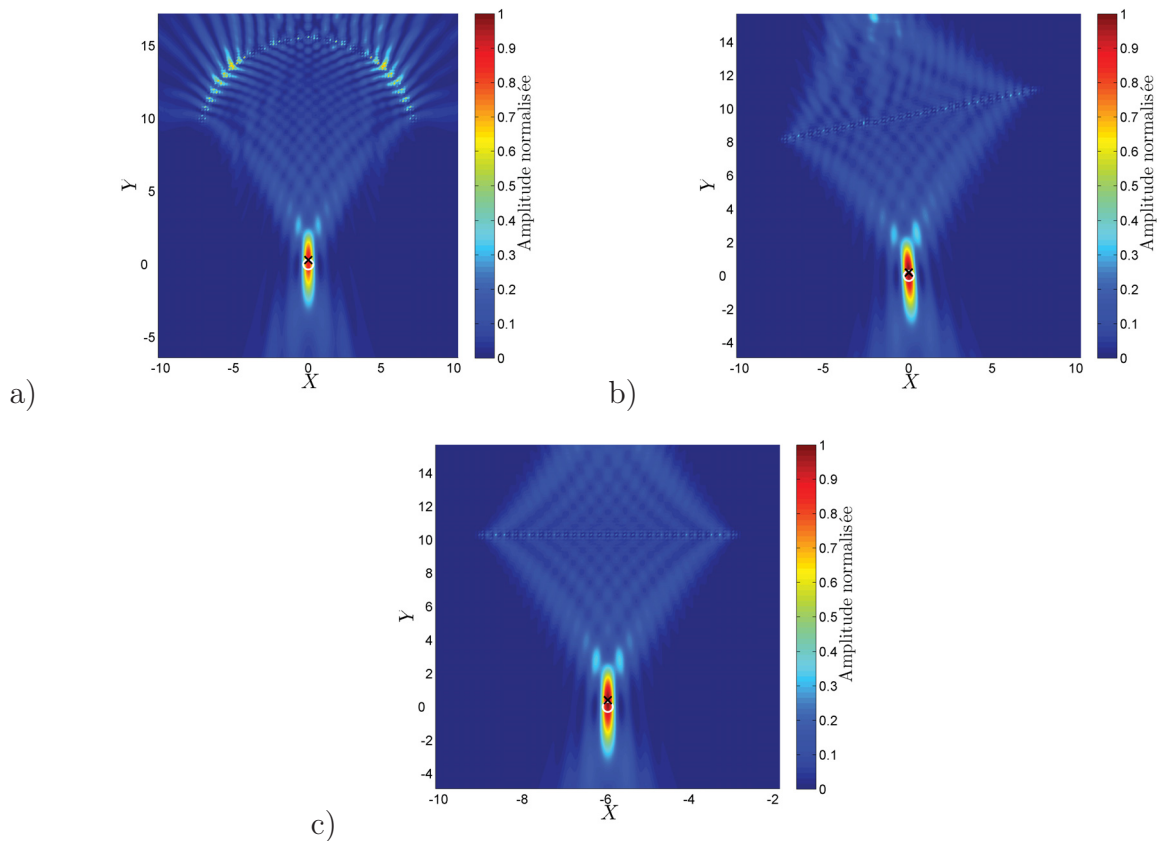


FIG. III.6.20 – Distributions RMS pour trois configurations d'antenne différentes, a) antenne en arc de cercle, b) antenne inclinée de 11° et c) antenne linéaire uniforme. La source harmonique monopolaire est placée dans un milieu au repos. La longueur d'onde émise par la source est $\lambda = 1$. Chaque antenne est composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

CHAPITRE 6. LE RETOURNEMENT TEMPOREL APPLIQUÉ AUX ÉQUATIONS D'EULER LINÉARISÉES : PRINCIPE ET MÉTHODE

	Linéaire	inclinée	arc de cercle
Position en X	0	0	0
Position en Y	0,4	0,2	0,3

TAB. III.6.1 – Positions estimées de la source pour les trois configuration d'antenne. La source est un monopôle placé dans un milieu au repos.

Chapitre 7

Localisation par retournement temporel de sources acoustiques placées en écoulement cisailé : application à des données numériques

7.1 Cas d'une source harmonique monopolaire

Avant d'appliquer la méthode de retournement temporel associée aux EEL à des données expérimentales, celle-ci est appliquée à des données issues de simulations numériques du rayonnement d'une source acoustique placée dans un écoulement cisailé. Le but de cette étude est de simuler la propagation d'ondes acoustiques dans un écoulement moyen similaire à celui de la soufflerie anéchoïque *Eole*, afin d'anticiper les résultats expérimentaux.

La source acoustique, placée à l'origine des coordonnées ($X_s = 0$ et $Y_s = 0$), est un monopôle harmonique émettant un signal de longueur d'onde $\lambda = 1$. Le champ de pression généré se propage dans un écoulement cisailé. Pour simuler au mieux l'écoulement présent dans la soufflerie anéchoïque *Eole*, le champ de vitesse moyenne est issu de mesures au fil chaud. Les profils expérimentaux de l'écoulement moyen sont interpolés sur la grille de calcul et adimensionnés par la célérité du son c_0 . Le nombre de Mach correspondant à l'expérience est $\mathcal{M} = 0,106$. La plaque plane n'est pas prise en compte au cours de ces simulations. La couche limite de faible épaisseur est éludée dans la simulation, et la partie uniforme du profil de vitesse est prolongée jusqu'en bas du domaine de calcul. L'épaisseur d'écoulement uniforme au dessus de la source est $H_{ec} = 6,7$. Dans le milieu au repos se situe une antenne linéaire uniforme composée de $M = 31$ capteurs espacés de $d = \lambda/2$. La distance source-antenne vaut $H = 11,7$. La simulation est effectuée sur une grille de calcul $L_x = L_y = 26,3$, dont la discrétisation spatiale est $\Delta x = \Delta y = \lambda/10$, sur 1200 itérations temporelles avec un $CFL = 0,75$. En considérant la longueur d'onde à la fréquence $F = 5$ kHz comme longueur physique, les distances numériques correspondent à celles des expériences décrites dans le chapitre 8. La Figure III.7.1.a illustre le champ d'écoulement moyen qui est uniforme sur

CHAPITRE 7. LOCALISATION PAR RETOURNEMENT TEMPOREL DE SOURCES ACOUSTIQUES PLACÉES EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ : APPLICATION À DES DONNÉES NUMÉRIQUES

l'intervalle $Y = [-7, 2; 6, 7]$. La couche de cisaillement se développe suivant l'axe X selon les mesures de l'écoulement effectuées dans la soufflerie. Au-delà de $Y > 7$, le milieu est au repos ($\mathcal{M} = 0$). La Figure III.7.1.b présente le champ instantané de pression associé à la propagation d'un monopôle dans cet écoulement. En $Y = 11,7$, le champ de pression est enregistré sur une ligne de capteurs, puis le traitement par retournement temporel est appliqué.

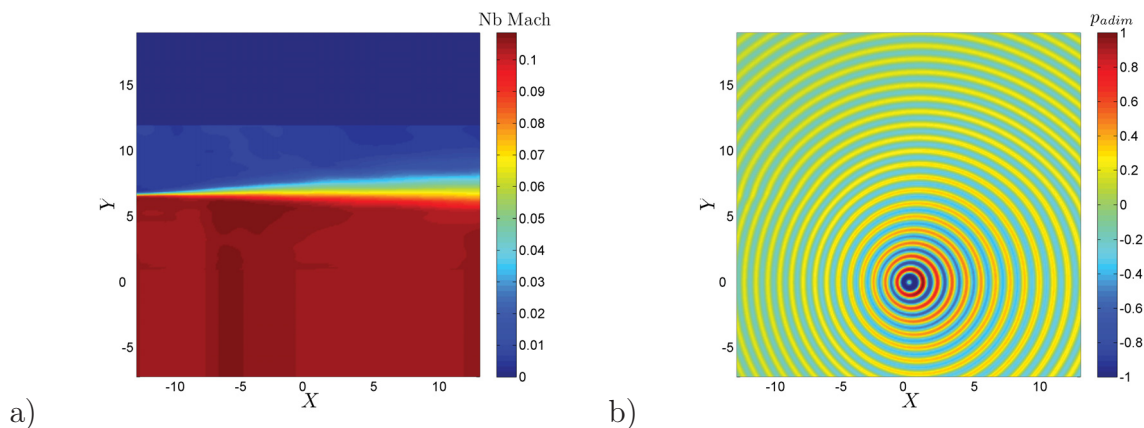


FIG. III.7.1 – a) Champ d'écoulement moyen utilisé pour la simulation du rayonnement d'un monopôle en écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$). Cet écoulement moyen est issu des données expérimentales obtenues par mesure au fil chaud. b) Champ instantané de pression d'un monopôle rayonnant dans un écoulement cisailé. La longueur d'onde est de $\lambda = 1$.

Les signaux de pression et de masse volumique enregistrés par l'antenne lors de la simulation au temps direct, sont retournés temporellement. La simulation du retournement temporel est réalisée dans les mêmes conditions de calcul. Le terme source est supprimé. La valeur des signaux retournés temporellement est imposée comme condition de Dirichlet dans la simulation numérique aux positions des capteurs de l'antenne. Ainsi, les points qui enregistreraient la pression et la masse volumique pendant la simulation au temps direct, deviennent des sources acoustiques. Les ondes acoustiques issues de chaque point de l'antenne interfèrent et se propagent dans le domaine de calcul. Trois distributions RMS présentées en Figure III.7.2 mettent en évidence la nécessité du renversement spatial de l'écoulement moyen. Premièrement, l'écoulement moyen n'est pas retourné spatialement, c'est-à-dire que l'écoulement moyen utilisé pendant le processus de retournement temporel est le même que pour la simulation au temps direct (Figure III.7.2.a). Pour le second cas, l'écoulement moyen est nul pendant la phase de retournement temporel (Figure III.7.2.b). Finalement, l'écoulement retourné spatialement est utilisé pour le dernier cas (Figure III.7.2.c). Dans le cas où l'écoulement n'est pas retourné, l'estimation de la position de la source échoue. Le maximum spatial de la distribution RMS indique une source plus en aval que la source réelle (1, 6) car les ondes sont convectées dans la mauvaise direction lors de la phase de retournement temporel. Dans le cas sans écoulement moyen, le maximum de la distribution RMS indique également une position de la source décalée vers l'aval (0, 8). Il est intéressant de noter que le décalage de la source, pour le cas où le nombre de Mach est nul, est divisé par deux par rapport au cas où l'écoulement n'est pas renversé, ce qui revient à considérer que l'écoulement convecte la source de 0,8. Par conséquent, si l'écoulement moyen n'est pas renversé

spatialement la déviation est égale à deux fois cette quantité et s'il est retourné la position de la source source est bien localisée comme le montre la Figure III.7.2.c. Ainsi, l'importance du retournement spatial de l'écoulement moyen a été mise en évidence. De plus, l'efficacité de la méthode de retournement temporel avec une antenne linéaire a été observée dans le cas d'une source en écoulement cisailé. La source acoustique a pu être localisée sans aucune hypothèse sur le type de rayonnement ou sur la distance source-antenne.

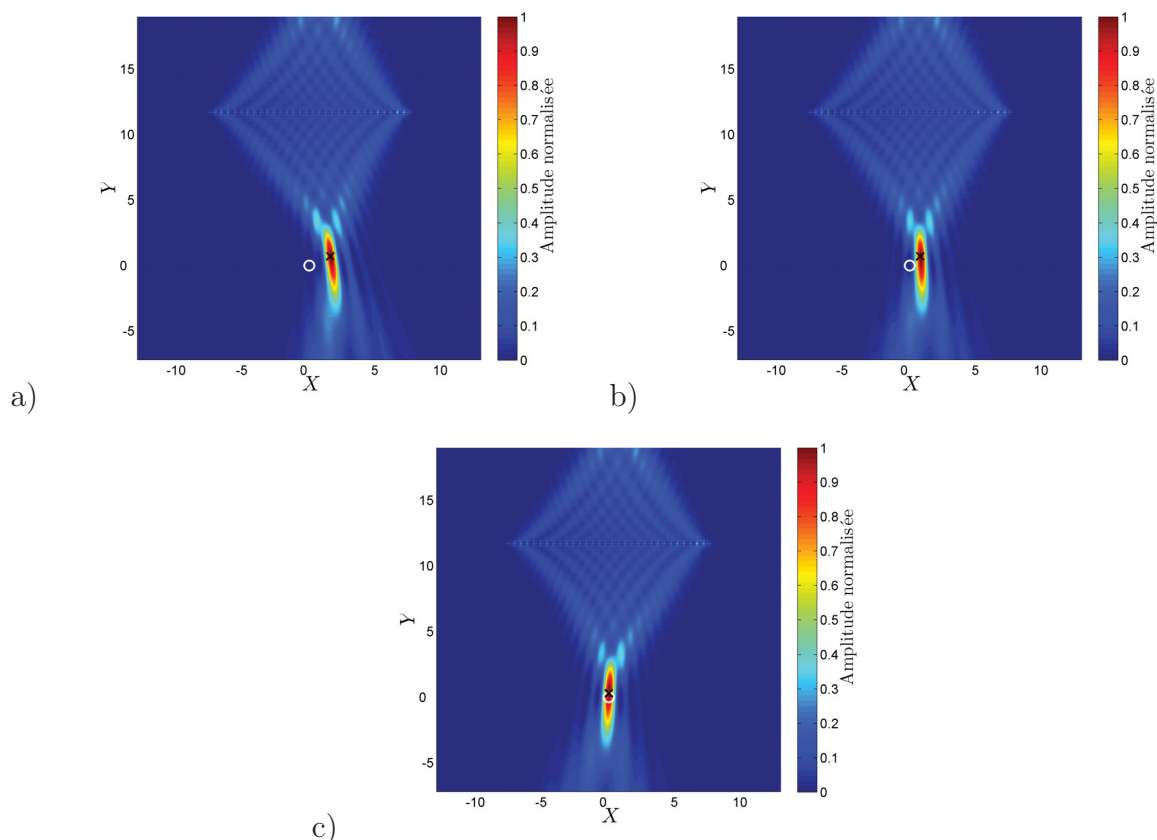


FIG. III.7.2 – Distributions RMS du champ de pression retourné temporellement. a) L'écoulement moyen n'est pas renversé spatialement pendant la phase de réémission, b) le nombre de Mach de l'écoulement est nul pendant la phase de réémission et c) l'écoulement est renversé spatialement pendant la phase de réémission. Ces distributions RMS sont obtenues à partir de la simulation du rayonnement d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($(\mathcal{M} = 0, 106)$) et en respectant les distances physiques de l'expérience mise en place dans la soufflerie anéchoïque (Chapitre 8). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

La distribution RMS permet d'accéder à la localisation de la source grâce à la recherche du maximum spatial. Cependant, elle n'apporte aucun élément concernant la propagation des ondes acoustiques. Les champs instantanés de pression permettent une visualisation des fronts d'ondes se propageant à rebours mais la dépendance temporelle ne permet pas une localisation précise de la source. Un autre type de distribution proposé est la distribution de

phase. La transformée de Fourier est calculée pour chaque point du maillage, puis la valeur de la phase est recherchée à la fréquence d'intérêt (ici la fréquence d'émission de la source harmonique). La distribution de phase, dans le cas du monopôle placé dans un écoulement cisaillé est présentée en Figure III.7.3. En $Y = 11, 7$, il est facile d'observer l'antenne dont les deux extrémités ont un rayonnement quasi monopolaire. Pour $Y < 11, 7$, les fronts d'ondes émis par l'antenne convergent vers la source. Une légère déviation des fronts d'ondes est visible à partir de $Y = 6, 7$, due à la présence de l'écoulement. Au niveau du point source, ($X_s = 0$ et $Y_s = 0$) un changement de courbure du front d'onde apparaît. Puis, les fronts d'ondes divergent du point source et se propagent vers la partie inférieure du domaine de calcul. La distribution de phase permet ainsi de visualiser les effets de l'écoulement sur la propagation des ondes acoustiques et renseigne sur le type de rayonnement. Cet atout est mis en lumière dans la section suivante qui traite du rayonnement d'un dipôle placé dans un écoulement cisaillé.

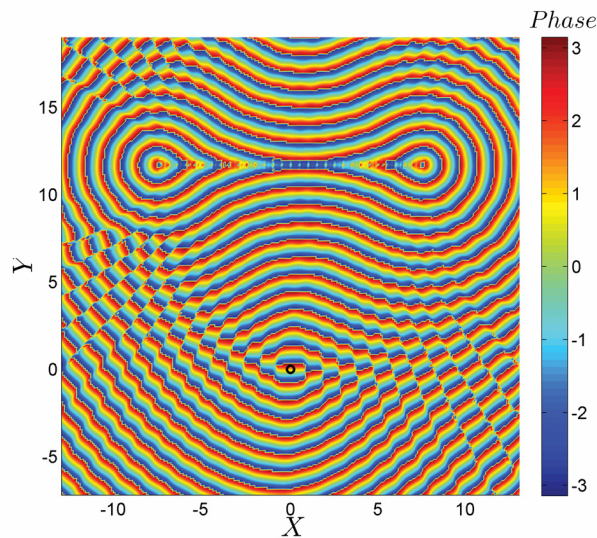


FIG. III.7.3 – Distribution de phase du champ de pression retourné temporellement. L'écoulement moyen est renversé spatialement. La source harmonique monopolaire est placée dans un écoulement cisaillé ($(\mathcal{M} = 0, 106)$).

7.2 Cas d'une source harmonique dipolaire

En aéroacoustique, la nature du rayonnement des sources sonores est variée. La section précédente s'est attachée au cas du rayonnement d'un monopôle en écoulement, or dans certains cas, le rayonnement acoustique peut être dipolaire ou quadripolaire. Par exemple, un cylindre placé dans un écoulement génère un rayonnement acoustique typiquement dipolaire (dipôle d'axe perpendiculaire à l'écoulement). Cette section se consacre ainsi à la localisation d'un dipôle en écoulement par la méthode de retournement temporel.

La simulation précédente est renouvelée avec $\mathcal{M} = 0, 106$. Seul le terme source est modifié

et remplacé par une source dipolaire ponctuelle située en $X_s = Y_s = 0$, et dont l'axe de rayonnement maximum est parallèle à l'axe X et l'axe de rayonnement nul est vertical (Équation 2.25). Les champs instantanés de pression pour la simulation au temps direct et pour le retournement temporel sont comparés en Figure III.7.4. La Figure III.7.4.a met en évidence un rayonnement dipolaire classique avec une zone de silence à la verticale de la source. Ce type de rayonnement peut être généré en pratique par les interférences créées par deux monopôles, séparés d'une distance inférieure à la longueur d'onde, rayonnant en opposition de phase [77]. La Figure III.7.4.b présente le champ instantané de pression issu du retournement temporel. La partie centrale de l'antenne ne recevant que très peu de signal, les points extrêmes de l'antenne émettent un signal de plus grande amplitude. Deux fronts d'ondes, issus de l'antenne, se propagent vers la zone source et forment deux faisceaux en opposition de phase. Les faisceaux se croisent dans la zone source puis divergent et sortent du domaine.

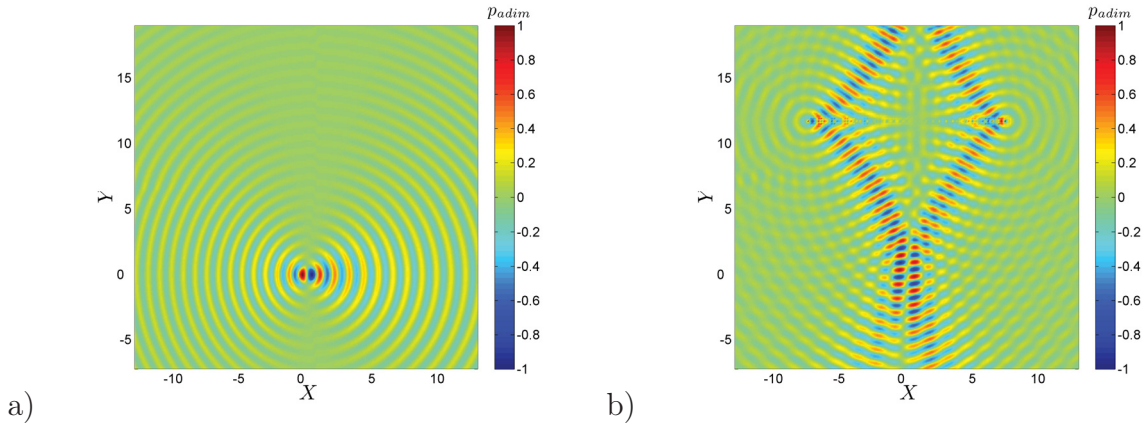


FIG. III.7.4 – Champs instantanés de pression pour la simulation a) au temps direct et b) retourné temporellement, pour une source harmonique dipolaire rayonnant dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$).

Pour estimer la position de la source, la distribution RMS est calculée et tracée sur la Figure III.7.5.a. Deux taches distinctes entourent la position de la source. Ces taches peuvent être assimilées à deux monopôles générant le rayonnement dipolaire. La tache de focalisation en amont est décalée vers l'antenne ($Y > 0$) alors que la tache de focalisation en aval est plus basse ($Y < 0$).

Cette différence peut être expliquée par le phénomène de convection des ondes acoustiques émises par la source. En l'absence d'écoulement le signal reçu par l'antenne est symétrique par rapport à son centre, par conséquent les deux taches de focalisation ont la même position suivant l'axe Y . Pour un dipôle placé dans un écoulement, le signal reçu par l'antenne n'est plus symétrique par rapport à son centre. Les axes définissant le rayonnement du dipôle sont inclinés par l'écoulement moyen. De plus la zone d'interférences entre les deux faisceaux émis par l'antenne est décalée, c'est pourquoi les deux positions estimées se retrouvent ainsi déplacées.

Finalement, la distribution RMS permet d'estimer la position de deux monopôles dont les interférences génèrent un rayonnement dipolaire, mais ne permet pas une localisation précise

du centre du dipôle. Une solution, proposée par Jordan [36] pour le traitement par FV, consiste à compenser le déphasage de π qui existe entre les différents capteurs de l'antenne dû au caractère dipolaire de la source. Cette technique est appliquée dans notre cas pour le retournement temporel. La nouvelle distribution RMS est présentée en Figure III.7.5.b. La distribution RMS obtenue maintenant fait ressortir une seule tache de focalisation. De plus, la position en X est parfaitement retrouvée. Ainsi, la méthode de retournement temporel associée à l'approche de Jordan [36] permet une localisation précise du centre d'un dipôle placé en écoulement.

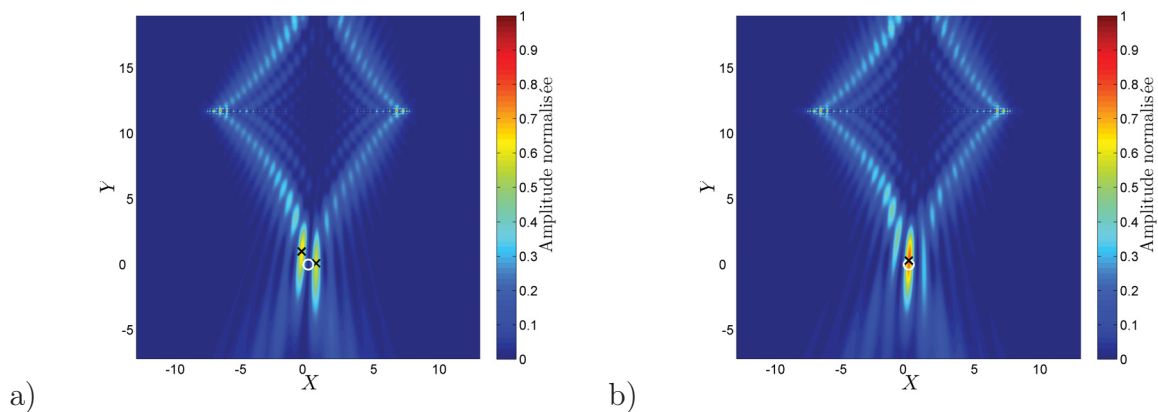


FIG. III.7.5 – Distribution RMS du champ de pression retourné temporellement a) sans correction et b) avec la correction de Jordan [36] pour une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

Les distributions de phase illustrent les effets de la correction apportée pour améliorer la localisation. La Figure III.7.6.a présente la distribution de phase sans correction. L'opposition de phase entre les fronts d'ondes de part et d'autre du centre de l'antenne est clairement visible. De plus, l'axe indiquant le saut de phase est légèrement incliné, ce qui confirme le fait que les effets de convection orientent le dipôle. L'application de la correction conduit à la distribution de phase présentée en Figure III.7.6.b. Les fronts d'ondes émis par l'antenne ne sont plus en opposition de phase (le saut de phase n'est plus visible) et ceux-ci interfèrent pour former une tache de focalisation au niveau de la position centrale de la source.

7.3 Cas d'une source large-bande monopolaire

Les simulations réalisées ont mis en évidence les capacités de la méthode de retournement temporel à localiser la position de sources harmoniques monopolaires ou dipolaires placées dans un écoulement. L'étude est maintenant consacrée à une source acoustique monopolaire émettant un bruit large-bande.

Toutes les longueurs d'onde ne sont pas résolues par le schéma numérique spatial utilisé. Il est nécessaire de fixer la plus petite longueur d'onde pour éviter des problèmes de dispersion

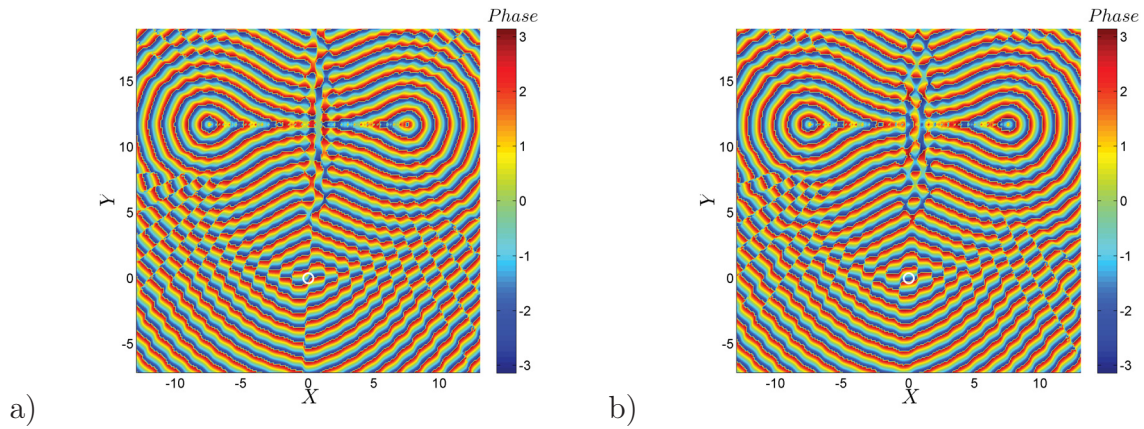


FIG. III.7.6 – Distribution de phase du champ de pression retourné temporellement a) sans correction et b) avec la correction de Jordan [36] pour une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source.

(voir Figure I.2.1). La longueur d'onde minimale choisie est fixée par la distance intercapteur à $\lambda_{min} = 1$ et la longueur d'onde maximale à $\lambda_{max} = 2, 5$. Les paramètres numériques sont conservés. Le signal temporel est obtenu grâce à une séquence aléatoire filtré entre λ_{min} et λ_{max} et la densité spectrale du signal est tracée sur la Figure III.7.7

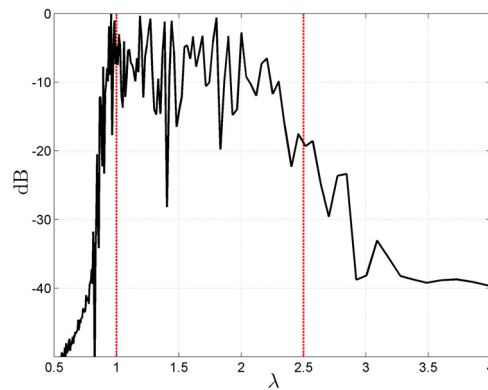


FIG. III.7.7 – Densité spectrale du signal source large-bande.

Le champ instantané de pression est tracé pour la simulation au temps direct sur la Figure III.7.8.a. L'organisation des fronts d'ondes n'est plus périodique spatialement, comme pour le champ instantané de pression de la Figure III.7.1.b, mais résulte de la superposition de plusieurs longueurs d'onde. Le signal enregistré par l'antenne est large bande. Le champ instantané de pression issu du retournement temporel est présenté en Figure III.7.8.b. Les portions de fronts d'ondes émis par l'antenne présentent le même aspect que le champ direct et convergent vers la zone source avant de diverger. La distribution RMS est alors calculée pour déterminer la position de la source.

La Figure III.7.9 illustre la distribution RMS obtenue pour cette source large-bande. Une

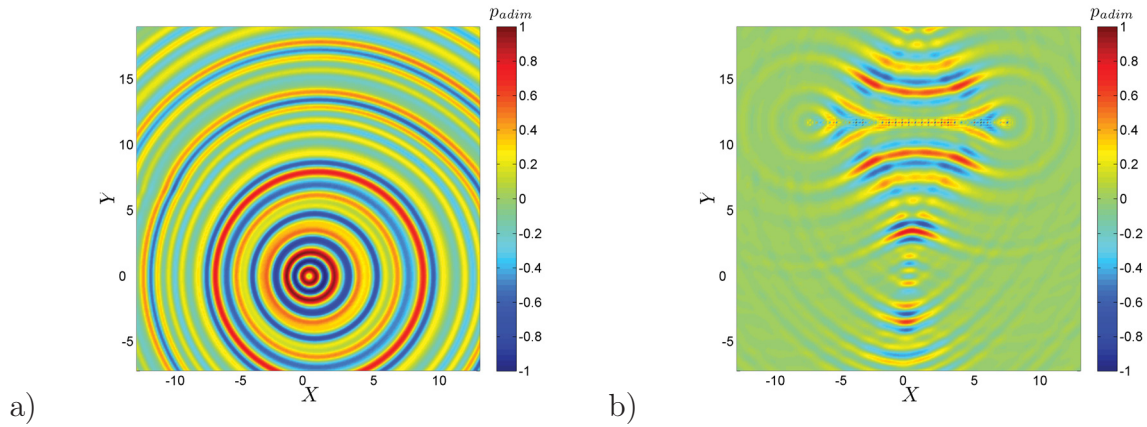


FIG. III.7.8 – Champs instantanés de pression pour la simulation a) au temps direct et b) du retournement temporel, pour une source large-bande monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$).

tache de focalisation est présente au niveau du point source. La position de la source selon l'axe X est parfaitement estimée, en revanche selon l'axe Y l'erreur est supérieure à la moitié de la plus petite longueur d'onde ($\lambda_{min} = 1$), mais reste inférieure à cette longueur d'onde.

La résolution de la tache de focalisation dépendant de la longueur d'onde, nous la comparons au cas d'un monopôle rayonnant une seule longueur d'onde (voir section 7.1).

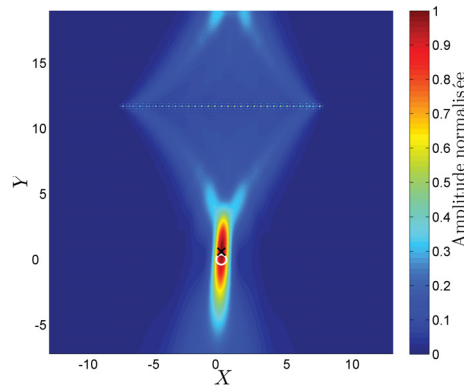


FIG. III.7.9 – Distribution RMS du champ de pression du retournement temporel pour une source large-bande monopolaire placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

Les profils suivant les axes X et Y au point source sont tracés pour la source harmonique ($\lambda = 1$) et pour la source large-bande ($\lambda = [1; 2, 5]$) sur la Figure III.7.10. Comme prédit par les expressions de Kim (Équations (6.10) et 6.11), les résolutions sont plus grandes dans le cas de la source large-bande car des longueurs d'onde plus grandes sont mises en jeu. Les valeurs des résolutions, analytique (avec $\lambda = 1$), de la source harmonique et de la source large-bande sont respectivement, selon l'axe X $Res_X = [0, 7; 0, 5; 0, 8]$ et selon l'axe Y ,

$Res_Y = [3, 6; 3, 4; 4, 5]$. Ainsi, malgré une résolution légèrement dégradée, la méthode par retournement permet de localiser une source large-bande, sans filtrage préalable des signaux sur une bande étroite.

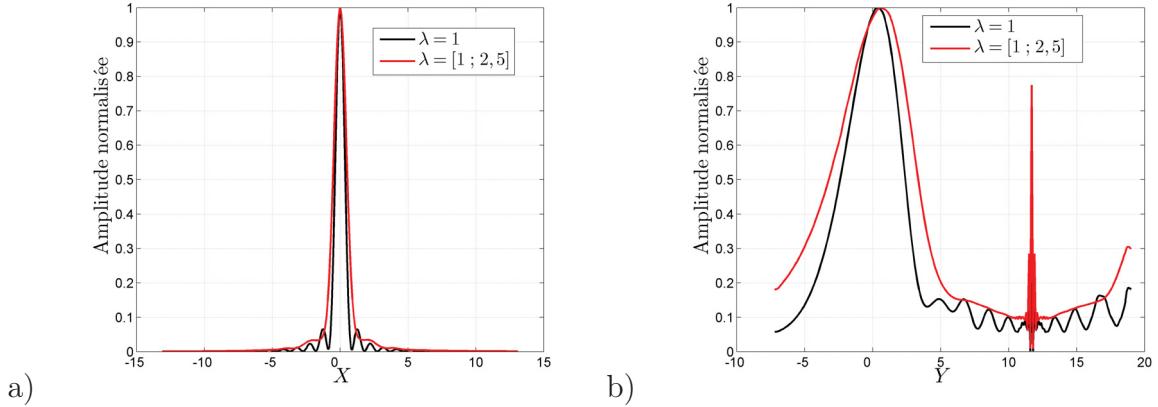


FIG. III.7.10 – Profils selon a) $X = 0$ et b) $Y = 0$ des distributions RMS des champs de pression du retournement temporel, pour une source harmonique monopolaire (voir section 7.1) et pour une source large-bande monopolaire placées dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0, 106$).

7.4 Cas de plusieurs sources

Ces simulations numériques ont montré qu'il était possible de localiser une source monopolaire ou dipolaire rayonnant un signal large-bande ou bande-étroite. Lors d'une mesure en soufflerie, le signal capté par l'antenne est une composition du bruit propre de la soufflerie et des sources acoustiques existantes. Dans ce paragraphe, la localisation de deux sources monopolaires placées dans un écoulement sonore est étudiée.

Pour simuler le bruit propre de l'écoulement, une source monopolaire large-bande émettant des longueurs d'onde contenues dans l'intervalle $[1; 2, 5]$, est située à la naissance de la couche de cisaillement en $X = -12$ et $Y = 6, 5$. Les deux sources acoustiques sont des monopôles dont les longueurs d'onde sont respectivement $\lambda_1 = 1$ et $\lambda_2 = 1, 5$. Elles sont placées en $X_1 = -3$, $Y_1 = -1$ et $X_2 = 2$, $Y_2 = 2$. Leurs amplitudes sont respectivement $A_1 = A$ et $A_2 = A/\sqrt{2}$ avec $A = 0, 01$. La variance du bruit de l'écoulement est $A_b = 2 \cdot 10^{-5}$. Les autres paramètres numériques (nombre de points, nombre de pas de temps...) sont ceux utilisés dans les simulations précédentes.

La Figure III.7.11.a présente un champ de pression instantané au temps direct associé au champ de vitesse moyenne Figure (III.7.11.b). Le champ instantané de pression montre de nombreuses interférences. Ainsi, le signal de pression enregistré par l'antenne est une combinaison de ces trois sources.

La distribution RMS du champ de pression au temps retourné est présentée en Figure III.7.12. Elle fait ressortir trois taches de focalisation distinctes, correspondant aux positions

CHAPITRE 7. LOCALISATION PAR RETOURNEMENT TEMPOREL DE SOURCES ACOUSTIQUES PLACÉES EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ : APPLICATION À DES DONNÉES NUMÉRIQUES

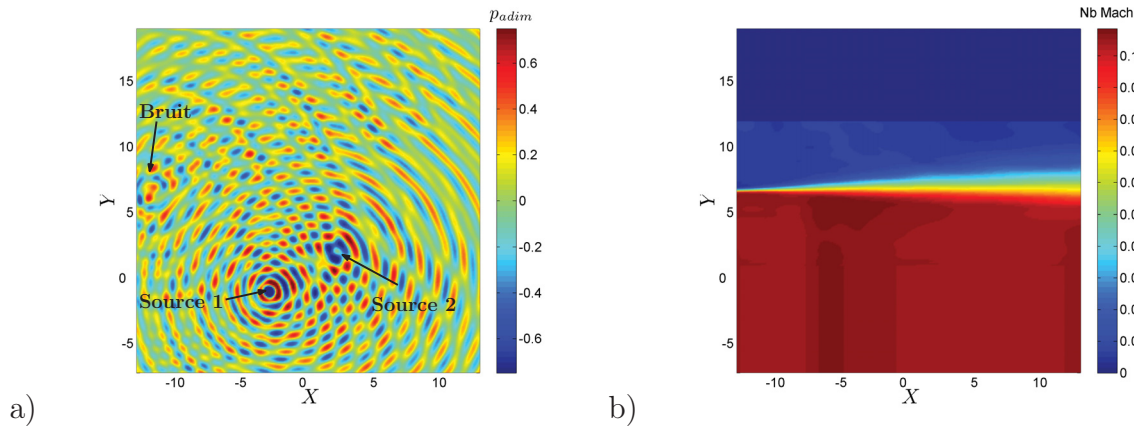


FIG. III.7.11 – a) Champ instantané de pression au temps direct pour deux sources harmoniques monopolaires rayonnant dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$) dont le bruit propre est simulé par une source large-bande monopolaire au début de la couche de cisaillement. b) Champ de vitesse moyenne dans lequel sont placées les sources acoustiques.

des trois sources mises en jeu dans la simulation au temps direct. Les deux positions des sources acoustiques placées au sein de l'écoulement sont correctement localisées suivant l'axe X , une légère erreur, de l'ordre de la demi-longueur d'onde, est faite sur la position en Y . La source de bruit placée à la naissance de la couche de cisaillement est localisée, mais sa position n'est pas retrouvée parfaitement. Cette erreur est due à la position de cette source, qui est en dehors de l'ouverture de l'antenne. Finalement, la localisation de deux sources harmoniques de longueurs d'onde différentes et d'amplitudes différentes dans un écoulement rayonnant un bruit large-bande est possible avec la méthode de retournement. De plus, contrairement à la formation de voies, la localisation est effectuée sans hypothèses sur la nature des sources, sur la longueur d'onde de la source, sur la distance source-antenne et sans filtrage au préalable du signal réémis.

Il est possible d'isoler les sources acoustiques en filtrant temporellement le signal capté par l'antenne. Le filtre choisi est un filtre à réponse impulsionnelle finie centré autour de la fréquence (ou longueur d'onde) considérée. Ainsi, pour isoler la source acoustique émettant la plus petite longueur d'onde (λ_1), le signal réémis depuis l'antenne est filtré temporellement sur une bande correspondant à un intervalle de longueur d'onde $[\lambda_1 - 0,1; \lambda_1 + 0,1]$. La distribution RMS obtenue est présentée en Figure III.7.13.a. Une seule tache de focalisation domine à la position de la source rayonnant la plus petite longueur d'onde, $\lambda_1 = 1$. De plus, un faisceau de faible amplitude est présent proche de la source large-bande. Par conséquent, en filtrant le signal temporel capté par l'antenne, il est possible d'isoler une source acoustique et ainsi s'affranchir d'éventuels bruits parasites comme le bruit de fond large-bande engendré par un écoulement dans une soufflerie. Ce processus de filtrage est réitéré sur une bande correspondant à un intervalle de longueur d'onde $[\lambda_2 - 0,1; \lambda_2 + 0,1]$ dans un premier temps et $[2\lambda_1 - 0,1; 2\lambda_1 + 0,1]$. La Figure III.7.13.b met en évidence la seconde source acoustique dont la longueur d'onde est $\lambda_2 = 1,5$. Le faisceau se dirigeant vers la source large-bande est également présent. Finalement, la Figure III.7.13.c expose le cas d'un signal filtré autour d'une longueur d'onde supérieure à celle des deux sources placées dans l'écoulement. Seule

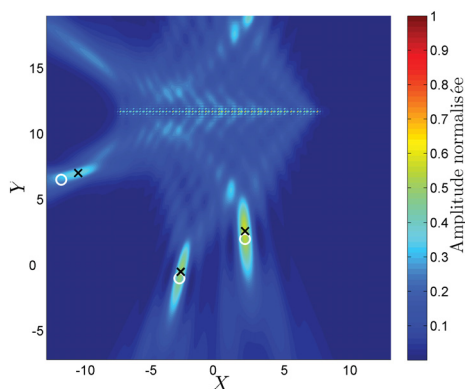


FIG. III.7.12 – Distribution RMS du champ de pression au temps retourné dans le cas de deux sources harmoniques monopolaires placées dans un écoulement ($\mathcal{M} = 0,106$) dont le bruit propre est simulé par une source large-bande monopolaire au début de la couche de cisaillement. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

la zone de bruit large-bande est mise en évidence par la distribution RMS.

Ainsi, la méthode de retournement temporel permet d'estimer directement les positions de différentes sources (de longueur d'onde différentes) sans filtrage temporel au préalable. Un filtre bande étroite, comme pour le traitement par FV, permet d'estimer les positions des sources selon la fréquence.

7.5 Influence du nombre de Mach sur la localisation

L'influence du nombre de Mach sur la localisation de source par retournement temporel est étudiée. L'écoulement moyen simulé est issu des mesures expérimentales au fil chaud. Pour augmenter le nombre de Mach, le champ de vitesse moyenne est multiplié par trois, ce qui conduit à un nombre de Mach $\mathcal{M} = 3 \times 0,106 = 0,32$.

La source harmonique et monopolaire est placée dans l'écoulement moyen en $X_s = Y_s = 0$. La longueur d'onde est fixée à $\lambda = 1$. L'envergure de l'antenne, la distance source-antenne et les paramètres du calcul numérique sont inchangés. Le signal est enregistré par l'antenne, retourné temporellement et réémis, puis la distribution RMS est calculée.

La distribution RMS, Figure III.7.14.a, présente une tache de focalisation proche de la position réelle de la source. La recherche du maximum de la distribution RMS estime parfaitement la position de source suivant l'axe X . Une erreur sur l'estimation de la position de la source suivant l'axe Y de l'ordre de la demi-longueur d'onde est commise.

La distribution de phase est calculée pour cette simulation et présentée sur le Figure III.7.14.b. Le rayon de courbure des fronts d'ondes au voisinage de l'antenne semble indiquer une position de la source plus en aval que la position réelle. Une fois qu'ils pénètrent dans

CHAPITRE 7. LOCALISATION PAR RETOURNEMENT TEMPOREL DE SOURCES ACOUSTIQUES PLACÉES EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ : APPLICATION À DES DONNÉES NUMÉRIQUES

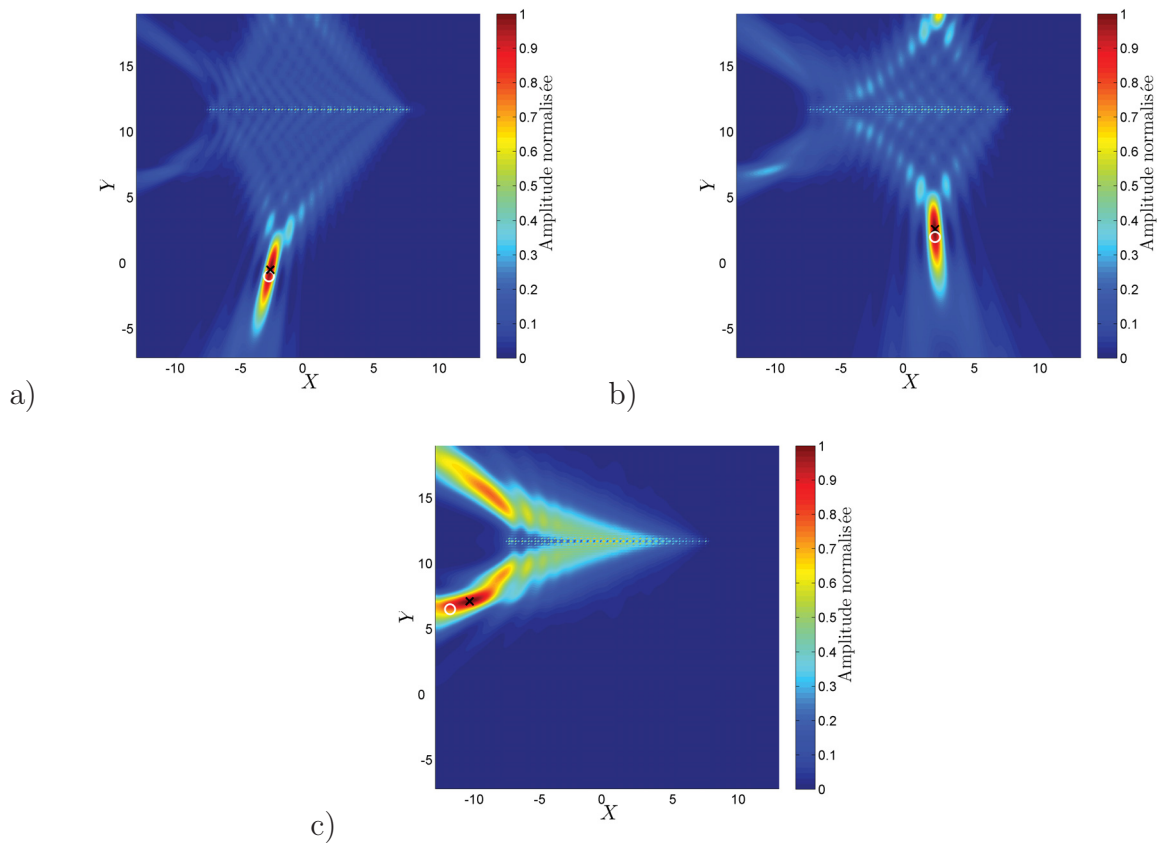


FIG. III.7.13 – Distribution RMS du champ de pression au temps retourné. Le signal de l’antenne est filtré temporellement par un filtre à réponse impulsionnel finie correspondant aux intervalles de longueur d’onde a) $[\lambda_1 - 0, 1; \lambda_1 + 0, 1]$, b) $[\lambda_2 - 0, 1; \lambda_2 + 0, 1]$, c) $[2\lambda_1 - 0, 1; 2\lambda_1 + 0, 1]$. Le milieu est animé par un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

l'écoulement (renversé spatialement), ils s'incurvent pour se rediriger vers la position réelle de la source. Une fois la position de la source passée, la courbure des fronts d'ondes est inversée, ceux-ci divergent et sortent du domaine de calcul.

En conclusion, la méthode de retournement temporel permet d'estimer très précisément la position d'une source acoustique placée dans un écoulement dont le nombre de Mach est important ($\mathcal{M} = 0,32$), sans prise en compte de modèles de corrections des effets de l'écoulement moyen.

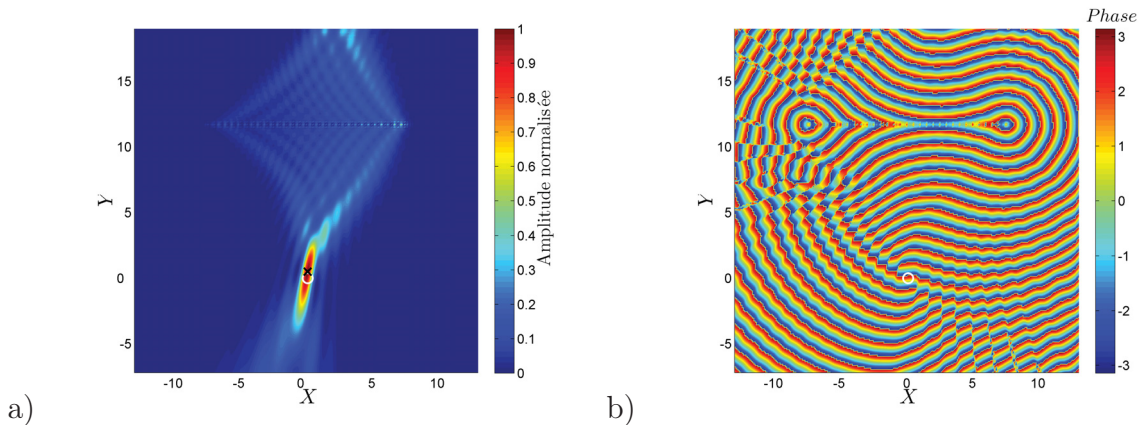


FIG. III.7.14 – a) Distribution RMS et b) distribution de phase du champ de pression retourné temporellement pour une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,32$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

Dans ce chapitre, une étude numérique sur la localisation de sources avec une antenne linéaire par retournement temporel a été menée. La configuration choisie et le profil d'écoulement moyen sont similaires à ceux présents dans la soufflerie anéchoïque *Eole*. Les performances de la méthode ont été testées pour une source harmonique monopolaire et dipolaire. La distribution RMS du champ de pression au temps retourné permet de détecter parfaitement la position de la source monopolaire, tandis que la position de la source dipolaire est représentée par deux taches de focalisation. L'utilisation de la correction de Jordan [36] permet de retrouver le centre du dipôle. Nous avons également montré que la méthode de retournement temporel estime correctement la position d'une source émettant un signal large bande. Un cas complexe mettant en jeu plusieurs sources a été simulé. La distribution RMS obtenue a pu mettre en évidence les positions des sources malgré la nature différentes des signaux. La robustesse de la méthode pour un nombre de Mach élevé a été constatée. Ainsi, la méthode de retournement temporel associée aux EEL, à partir de données numériques, permet de localiser la position de la source pour diverses configurations. Cette technique est maintenant appliquée à des données issues de mesures en soufflerie.

CHAPITRE 7. LOCALISATION PAR RETOURNEMENT TEMPOREL DE SOURCES
ACOUSTIQUES PLACÉES EN ÉCOULEMENT CISAILLÉ : APPLICATION À DES
DONNÉES NUMÉRIQUES

Chapitre 8

Localisation de source acoustique placée en écoulement par retournement temporel : application à des données expérimentales

8.1 Dispositif expérimental

L'efficacité de la méthode de retournement temporel associé aux EEL pour localiser une source a été démontré pour des signaux de pression issus de simulations numériques. Dans ce chapitre, la méthode est appliquée à des signaux issus de mesures acoustiques dans la soufflerie *Eole*.

Les caractéristiques de la soufflerie *Eole* ont été présentées dans la section 4.1. La vitesse de l'écoulement est $U_0 = 37$ m/s. La source acoustique est un moteur à chambre de compression (horn-driver) DE10 de la marque B&C dont la gamme fréquentielle est [1500 ; 18000] Hz. Un flexible est fixé sur cette source, puis encastré dans la plaque. Ce type de montage permet de créer une source dont le diamètre (2 cm) est faible comparé à celui du haut-parleur (diamètre 15 cm). Dans la suite deux sources accolées, dont les signaux sont contrôlés en phase et en amplitude, sont utilisées pour générer un rayonnement dipolaire. Les microphones composant l'antenne sont ceux présentés dans la section 4.1. L'antenne est linéaire uniforme, 31 capteurs sont utilisés. L'espacement entre deux microphones est $d = 3,4$ cm, ce qui implique une fréquence maximale d'étude de $F = 5$ kHz. La distance entre la source et l'antenne est $H = 0,8$ m. Une vue globale du dispositif expérimental est proposée sur la Figure III.8.1.

L'acquisition des signaux microphoniques est effectuée avec un système ETEP 32 voies synchrones échantillonnées à $f_e = 50$ kHz. Ces signaux sont retournés temporellement et imposés dans le code numérique effectuant le calcul de retournement temporel. Il est ainsi nécessaire d'accorder le pas de temps expérimental et le pas de temps numérique Δt . Celui-ci est dépendant de la vitesse moyenne de l'écoulement, de la célérité du son et du pas d'espace

CHAPITRE 8. LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE PLACÉE EN ÉCOULEMENT PAR RETOURNEMENT TEMPOREL : APPLICATION À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

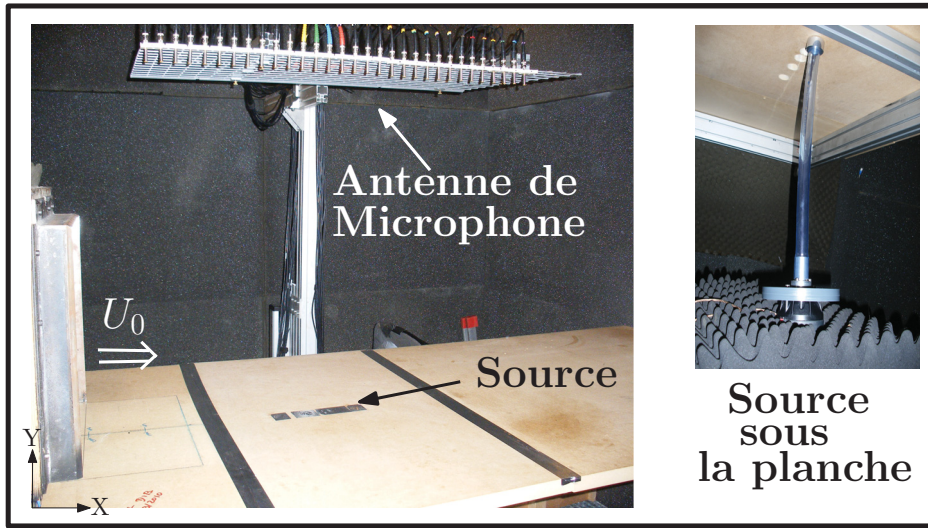


FIG. III.8.1 – Photographies du dispositif expérimental et de la source acoustique utilisée. Un flexible est fixé sur la source puis encastré dans la plaque.

via la condition de Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) ; cette condition s'écrit

$$CFL = \Delta t \frac{U_0 + c_0}{\Delta x}. \quad (8.1)$$

Le CFL doit être borné pour assurer la stabilité de la simulation numérique et pour conserver une bonne précision de la solution [2, 11]. Une valeur de $CFL = 1$ permet de satisfaire ces deux conditions. Dans notre cas l'échantillonnage expérimental conditionne la valeur du pas de temps à $\Delta t = 1/f_e$. La longueur d'onde à $F = 5$ kHz sert de longueur de référence pour l'adimensionnement spatial et les pas d'espaces sont fixés à $\Delta x = \Delta y = \lambda/10$. Le CFL peut être réécrit de la façon suivante

$$CFL = (1/f_e) \frac{U_0 + c_0}{\lambda/10} = \frac{10c_0(1 + \mathcal{M})}{f_e \lambda} = \frac{10f(1 + \mathcal{M})}{f_e}. \quad (8.2)$$

Au cours de cette étude, la fréquence d'échantillonnage est égale à dix fois la fréquence maximale du signal de la source, soit $f_e = 50$ kHz. Ainsi pour un milieu au repos ($\mathcal{M} = 0$), le CFL vaut 1. Le CFL croit avec la vitesse de l'écoulement et atteint 1,1 pour $\mathcal{M} = 0,106$, ce qui reste acceptable pour la simulation numérique. Cependant pour des nombres de Mach plus élevés, il est nécessaire d'augmenter la fréquence d'échantillonnage pour conserver la stabilité du calcul numérique.

8.2 Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos

Dans un premier temps, des mesures pour une source harmonique monopolaire placée dans un milieu au repos sont réalisées. La source émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz. Le centre de l'antenne est placé à la verticale de la source ($H = 80$ cm). Le champ acoustique est enregistré par les 31 microphones, puis les signaux sont retournés temporellement et imposés comme condition de Dirichlet dans le code numérique. La grandeur physique associée à la longueur de référence est la longueur d'onde à $F = 5$ kHz, c'est-à-dire $\lambda = 6,8$ cm. La taille du domaine de calcul se doit d'être plus grande que l'envergure de l'antenne qui est la plus grande dimension dans cette expérience ($L = 30 \times 3,4 = 102$ cm). Le domaine utilisé lors du calcul correspond donc à une dimension physique $1,5 \times 1,5$ m. La simulation est effectuée sur 1300 itérations temporelles (26 ms). La plaque reliant le convergent au collecteur n'est pas simulée dans le code numérique. Si cette plaque est introduite dans la simulation, les fronts d'ondes convergeant vers la source se réfléchissent sur la plaque et des interférences entre les ondes incidentes et réfléchies sont créées. Or, lors de l'expérience, l'antenne capte essentiellement le champ direct issu de la source acoustique, c'est pourquoi cette plaque n'est pas simulée. L'origine du domaine de calcul correspond à la position réelle de la source.

Un champ instantané de pression issu du retournement temporel des signaux expérimentaux est présenté sur la Figure III.8.2.a. Le champ instantané de pression met en évidence les fronts d'ondes émis par l'antenne en $Y = 80$ cm. Ces fronts d'ondes convergent vers la position de la source puis divergent. Dans la zone de convergence, les fronts d'ondes se focalisent et l'amplitude augmente.

La distribution RMS est calculée et présentée sur la Figure III.8.2.b. La ligne blanche en $Y = 0$ représente la position de la plaque, le rond blanc indique la position réelle de la source et la croix noire la position estimée par le maximum de la distribution RMS. La position estimée selon l'axe X est $X_{RT} = 0,68$ cm et selon l'axe Y , $Y_{RT} = 2,04$ cm. La localisation de la position de la source par la méthode de retournement temporel est donc correcte, avec une erreur selon l'axe X quasi-nulle et une erreur sur la profondeur inférieure à la demi-longueur d'onde.

L'exploitation de ces données expérimentales confirme que la localisation de la position de la source dans un milieu au repos est possible sans hypothèses sur la distance source-antenne et sur le type de source.

8.3 Cas d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé

L'expérience est maintenant menée avec un écoulement entre la source et l'antenne microphonique. Le profil d'écoulement a été décrit dans la section 4.1 pour un nombre de

CHAPITRE 8. LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE PLACÉE EN ÉCOULEMENT PAR RETOURNEMENT TEMPOREL : APPLICATION À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

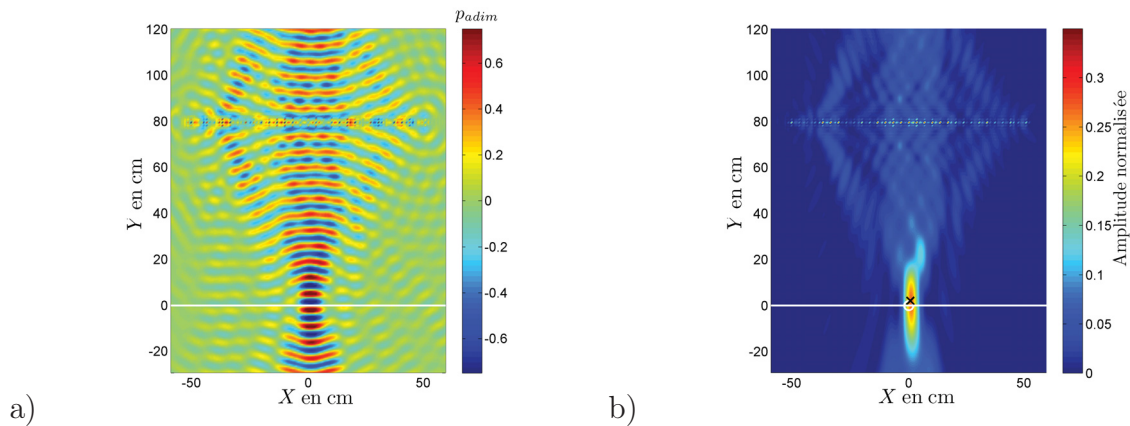


FIG. III.8.2 – a) Champ instantané et b) distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un milieu au repos. L’antenne est linéaire uniforme et composée de 31 capteurs espacés de $d = 3,4$ cm. La distance source-antenne est $H = 80$ cm. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement.

Mach de l’écoulement moyen de $\mathcal{M} = 0,106$. Les profils d’écoulement moyen sont interpolés sur la grille de calcul. La phase de rétropropagation des signaux expérimentaux est réalisée pour deux profils différents de l’écoulement. Au cours d’un premier calcul, la présence de la couche limite est prise en compte puis son existence est négligée. Dans ce dernier cas, la vitesse moyenne de l’écoulement commence dans la partie inférieure du domaine de calcul. La Figure III.8.3 illustre les deux champs de vitesse moyenne considérés. La Figure III.8.3.a met en évidence une couche limite qui débute en $Y = 0$. Pour les $Y < 0$, la vitesse moyenne de l’écoulement est nulle. Le champ de vitesse moyenne de la Figure III.8.3.b ne présente pas de couche limite et l’écoulement uniforme est prolongé pour les $Y < 0$.

La position $X = 0$ n’est pas centrée en X sur le domaine afin de respecter l’épaisseur de couche de cisaillement expérimentale existante au-dessous du centre de l’antenne (ou au-dessus de la source).

Les signaux de pression enregistrés par les microphones sont retournés temporellement et imposés dans la simulation numérique. Les fronts d’ondes rétropropagés convergent vers la position de la source. La distribution RMS est calculée afin d’estimer la position de la source par recherche du maximum spatial. Les Figures III.8.4.a et III.8.4.b présentent les distributions RMS obtenues respectivement avec et sans la couche limite. Les deux distributions RMS présentent une tache de focalisation dans la zone source. La recherche du maximum spatial conduit, dans les deux cas, aux mêmes positions de source estimées ($X_{RT} = 1,36$ cm et $Y_{RT} = 0,68$ cm). Les distributions RMS permettent donc d’évaluer très précisément les coordonnées de la source avec une erreur de l’ordre du centimètre. En présence de la couche limite, la tache de focalisation est courbée en raison du gradient de vitesse, sans la couche limite la tache de focalisation est inclinée. Ainsi, une modélisation non exacte de l’écoulement (sans la couche limite) ne modifie pas l’estimation de la position, seule la forme

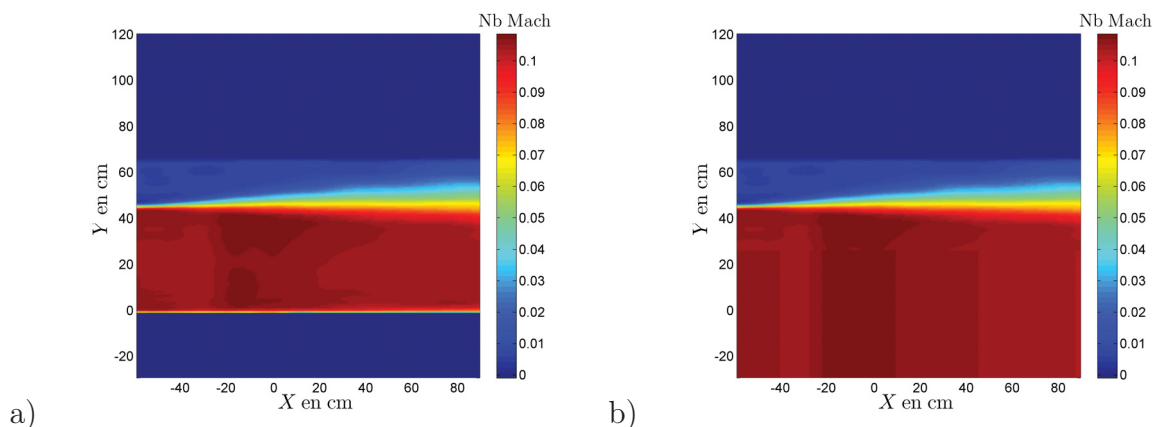


FIG. III.8.3 – Champ de vitesse moyenne issu de l'interpolation sur la grille de calcul des mesures au fil chaud, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite.

de la tache de focalisation est légèrement modifiée. La prise en compte de la couche limite n'est donc pas justifiée au cours de la phase de rétropropagation.

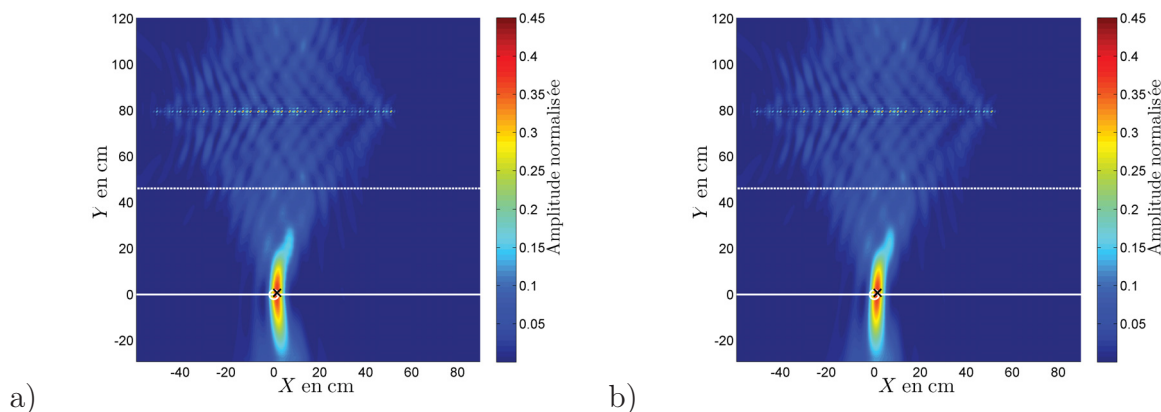


FIG. III.8.4 – Distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite simulée. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

Les distributions de phase, Figure III.8.5.a et Figure III.8.5.b, illustrent la propagation des fronts d'ondes. Peu de différences existent entre les deux distributions, avec et sans la couche limite. La direction de propagation des fronts d'ondes à partir de l'antenne est légèrement décalée par rapport à la position de la source. Quand les fronts d'ondes pénètrent dans l'écoulement (trait en pointillé en $Y = 46$ cm), la direction de propagation est déviée, puis ceux-ci convergent vers la zone source. Un changement de courbure des fronts d'ondes (passage d'une onde convergente à une onde divergente) est présente au niveau de la position

de la source (mais aucune méthode n'est encore développée pour extraire une information sur la position de la source à partir de cette distribution).

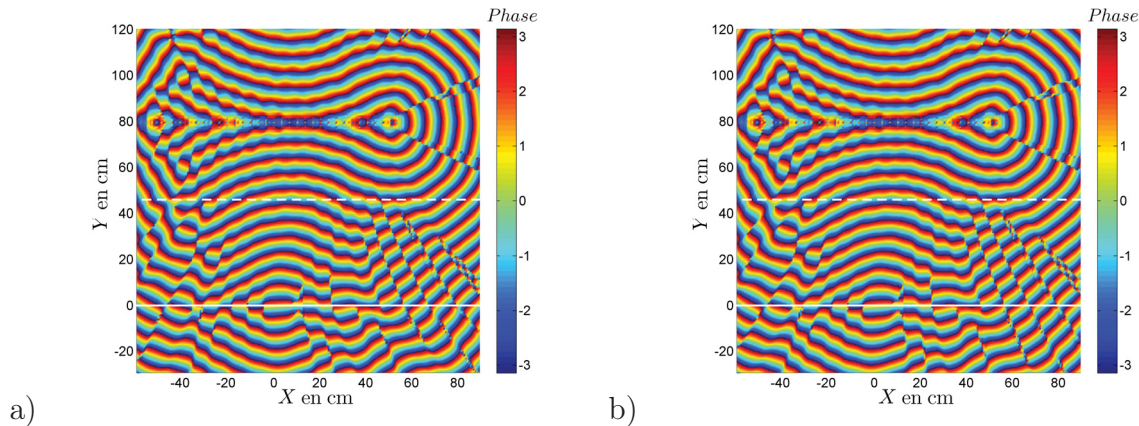


FIG. III.8.5 – Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, a) avec la couche limite et b) sans la couche limite simulée. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

Cette expérience a été reproduite pour différentes positions relatives de la source par rapport au centre de l'antenne. La position la plus décalée par rapport au centre de l'antenne est de 20,6 cm en amont. Pour cette configuration, les distributions RMS et de phase sont présentées respectivement sur les Figures III.8.6.a et III.8.6.b. L'écoulement retourné spatialement correspond à celui de la Figure III.8.3.b, c'est-à-dire sans la couche limite. La distribution RMS présente une tache de focalisation proche de la zone source dont le maximum spatial conduit à la position de source estimée. Dans ce cas l'erreur commise par rapport à la position réelle de la source est de l'ordre du centimètre, avec une erreur selon les axes X et Y respectivement $X_{RT} = 1,56$ cm et $Y_{RT} = 1,36$ cm (inférieure à la demi-longueur d'onde). La distribution de phase montre la propagation des fronts d'ondes vers le point source. Au niveau de la zone source, une tache indiquant le changement de courbure des fronts d'ondes est également présente.

Ainsi, la méthode de retournement temporel associée aux EEL estime correctement la position d'une source harmonique monopolaire placée dans un écoulement cisailé, même pour des positions excentrées de la source par rapport au centre de l'antenne.

8.4 Cas d'une source harmonique dipolaire placée dans un écoulement cisailé

Les sources de bruit en aéroacoustique ne sont pas toujours de nature monopolaire, les mécanismes sources sont souvent de nature dipolaire ou quadripolaire. Par exemple, l'allée

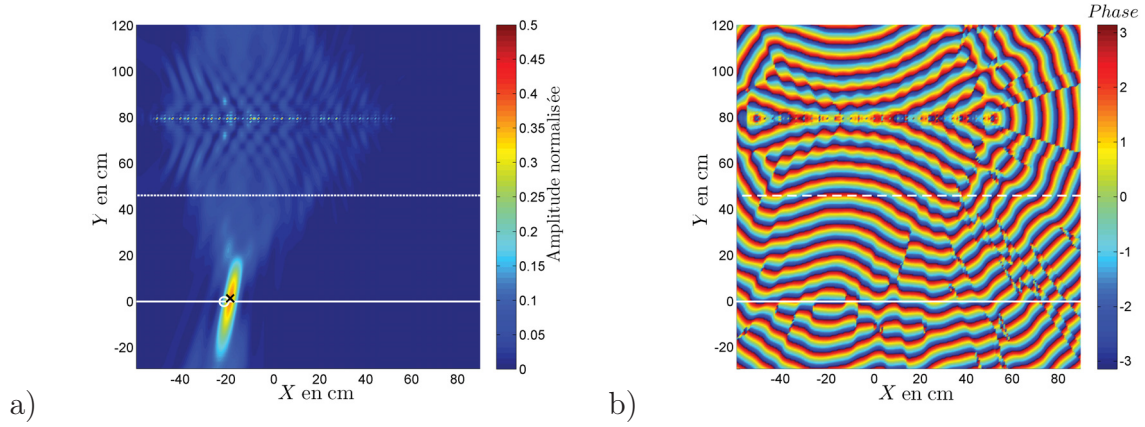


FIG. III.8.6 – a) Distribution RMS et b) distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL. La position de la source est décalée, vers l'amont, de $-20,6$ cm par rapport à l'origine des coordonnées. La source acoustique est un moteur à chambre de compression émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz dans un écoulement cisailé de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

tourbillonnaire créée dans le sillage d'un cylindre placé en écoulement génère un rayonnement de nature dipolaire. Dans cette étude un rayonnement dipolaire est généré à l'aide de deux sources acoustiques monopolaires proches l'une de l'autre émettant le même signal en opposition de phase.

Le dispositif expérimental a été présenté dans la section 8.1. Les deux sources acoustiques sont techniquement rapprochées au plus près et ainsi séparées de $3,4$ cm. Le centre du dipôle, c'est-à-dire la position à égale distance des deux sources, est en face du centre de l'antenne. Les signaux des deux sources sont contrôlés en amplitude et en phase de telle manière à obtenir un rayonnement globalement dipolaire. Une première acquisition est effectuée pour une antenne, située à $H = 0,8$ m, constituée de 31 capteurs espacés de $d = 3,4$ cm. Les sources émettent un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz. Les signaux captés par l'antenne sont retournés temporellement et rétropropagés dans la simulation numérique (les paramètres du calcul sont ceux de la section précédente). Les résultats obtenus permettent une bonne localisation de la position de la source. Cependant les distributions RMS mettent en évidence des interférences, dégradant le résultat, liées aux réflexions sur le collecteur et au bruit provenant de celui-ci. C'est pourquoi, les résultats suivants sont présentés pour une distance source-antenne de $H = 1$ m afin de limiter ces interférences.

Les distributions RMS sont données sur la Figure III.8.7.a sans écoulement et sur la Figure III.8.7.b pour $\mathcal{M} = 0,106$. Les deux distributions RMS présentent deux taches de focalisation proches de la zone source. Sans écoulement, la position des deux taches suivant l'axe Y est similaire et entoure le centre du dipôle suivant l'axe X . En présence d'écoulement la tache amont est décalée vers le haut.

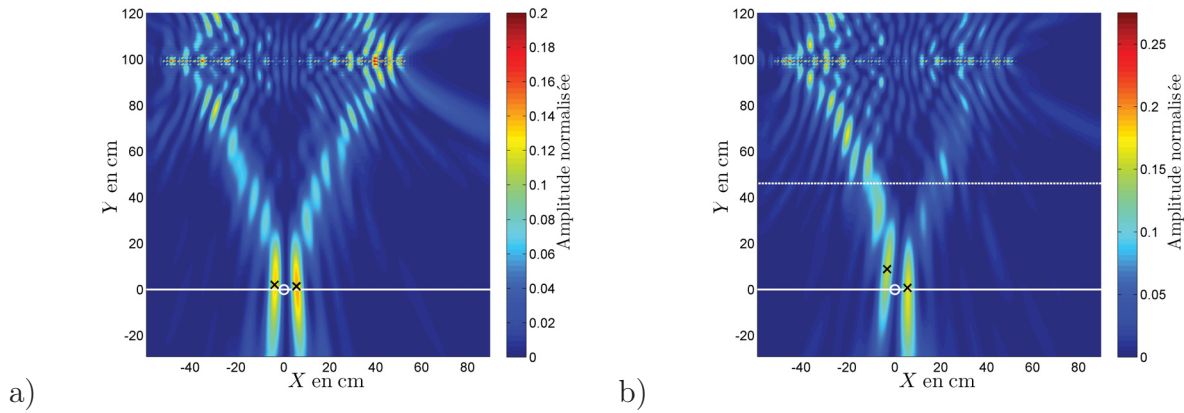


FIG. III.8.7 – Distribution RMS du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL, pour a) $\mathcal{M} = 0$ et b) $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de 3,4 cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. Le cercle blanc représente la position réelle de la source (centre du dipôle) et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

Les distributions de phase présentées sur les Figures III.8.8.a (sans écoulement) et III.8.8.b ($\mathcal{M} = 0,106$) illustrent le rayonnement dipolaire. Sans écoulement, la ligne de discontinuité de phase passant par le centre du dipôle est perpendiculaire à l'axe X . En présence d'écoulement cette ligne est inclinée vers l'aval à cause des effets de convection. Ainsi les distributions de phase permettent d'accéder à la nature du rayonnement de la source en indiquant la différence de phase entre les deux sources, qui peut maintenant être corrigée par la technique de Jordan [36].

La distribution RMS corrigée est présentée en Figure III.8.9. Une seule tache de focalisation apparaît dans la zone source et le maximum spatial estime correctement la position du centre du dipôle avec une erreur de l'ordre du centimètre. Ainsi, la méthode de retournement temporel permet de localiser une source dipolaire en écoulement.

8.5 Cas d'une source large-bande placée dans un écoulement cisailé

Les expériences précédentes ont été réalisées pour un signal source harmonique. Toutefois dans de nombreuses configurations, ce qui est le cas du bruit généré par un jet, le champ sonore rayonné est large-bande. Afin d'évaluer les capacités de la méthode de retournement temporel à localiser une source dont le rayonnement est large-bande, le signal source est remplacé par un bruit blanc. La configuration expérimentale ainsi que les paramètres numériques sont inchangés. L'expérience est effectuée avec et sans écoulement.

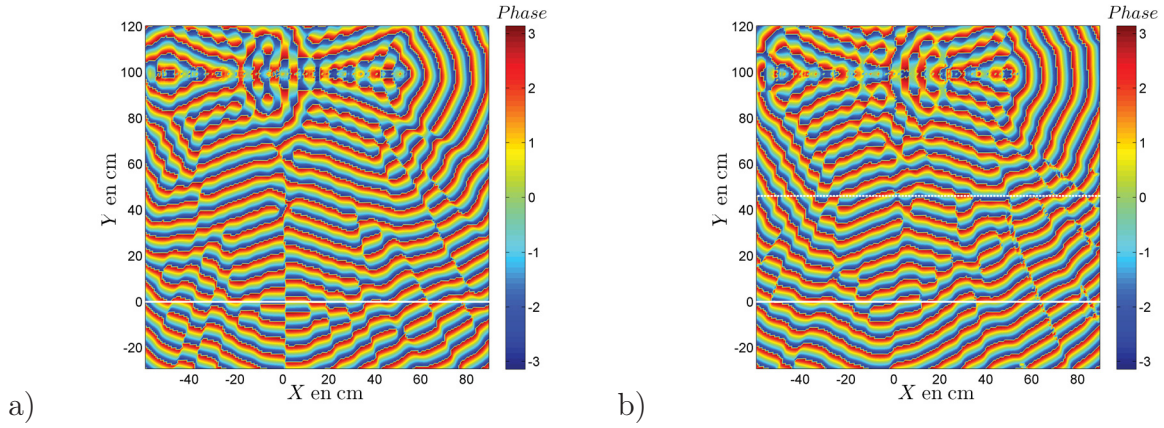


FIG. III.8.8 – Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL, pour a) $\mathcal{M} = 0$ et b) $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de 3,4 cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

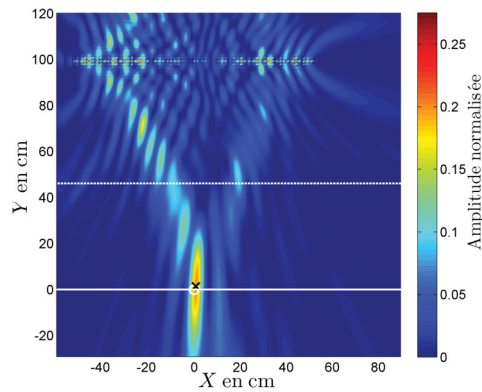


FIG. III.8.9 – Distribution de phase du champ de pression issu des signaux expérimentaux retournés temporellement dans les EEL pour $\mathcal{M} = 0,106$. La source acoustique est composée de deux moteurs à chambre de compression espacés de 3,4 cm émettant en opposition de phase un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz, afin de générer un rayonnement dipolaire. La correction proposée par Jordan [36] est utilisée. Le cercle blanc représente la position réelle de la source (centre du dipôle) et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

CHAPITRE 8. LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE PLACÉE EN ÉCOULEMENT PAR RETOURNEMENT TEMPOREL : APPLICATION À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

Les signaux enregistrés par les microphones sont maintenant large-bande et ne peuvent pas être imposés directement dans la simulation numérique en raison des problèmes de dispersion et de dissipation numériques. Les signaux sont donc filtrés avant l'étape de retournement temporel. Le filtre utilisé est passe-bande à réponse impulsionnelle finie. Ce filtre peut donc être à bande étroite (centré autour d'une fréquence) ou large-bande. Pour le filtre à bande étroite, l'intervalle de fréquence choisi est $F = 5000 \pm 10$ Hz et pour le filtre large-bande, l'intervalle de fréquence est $F = [2500 - 5500]$ Hz. La limite basse du filtre large-bande permet de conserver une bonne estimation de la position et la limite haute est gouvernée par le nombre de points par longueur d'onde requis dans la simulation numérique.

Les Figures III.8.10.a et III.8.10.b présentent respectivement un champ instantané de pression issu du retournement temporel des signaux microphoniques filtrés bande étroite et large-bande (sans écoulement). Pour les signaux filtrés bande étroite, l'organisation des fronts d'ondes émis par l'antenne met en évidence un rayonnement monochromatique. Quand les signaux sont filtrés large-bande, les fronts d'ondes émis par l'antenne ont une organisation moins régulière due à la présence de plusieurs longueurs d'onde. Cependant, dans les deux cas les fronts d'ondes émis par l'antenne convergent vers la zone source.

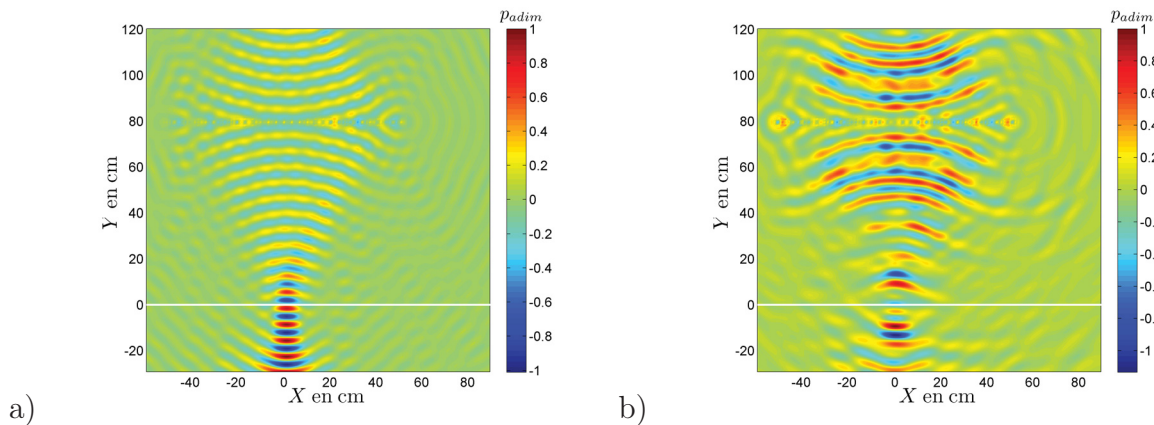


FIG. III.8.10 – Champ instantané des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un milieu au repos. Le trait blanc continu représente la position de la plaque.

La distribution RMS est calculée et présentée sur la Figure III.8.11.a pour des signaux filtrés bande étroite et Figure III.8.11.b pour des signaux filtrés large-bande. Dans les deux cas le maximum spatial de la distribution RMS permet d'estimer la position de la source avec une erreur inférieure à la demi-longueur d'onde.

Cette expérience est renouvelée avec un écoulement, de nombre de Mach $\mathcal{M} = 0,106$, entre la source et l'antenne. Les distributions RMS sont présentées sur la Figure III.8.12.a pour des signaux filtrés bande étroite et sur la Figure III.8.12.b pour des signaux filtrés large-bande. Dans les deux cas, le bruit généré par l'interaction entre l'écoulement et le collecteur est présent en aval de l'antenne. Ce bruit est plus marqué pour les signaux filtrés large-bande. Cependant, le maximum spatial des distributions RMS estime très correctement la position de la source en dépit du bruit de l'installation. Ainsi, la méthode de retournement temporel

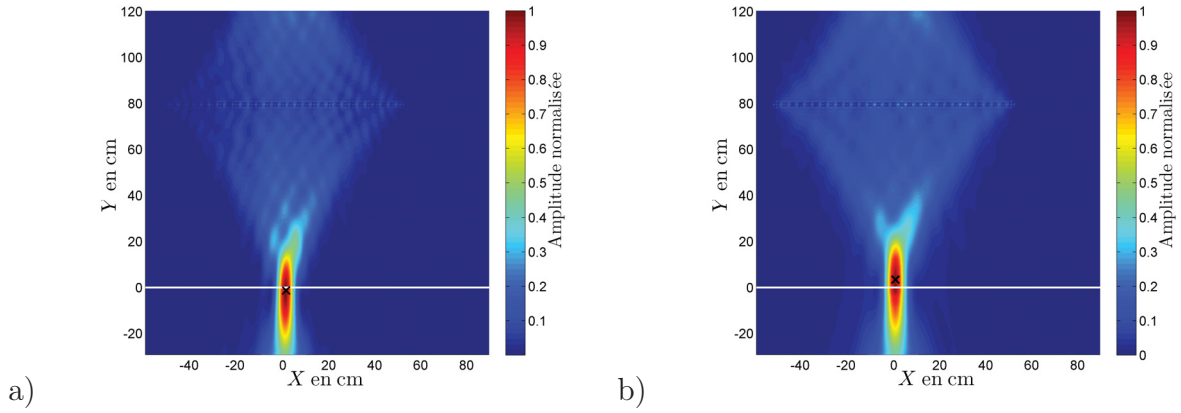


FIG. III.8.11 – Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un milieu au repos. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Le trait blanc continu représente la position de la plaque.

permet de localiser une source large-bande dans un écoulement, mais le bruit propre de l'écoulement dans la veine, de nature large bande également, peut constituer une gêne pour la localisation et dégrader la qualité du résultat fourni par la distribution RMS.

8.6 Influence du rapport signal-sur-bruit

Lors d'une mesure en soufflerie, le bruit propre de l'écoulement et de l'installation peuvent nuire à la localisation de la source, c'est pourquoi il est important de connaître les capacités de la méthode en terme de rapport signal-sur-bruit (RSB). La source dipolaire est remplacée par une source monopolaire émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5$ kHz. L'antenne, située à $H = 0,8$ m de la source, est linéaire uniforme et composée de 31 capteurs espacés de $d = 3,4$ cm. Le générateur de signaux utilisé permet de régler l'amplitude de la tension du signal aux bornes du moteur à chambre de compression. L'amplitude initiale est doublée six fois consécutivement, ce qui conduit à un rapport entre l'amplitude finale et initiale égal à 64. En supposant un comportement linéaire du générateur et de la source dans cette gamme d'amplitude, cela revient à une différence de 36 dB entre les deux amplitudes extrêmes.

Le rapport signal-sur-bruit (RSB) est défini par le rapport suivant

$$RSB = 10 \log \left(\frac{DSP(f_{max})}{\frac{1}{f_2 - f_1} \int_{f_1}^{f_2} DSP_{bdf} df} \right). \quad (8.3)$$

DSP_{bdf} et DSP sont respectivement la DSP du bruit de fond et la DSP du signal de pression capté par le microphone central de l'antenne. L'intervalle de fréquence $[f_1; f_2]$ choisi est

CHAPITRE 8. LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE PLACÉE EN ÉCOULEMENT PAR RETOURNEMENT TEMPOREL : APPLICATION À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

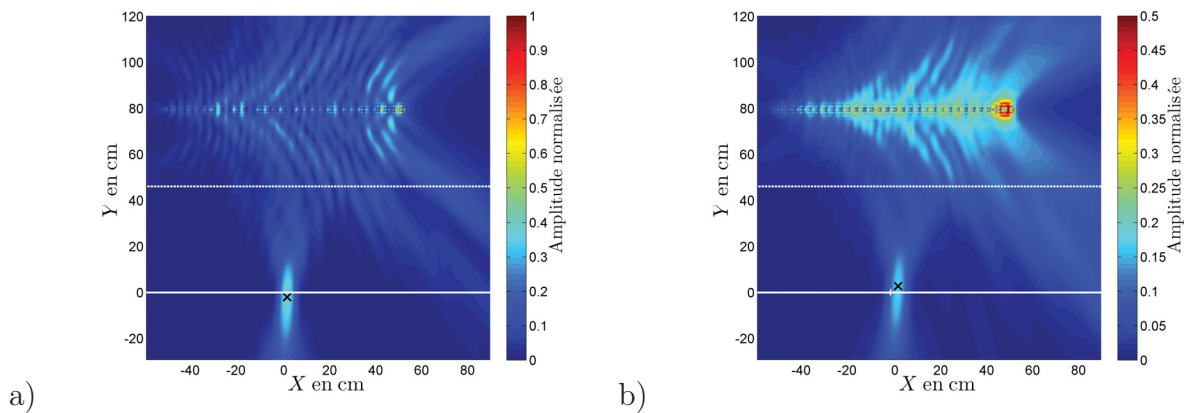


FIG. III.8.12 – Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux a) filtrés bande étroite et b) filtrés large-bande. La source acoustique émet un bruit blanc dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$). Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

centré autour de la fréquence de jeu de la source et est $[4900; 5100]$. Ainsi le RSB calculé quantifie la différence de niveau entre la composante générée à 5 kHz et le niveau de bruit de fond moyen sur l'intervalle de fréquence $[f_1; f_2]$.

Cette expérience est réalisée avec un écoulement dont le nombre de Mach est $\mathcal{M} = 0,106$. L'écoulement se propageant entre le convergent et le collecteur génère un bruit large-bande. Les DSP du signal de pression capté par le microphone à l'aplomb de la source sont tracées sur la Figure III.8.13 sans signal source et pour quatre amplitudes du signal. Le niveau du bruit sans source se situe aux alentours de 31 dB pour $F = 5$ kHz. Pour la plus petite amplitude, la DSP présente un pic émergeant à peine du bruit de l'écoulement, ce qui mène à un faible RSB de 2,5 dB. Le RSB augmente avec l'amplitude du signal source, pour atteindre finalement une situation très favorable où le pic émerge de 35,4 dB par rapport au bruit de la soufflerie.

Les valeurs du RSB pour les différentes amplitudes sont récapitulées dans le Tableau III.8.1. Pour chaque amplitude du signal source, la distribution RMS est calculée afin d'évaluer les capacités de la méthode de retournement temporel à localiser une source dont le rapport signal-sur-bruit varie sur l'intervalle $[2,5; 35,4]$ dB. Les distributions RMS sont présentées sur la Figure III.8.14.a pour le signal source ayant un $RSB = 2,5$ dB, sur la Figure III.8.14.b pour le signal ayant un $RSB = 6,8$ dB, sur la Figure III.8.14.c pour le signal ayant un $RSB = 11,6$ dB et sur la Figure III.8.14.d pour le signal ayant un $RSB = 23,7$ dB.

Pour le cas le plus favorable ($RSB = 23,7$ dB), le maximum spatial de la distribution RMS estime correctement la position de la source avec une précision de l'ordre de la demi-longueur d'onde. La diminution du RSB correspond à une diminution de l'amplitude du signal aux bornes de la source. Pour un $RSB = 11,6$ dB, la position estimée par le maximum

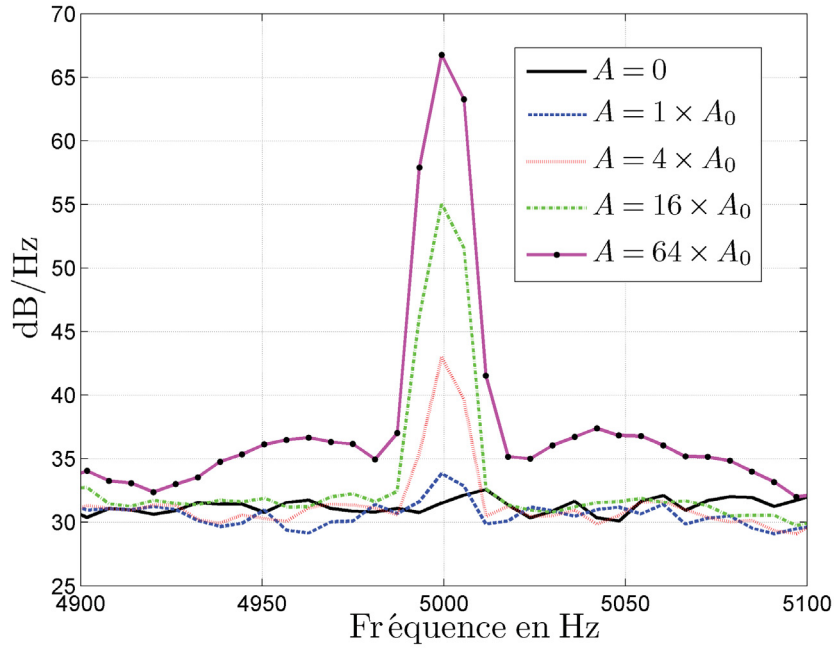


FIG. III.8.13 – DSP du signal microphonique placé à la vertical de la source. $A = 0$ correspond au bruit généré par la soufflerie à $M = 0,106$ sans. Les autres valeurs de A correspondent au bruit de la soufflerie associé à différentes amplitudes du signal de la source acoustique.

Amplitude	RSB en dB
$1 \times$ Amplitude	2,5
$2 \times$ Amplitude	6,8
$4 \times$ Amplitude	11,6
$8 \times$ Amplitude	17,6
$16 \times$ Amplitude	23,7
$32 \times$ Amplitude	29,7
$64 \times$ Amplitude	35,4

TAB. III.8.1 – Valeurs des différents rapports signal-sur-bruit.

spatial de la distribution RMS est similaire au cas du $RSB = 23,7$ dB. Cependant, un faisceau d'énergie émanant de l'antenne vers le collecteur apparaît. Ce faisceau est très large car il correspond au bruit généré par l'interaction de l'écoulement sur le collecteur et au bruit généré par le ventilateur. En diminuant de nouveau le RSB ($RSB = 6,8$ dB Figure III.8.14.b), l'amplitude associée à ces faisceaux en direction du collecteur augmente. L'estimation de la position de la source devient moins précise. L'erreur commise suivant l'axe X reste inférieure à la demi-longueur d'onde, mais suivant l'axe Y celle-ci est de l'ordre de la longueur d'onde. Pour le plus petit RSB , la tache de focalisation indiquant la position de la source est à peine observable, seuls des faisceaux allant vers le collecteur apparaissent sur la distribution RMS. Dans ce cas le signal provenant de la source capté par l'antenne a une amplitude trop faible par rapport au bruit de l'écoulement (collecteur) et la localisation est impossible. Finalement, il est possible d'estimer la position d'une source placée dans un écoulement, via la méthode de retournement temporel, pour des RSB supérieur à $6,8$ dB. Cependant, l'estimation de la position de la source est pleinement satisfaisante pour un RSB supérieur à 10 dB.

8.7 Application à une source aéroacoustique : le *MOPET*

Dans le cadre de la thèse de Mathieu Watrigant [78] (Convention CIFRE entre l'institut *Pprime* de Poitiers et PSA Peugeot Citroën), l'écoulement autour d'un corps semi-complexe a été étudié numériquement afin de déterminer la pression totale. Ce corps est appelé *MOPET* pour MOdèle Pour l'Etude des Tourbillons et s'apparente à un véhicule terrestre [79]. Un exemple de champ de vitesse autour de ce corps est donnée en Figure III.8.15 où des tourbillons coniques générés au niveau des montants latéraux peuvent être observés. A la suite de ces travaux, une thèse a débuté sur la caractérisation expérimentale du rayonnement acoustique du *MOPET*. Ainsi, nous avons pu profiter de la mise en place de l'expérience pour tester la méthode de retournement temporel numérique sur un cas réel.

Ces expériences ont été réalisées peu de temps avant la rédaction de ce manuscrit et certaines contraintes techniques et numériques, énumérées par la suite, limitent cette étude qui peut être considérée comme un exemple préliminaire d'application. Le nombre de microphones et de voies d'acquisition est limité à 32, ainsi il est nécessaire de faire un compromis entre la taille de l'antenne et l'espacement intercapteur. De plus la longueur de la veine d'essai est limitée à $1,4$ m ce qui limite la taille de l'antenne pour l'étude des basses fréquences. Le code numérique résout les EEL bidimensionnelles, or les phénomènes aérodynamiques sur ce corps sont fortement tridimensionnels. De plus, le *MOPET* est fixé à une plaque via un pied et les réflexions des ondes acoustiques sur la plaque ne peuvent être prises en compte dans le code numérique.

Malgré la simplicité extrême d'une modélisation bidimensionnelle au regard de la complexité de la configuration, nous avons voulu tester la méthode de retournement temporel. Il a été montré que le rayonnement acoustique autour du Mopet est très instationnaire, or les distributions RMS sont basées sur des sommations temporelles et nous espérons pouvoir mettre en évidence ce phénomène. Les expériences ont été réalisées dans la soufflerie ané-

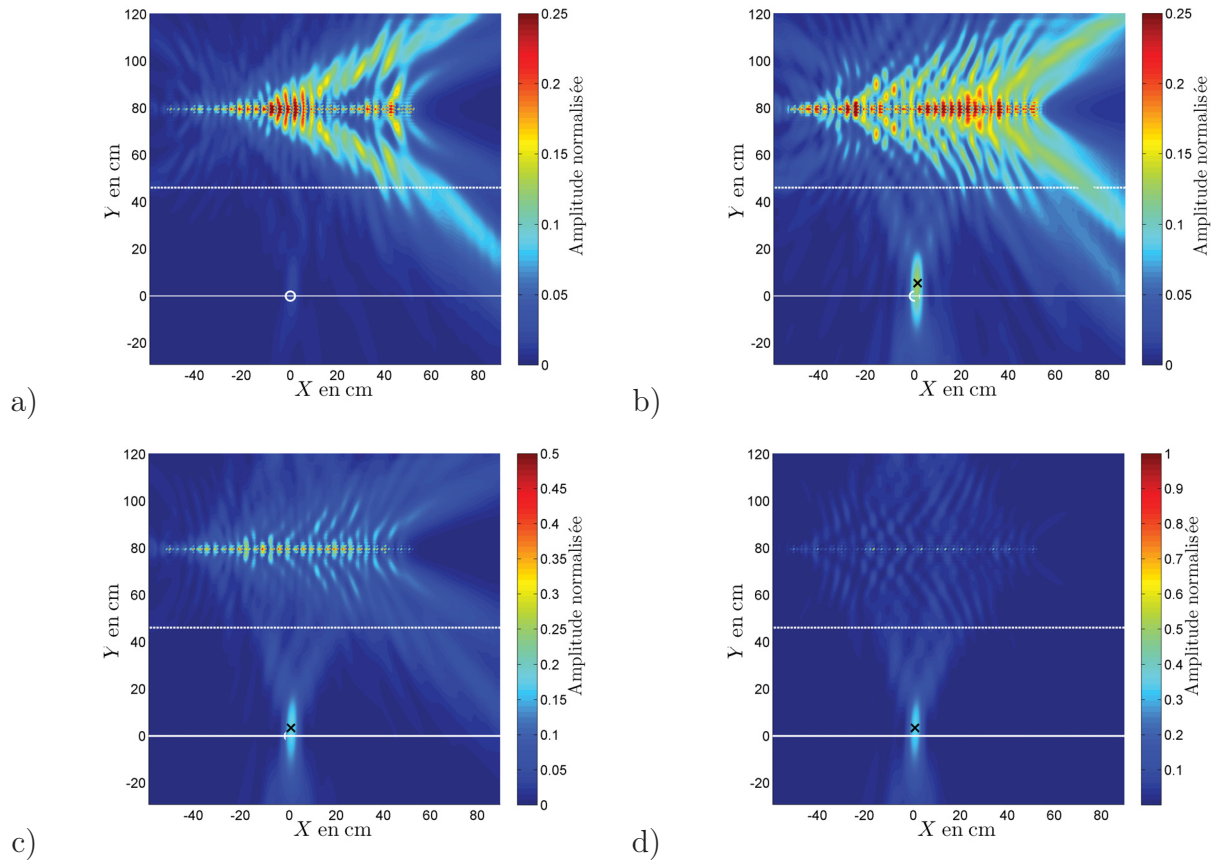


FIG. III.8.14 – Distribution RMS des champs de pression du retournement temporel issus des signaux expérimentaux, pour a) $RSB = 2,5 \text{ dB}$, b) $RSB = 6,8 \text{ dB}$, c) $RSB = 11,6 \text{ dB}$ et d) $RSB = 23,7 \text{ dB}$. La source acoustique placée dans un écoulement cisailé ($\mathcal{M} = 0,106$) émet un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 5 \text{ kHz}$. Le cercle blanc représente la position réelle de la source et la croix noire est le maximum spatial de la distribution RMS du champ de pression retourné temporellement. Les traits blancs continu et pointillé représentent respectivement la position de la plaque et la hauteur d'écoulement.

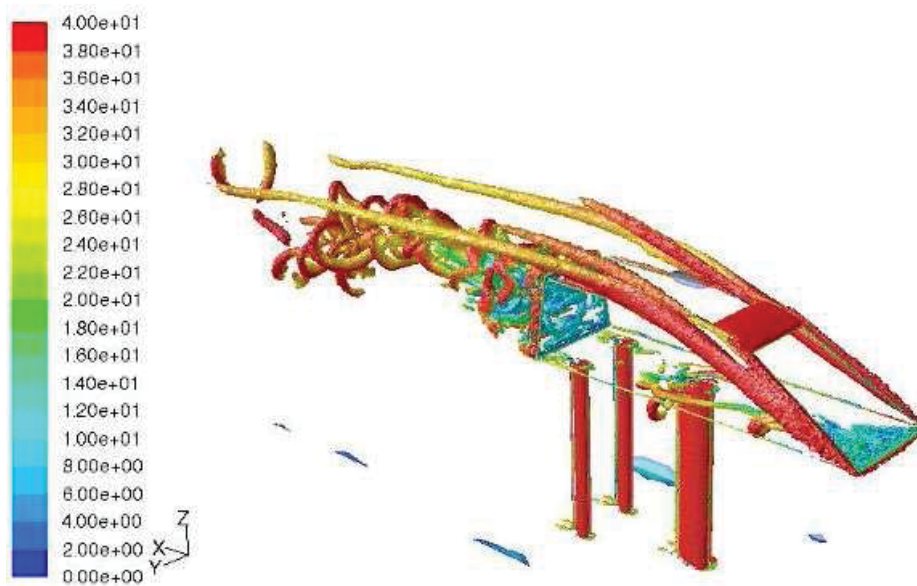


FIG. III.8.15 – Principales structures présentes autour du Mopet [78].

choïque *Eole*. Le *MOPET* est placé à 10 cm du collecteur d'où débouche un écoulement à 40 m/s. L'antenne est composée de 32 microphones espacés de $d = 3,4$ cm. L'antenne est placée sur le côté du *MOPET* à une distance de 56 cm de la face latérale. Le premier microphone est le plus proche du convergent et le microphone numéro 14 est en face de l'extrémité aval du *MOPET*. Le montage expérimental est présenté sur la Figure III.8.16.

Les champs de pression enregistrés par les microphones sont très perturbés par l'écoulement car l'antenne est très proche du convergent et du collecteur. Il a été montré que le bruit émis par l'interaction de l'écoulement avec le *MOPET* est large-bande donc de même nature que celui de la soufflerie. Ainsi, nous choisissons de filtrer les signaux expérimentaux autour de la fréquence $F = 5000 \pm 10$ kHz, car c'est la fréquence optimale d'opération de l'antenne en terme de résolution. Après filtrage, les signaux sont retournés temporellement et rétropropagés dans la simulation numérique (le plan de la simulation coupe le *MOPET* dans un plan horizontal parallèle à la plaque où il est posé). La rétropropagation se fait sur 10000 itérations temporelles, ce qui correspond à une durée physique de 0,2 secondes (la fréquence d'échantillonnage est toujours $f_e = 50$ kHz). Il est donc possible de calculer la distribution RMS sur la durée totale du signal réémis ou seulement sur un bloc réduit d'échantillons. Trois distributions RMS sont calculées. Sur la Figure III.8.17.a la distribution RMS est calculée sur tous les pas de temps. Cette figure met en évidence trois zones sources distinctes. La première zone en $X = -40$ cm semble indiquer le nez du *MOPET*. On peut supposer qu'à cet endroit l'interaction entre l'écoulement et le corps génère un rayonnement acoustique. La seconde zone en $X = 30$ cm indique le pied supportant le *MOPET*. L'amplitude de la distribution RMS est plus faible que pour le nez. De la même façon, l'interaction entre l'écoulement et le pied crée un rayonnement acoustique. Finalement, le large faisceau en aval du *MOPET* représente le bruit provenant du collecteur. Cette distribution RMS permet d'estimer globalement les positions des sources sonores présentes, car elle est calculée sur un grand nombre de pas de temps.

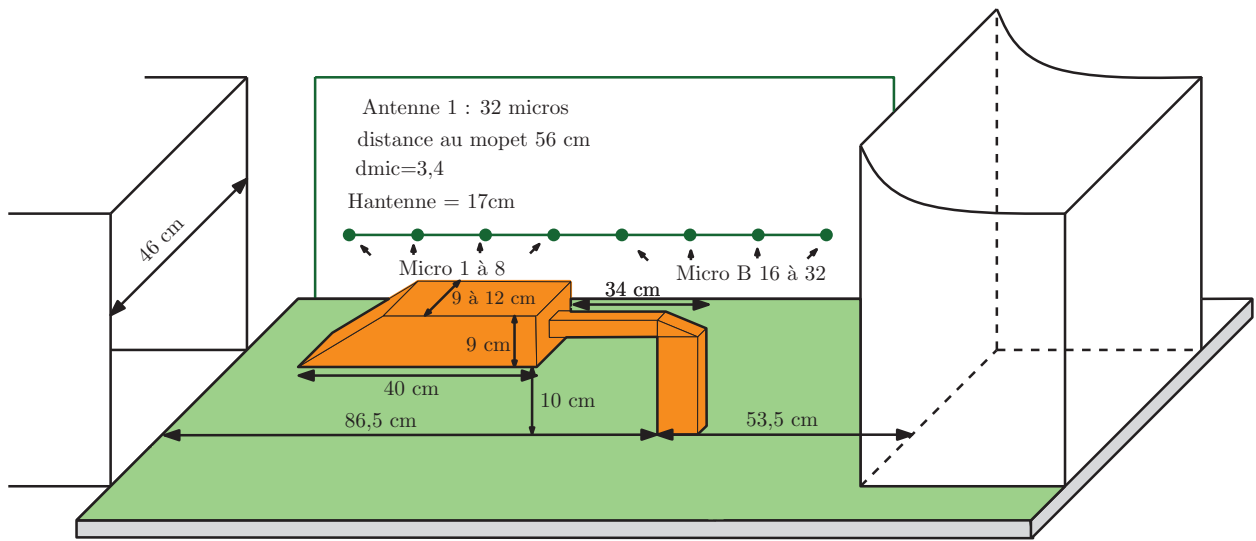


FIG. III.8.16 – Dispositif expérimental utilisée pour la localisation de source sur le *MOPET* via la méthode de retournement temporel.

Cependant, en calculant la distribution RMS sur de courtes périodes temporelles, il est possible de mettre en évidence l'instationnarité du rayonnement. Sur les Figures III.8.17.b et III.8.17.c, la distribution RMS est calculée sur 100 pas de temps (2 ms) à deux instants différents du signal, ce qui correspond à une distance de convection des structures sur 5 cm. La distribution RMS de la Figure III.8.17.b met clairement en évidence le rayonnement provenant du nez du *MOPET*. La source aval (au niveau du pied) n'apparaît pas sur cette distribution. En considérant un autre instant, la source localisée au nez du *MOPET* n'apparaît plus et la source aval domine le rayonnement (Figure III.8.17.c). En conclusion, la méthode de retournement temporel appliquée à un problème aéroacoustique estime différentes positions de sources malgré un nombre important de contraintes et d'hypothèses simplificatrices (notamment une modélisation bidimensionnelle). De plus la possibilité de sommer les signaux temporels sur de courtes durées permet d'évaluer de probables instationnarités du rayonnement acoustique. Une analyse conjointe avec le champ aérodynamique permettrait certainement une compréhension approfondie du rayonnement aéroacoustique de ce type de corps.

CHAPITRE 8. LOCALISATION DE SOURCE ACOUSTIQUE PLACÉE EN ÉCOULEMENT PAR RETOURNEMENT TEMPOREL : APPLICATION À DES DONNÉES EXPÉRIMENTALES

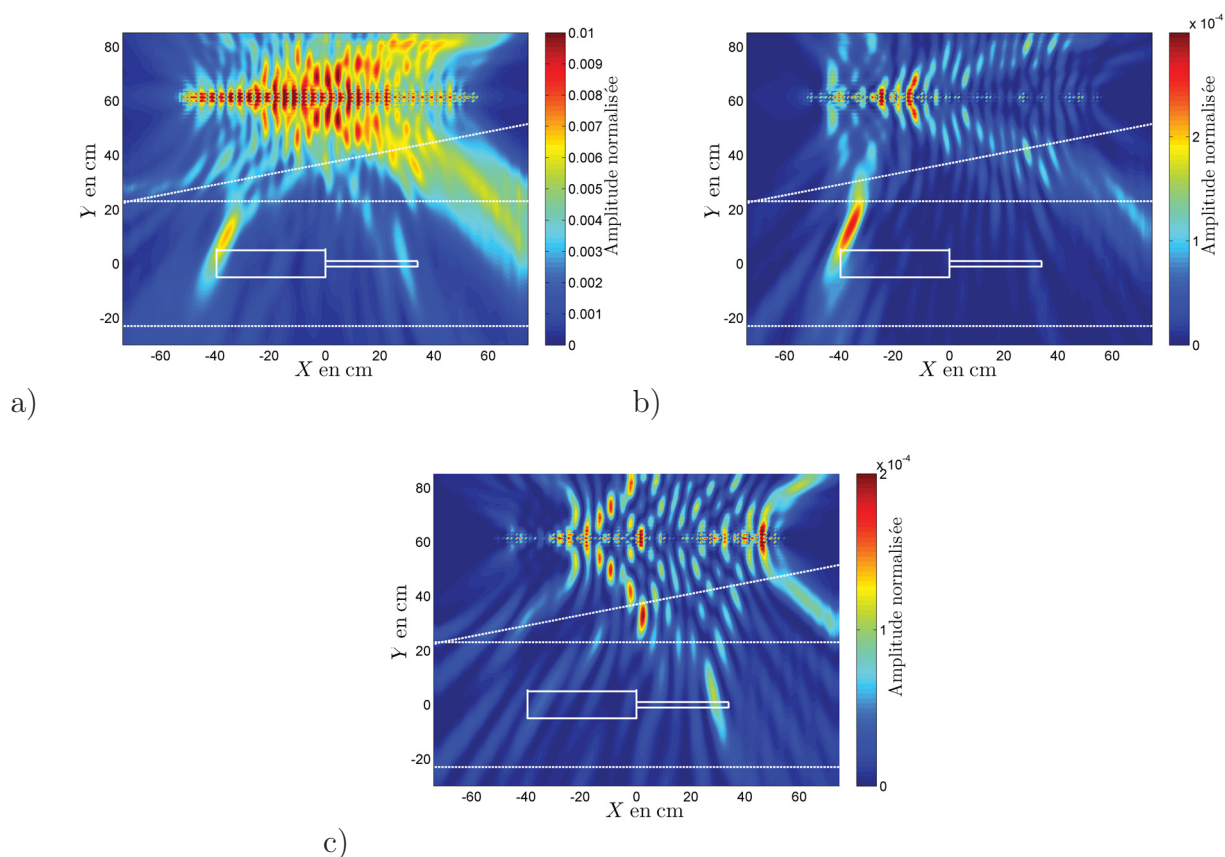


FIG. III.8.17 – Distributions RMS du champ de pression retourné temporellement obtenues à partir des signaux expérimentaux. a) La sommation est faite sur tous les pas de temps de la simulation. b) et c) la sommation est effectuée sur 100 pas de temps à des instants différents. Le Mopet est représenté par des traits continus blancs. Les traits pointillés blancs représentent la position de la couche de mélange.

Conclusion

Dans cette partie, une approche originale couplant des mesures d'antennerie à la simulation de la propagation des ondes acoustiques en écoulement a été proposée. Le principe du retournement temporel est utilisé à des fins de localisation de source placée dans un écoulement. La propagation des ondes rétropropagées au sein de l'écoulement est assurée par un code de résolution des équations d'Euler, linéarisées autour d'un écoulement moyen.

Le premier chapitre montre l'invariance par retournement temporel et renversement du sens de l'écoulement moyen des équations d'Euler linéarisées. Les cas de la cavité et du miroir (ou antenne) à retournement temporel sont étudiés numériquement. Malgré une sous-estimation de l'amplitude de la source, le miroir à retournement temporel permet une bonne localisation de la source. Une étude paramétrique est réalisée afin de déterminer les conditions optimales d'une expérience de retournement temporel en soufflerie anéchoïque. Les résultats montrent que pour une longueur d'onde fixée, l'envergure de l'antenne doit être supérieure à dix longueurs d'onde. De plus la distance source-antenne ne doit pas excéder l'envergure de l'antenne. La résolution spatiale de la tache de focalisation sur les distributions RMS et différentes configurations de miroir sont discutées pour des sources harmoniques.

Avant de considérer des signaux expérimentaux, la méthode de retournement temporel est appliquée à des données numériques issues de la simulation de la propagation d'une source placée dans un écoulement cisaillé ($\mathcal{M} = 0, 106$), dans les mêmes conditions que l'expérience. Le rayonnement de sources de nature monopolaire et dipolaire est étudié. L'estimation de la position de la source est très satisfaisante dans le cas d'un rayonnement monopolaire. Pour une source de nature dipolaire, la méthode de retournement temporel indique deux sources proches l'une de l'autre. L'utilisation d'une correction proposée par Jordan [36] permet d'estimer le centre du dipôle. Puis la méthode de retournement est appliquée à une source large-bande, la position de la source est également retrouvée sans filtrage temporel bande étroite au préalable. Une situation plus complexe mettant en jeu plusieurs sources, dont les spectres sont différents, est présentée pour mettre en évidence les capacités de la méthode. Sans filtrage des signaux captés par l'antenne et sans la connaissance de la distance source-antenne, la méthode de retournement temporel localise très précisément la position des sources placées en écoulement. Finalement, les capacités de la méthode à localiser une source monopolaire placée dans un écoulement à plus grand nombre de Mach sont montrées.

Le dernier chapitre se consacre au retournement temporel de signaux expérimentaux. Une source acoustique harmonique monopolaire est placée au sein de la soufflerie anéchoïque

Eole. L'antenne de microphones est placée dans le milieu au repos. Les signaux enregistrés par l'antenne sont retournés temporellement et imposés dans la simulation numérique. Nous montrons qu'avec et sans écoulement, il est possible d'estimer précisément la position de la source. Puis une seconde source est placée au plus près de la première afin de générer un rayonnement dipolaire. Les résultats obtenus sont similaires aux résultats numériques et mettent en évidence deux taches de focalisation. L'utilisation de la correction de Jordan permet de retrouver la position du centre du dipôle. Le signal harmonique de la source est remplacé par un bruit blanc. De nouveau, l'estimation de la position de la source par retournement temporel numérique est satisfaisante sans filtrage bande étroite autour d'une fréquence particulière des signaux microphoniques. L'expérience avec le signal large-bande met en évidence le bruit rayonné par l'écoulement. Une étude sur l'influence du rapport signal-sur-bruit (RSB) est donc menée. Nous montrons que pour un rapport signal-sur-bruit supérieur à 6 dB, il est possible d'estimer la position de la source. Finalement la méthode de retournement temporel numérique est appliquée à des signaux issus du rayonnement d'un corps tridimensionnel placé dans un écoulement. Bien que les simulations bidimensionnelles et l'antenne linéaire ne permettent pas d'espérer de caractériser les sources de façon satisfaisante dans une telle configuration, nous montrons que plusieurs régions sont responsables du rayonnement sonore. De plus les résultats mettent en évidence un rayonnement intermittent de certaines zones.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion générale et perspectives

Cette étude porte sur la localisation de sources acoustiques placées en écoulement par antenne microphonique, avec l'application à des mesures en soufflerie anéchoïque. Ce sujet a été abordé expérimentalement et numériquement en s'intéressant plus particulièrement à deux approches pour le traitement d'antenne. Une première partie de l'étude porte sur le traitement par formation de voies (FV) qui est une technique robuste et très répandue pour des applications de localisation de sources acoustiques. Dans la seconde partie du mémoire, nous avons évalué les potentialités du retournement temporel en associant au traitement des mesures microphoniques, une phase de simulation pour suivre la propagation des fronts d'ondes retournés au travers d'un écoulement jusqu'à la source qui leur a donné naissance.

Des expériences menées dans la soufflerie anéchoïque *Eole* mettent en jeu une source acoustique contrôlée et une antenne linéaire uniforme de microphones. Les profils de l'écoulement moyen sont mesurés au moyen de fils chauds. Les mesures acoustiques sont réalisées à l'aide d'une antenne linéaire de 31 microphones, avec la soufflerie en marche et à l'arrêt, pour trois fréquences de la source sonore et différentes positions relatives du centre de l'antenne par rapport à la source. Le traitement par FV est appliqué aux signaux microphoniques. Les résultats montrent qu'en présence d'écoulement, la position de la source estimée par le traitement par FV est décalée vers l'aval par rapport à la position réelle. Ce décalage semble indépendant de la fréquence du signal sonore pour la gamme de fréquence considérée. Deux modèles de correction des effets de l'écoulement moyen sur la propagation acoustique sont étudiés, les modèles d'Amiet et de Koop, et associés au traitement par FV. Les essais montrent que la position estimée de la source en présence d'écoulement est alors d'une grande précision. Pour tester la robustesse de ces corrections, un code numérique résolvant les équations d'Euler linéarisées (EEL) est utilisé pour simuler la propagation des ondes acoustiques en écoulement cisailé. Les conditions expérimentales dans la soufflerie anéchoïque sont introduites dans les EEL. Les résultats numériques de localisation de source placée en écoulement par traitement par FV sont en accord avec les résultats expérimentaux, validant ainsi l'outil de simulation mis en place. L'influence de divers paramètres de l'écoulement est étudiée. Cette série de simulations numériques montre que le décalage de la position estimée de la source par rapport à la position réelle est approximativement proportionnel au produit du nombre de Mach par l'épaisseur d'écoulement uniforme traversée par les ondes sonores. De plus, dans les conditions considérées, ce décalage est indépendant de l'épaisseur de la couche de cisaillement. Enfin, la robustesse des corrections des effets de l'écoulement pour les nombres de Mach élevés est mise en évidence. Ces éléments montrent que la FV associée à des modèles prenant en compte les effets de convection et réfraction

des ondes par l'écoulement constitue un outil bien adapté à des mesures de localisation de source en soufflerie. Cependant, le traitement par FV repose sur une hypothèse de source monopolaire et nécessite un plan de focalisation, c'est-à-dire une hypothèse sur la distance source-antenne.

Le retournement temporel constitue une approche alternative et nouvelle dans le cadre de mesures en soufflerie. Elle suppose d'associer aux mesures d'antennerie, la simulation numérique de la rétropropagation des portions de fronts d'ondes captées par l'antenne dans le milieu où elles se sont propagées. Dans un premier temps nous rappelons les conditions de l'invariance par retournement temporel des équations d'Euler linéarisées. Une étude numérique paramétrique est menée pour définir les configurations favorables, en termes de dimension et de positionnement de l'antenne, en vue de préparer une série d'expérimentations dans la soufflerie anéchoïque. Avant de considérer des signaux expérimentaux enregistrés par l'antenne de microphones, la configuration expérimentale est simulée grâce aux EEL. Les cas d'une source monopolaire ou dipolaire émettant un signal harmonique ou large-bande en présence d'écoulement sont étudiés. Pour toutes les configurations la méthode de retournement temporel permet d'estimer la position de la source, grâce à la distribution RMS des champs de pression retournés temporellement. Rappelons qu'aucune hypothèse sur la nature de la source et sur la distance source-antenne n'est émise avec cette approche. Une configuration mettant en jeu trois sources, dont la nature du rayonnement et les contenus spectraux sont différents, est présentée. La méthode de retournement temporel permet d'estimer les trois positions de sources malgré des contenus spectraux différents et des distances source-antenne différentes. La méthode de retournement temporel est ensuite appliquée à des enregistrements réels. Les cas d'une source harmonique monopolaire et dipolaire placée en écoulement sont étudiés. La méthode de retournement temporel estime correctement la position réelle de la source dans les deux situations. Cette approche est également appliquée à une source large-bande sans aucun filtrage en bande étroite préalable. L'écoulement générant également un bruit large-bande, une étude sur le rapport signal-sur-bruit (*RSB*) est menée. Nous montrons que pour un rapport signal-sur-bruit supérieur à 6 dB la position de la source est bien estimée en dépit du bruit couvrant de l'écoulement. Au-delà de valeurs du rapport signal-sur-bruit supérieures à 10 dB, le bruit généré par l'écoulement ne constitue plus une gêne. Finalement la génération du bruit par un corps tridimensionnel placé dans un écoulement est étudiée. Globalement, les résultats montrent que plusieurs régions sont responsables du rayonnement sonore à la fréquence considérée. De plus ils mettent en évidence un rayonnement intermittent de certaines zones.

Ces premiers résultats, encore très exploratoires, montrent que la méthode de retournement temporel, basée sur des mesures d'antennerie associées à la simulation numérique possède un potentiel tout à fait digne d'intérêt. Des potentialités sont par exemple perceptibles en termes de détection de sources de brève durée et intermittentes. Cette approche peut constituer un outil d'analyse intéressant pour ce type de phénomène en l'associant à des approches telles que les transformées en ondelettes [80], le plus souvent utilisées sur des signaux issus de simulations numériques. Plusieurs points sont évidemment à approfondir et à améliorer. Contrairement au traitement par FV, le niveau de puissance de la source n'est pas accessible, en l'état actuel des choses, avec le retournement temporel. La résolution spatiale de la tache de focalisation est fortement dépendante de la longueur d'onde. L'approche

développée par Bavu *et al.* [66], le puits à retournement temporel, permettrait d'accéder à une meilleure résolution spatiale. Les expériences menées dans la soufflerie anéchoïque mettent en jeu des phénomènes tridimensionnels, et le développement du code de propagation dans une version tridimensionnelle constitue donc une étape importante pour améliorer l'outil mis en place. La combinaison de deux antennes (l'une horizontale et l'autre verticale) permettrait de localiser la source dans un volume. La résolution des EEL bidimensionnelles ne prend guère plus de cinq minutes, le passage en tridimensionnel augmentera bien évidemment ce temps de calcul et rendra l'outil d'un usage plus complexe, mais pourrait permettre d'augmenter très avantageusement la richesse des résultats expérimentaux.



Bibliographie

- [1] A. LAUTERBACH, K. EHRENFRIED, S. KRÖBER, T. AHLEFELDT et S. LOOSE, « Microphone array measurements on high-speed trains in wind tunnels », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [2] C. BAILLY et D. JUVÉ, « Numerical solution of acoustic propagation problems using linearized Euler equations », *AIAA Journal*, Vol. 38, No. 1, p. 22–29, 2000.
- [3] C. POTEL et M. BRUNEAU, *Acoustique générale - Equations différentielles et intégrales, solutions en milieux fluides et solides, applications*. Ellipses, 2006.
- [4] S. LÉWY, *Acoustique industrielle et aéroacoustique*. Hermès, 2001.
- [5] M. J. LIGHTHILL, « On sound generated aerodynamically. I. General theory », *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol. 211, p. 564–587, 1952.
- [6] M. J. LIGHTHILL, « On sound generated aerodynamically. II. Turbulence as a source of sound », *Proceedings of the Royal Society of London A*, Vol. 222, p. 1–32, 1954.
- [7] O. M. PHILLIPS, « On the generation of sound by supersonic turbulent shear layers », *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 9, p. 1–28, 1960.
- [8] G. LILLEY, « The generation and radiation of supersonic jet noise. Volume IV. Theory of turbulence generated jet noise, noise radiation from upstream sources, and combustion noise », *AFAPL report*, Vol. 53, 1972.
- [9] M. GOLDSTEIN, « Aeroacoustics », *Mc Graw Hill International*, 1976.
- [10] C. TAM et J. WEBB, « Dispersion relation preserving finite difference schemes for computational acoustics », *Journal of Computational Physics*, Vol. 107, No. 2, p. 262–281, 1993.
- [11] F. HU, M. HUSSAINI et J. MANTHEY, « Low-dissipation and low-dispersion Runge-Kutta schemes for computational acoustics », *Journal of Computational Physics*, Vol. 124, No. 52, p. 177–191, 1996.
- [12] C. BOGEY et C. BAILLY, « A family of low dispersive and low dissipative explicit schemes for flow and noise computations », *Journal of Computational Physics*, Vol. 194, No. 1, p. 194–214, 2004.

BIBLIOGRAPHIE

- [13] D. H. JOHNSON et D. E. DUDGEON, *Array signal processing*. PTR Prentice Hall, Englewood Cliffs, 1993.
- [14] J. BILLINGSLEY et R. KINNS, « The acoustic telescope », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 48, No. 4, p. 485–510, 1976.
- [15] U. MICHEL, « History of acoustic beamforming », *1st Berlin Beamforming Conference, 22-23 Novembre, 2006*.
- [16] W. KING et D. BECHERT, « On the sources of wayside noise generated by high-speed trains », *Journal of Sound Vibration*, Vol. 66, No. 3, p. 311–332, 1979.
- [17] B. BARSIKOW et W. KING, « On removing the doppler frequency shift from array measurements of railway noise », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 120, No. 1, p. 190–196, 1988.
- [18] C. PASCHEREIT et B. BARSIKOW, « The microphone array : A tool on the path towards reducing railway noise », *World Congress on Railway Research (WCRR '94)*, 1994.
- [19] B. BARSIKOW, « Experiences with various configurations of microphone arrays used to locate sound sources on railway trains operated by the DB AG », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 193, No. 1, p. 283–293, 1996.
- [20] N. YAMAZAKI, T. TAKAISHI, M. TOYOOKA, K. NAGAKURA, A. SAGAWA et H. YANO, « Wind tunnel tests on the control of aeroacoustic noise from high speed train », *Notes on Numerical Fluid Mechanics and Multidisciplinary Design*, Vol. 99, p. 33–39, 2008.
- [21] A. MARTENS, J. WEDEMANN, N. MEUNIER et A. LECLERE, « High speed train noise-sound source localization at fast passing trains », *Deutsche Bahn AG, Sociedad Espanola de Acustica*, 2009.
- [22] U. MICHEL, B. BARSIKOW, P. BÖHNING et M. HELLMIG, « Localisation of moving sound sources with phased microphone arrays », *Inter-Noise, Prague, République Tchèque, 22- 25 Août, 2004*.
- [23] A. MENOIRET, N. GORILLIOT et J. ADAM, « Imagerie acoustique en soufflerie S2A », *10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, France, 12-16 Avril, 2010*.
- [24] G. P. HOWELL, M. BRADLEY, M. MCCORMICK et J. BROWN, « De-dopplerization and acoustic imaging of aircraft flyover noise measurements », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 105, No. 1, p. 151–167, 1986.
- [25] U. MICHEL, B. BARSIKOW, B. HAVERICH et M. SCHÜTTPELZ, « Investigation of air-frame and jet noise in high-speed flight with a microphone array », *3rd AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Atlanta, États-Unis, Mai 12-14, 1997*.
- [26] U. MICHEL, B. BARSIKOW, J. HELBIG, M. HELLMIG et M. SCHÜTTPELZ, « Flyover noise measurements on landing aircraft with a microphone array », *4th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Toulouse, France, 2-4 Juin, 1998*.

-
- [27] H. SILLER, M. DRESCHER, G. SAUERESSIG et R. LANGE, « Fly-over source localisation on a boeing 747-400 », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [28] T. BROOKS et J. W. M. HUMPHREYS, « A Deconvolution Approach for the Mapping of Acoustic Sources (DAMAS) determined from phased microphone arrays », *10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference, Manchester, Angleterre, Mai 10-12*, 2004.
- [29] P. SIJTSMA, « CLEAN based on spatial source coherence », *International Journal of Aeroacoustics*, Vol. 6, No. 4, p. 357–374, 2007.
- [30] R. DOUGHERTY et G. PODBOY, « Improved phased array imaging of a model jet », *15th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (30th AIAA Aeroacoustics Conference), Miami, États-Unis, 11 - 13 Mai*, 2009.
- [31] R. DOUGHERTY, « Jet noise beamforming with several techniques », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [32] E. SARRADJ, « A fast signal subspace approach for the determination of absolute levels from phased microphone array measurements », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 329, No. 9, p. 1553–1569, 2010.
- [33] P. ZAVALA, W. de ROECK, K. HANSENS, J. de FRANCA ARRUDA, P. SAS et W. DESMET, « Generalized inverse beamforming investigation and hybrid estimation », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [34] C. E. KASSIS, *Méthodes à haute résolution pour antennes non uniformes*. Thèse de doctorat, Université Paris-Sud XI, Faculté des Sciences d'Orsay, 2009.
- [35] D. DÖBLER, G. HEILMANN et M. OHM, « Automatic detection of microphone coordinates », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [36] P. JORDAN, J. A. FITZPATRICK et J.-C. VALIÈRE, « Measurement of an aeroacoustic dipole using a linear microphone array », *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 11, No. 3, p. 1267–1273, 2001.
- [37] Y. LIU, A. QUAYLE, A. P. DOWLING et P. SIJTSMA, « Beamforming correction for dipole measurement using two-dimensional microphone arrays », *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 124, No. 1, p. 182–191, 2008.
- [38] T. AHLEFELDT, L. KOOP, A. LAUTERBACH et C. SPEHR, « Advances in microphone array measurements in a cryogenic wind tunnel », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [39] T. PADOIS, C. PRAX et V. VALEAU, « Traitement d'antenne appliqué aux mesures en soufflerie : Prise en compte des effets de l'écoulement sur la propagation au moyen d'un modèle », *10ème Congrès Français d'Acoustique, Lyon, France, 12-16 Avril*, 2010.
- [40] T. MUELLER, *Aeroacoustic measurement*. Springer, 2002.

BIBLIOGRAPHIE

- [41] L. KOOP, K. EHRENFRIED et S. KRÖBER, « Investigation of the systematic phase mismatch in microphone-array analysis », *11th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference (26th AIAA Aeroacoustics Conference)*, Monterey, États-Unis, 23-25 Mai, 2005.
- [42] W. HUMPHREYS, T. BROOKS, W. HUNTER et K. MEADOWS, « Design and use of microphone directional arrays for aeroacoustic measurements », *36th Aerospace Sciences Meeting & Exhibit*, Reno, États-Unis, 12-15 Janvier, 1998.
- [43] R. AMIET, « Refraction of sound by a shear layer », *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 58, No. 4, p. 467–482, 1978.
- [44] C. BAHR, N. ZAWODNY, T. YARDIBI, F. LIU, D. WETZEL, B. BERTOLUCCI et L. CATTAFESTA, « Shear layer correction validation using a non-intrusive acoustic point source », *16th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference*, Stockholm, Suède, 7-9 Juin, 2010.
- [45] S. KROEBER, K. EHRENFRIED, L. KOOP et A. LAUTERBACH, « In-flow calibration approach for improving beamforming accuracy », *3rd Berlin Beamforming Conference*, 24-25 Février, 2010.
- [46] K. HADDAD, *Contributions expérimentales et théoriques à l'étude des perturbations apportées aux images acoustiques obtenues par voies préformées en présence d'écoulement*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1996.
- [47] L. KOOP, « Beamforming methods in microphone array measurements : Theory, practice and limitations », *VKI lecture notes*, 2007.
- [48] M. A. PALLAS, « Localisation des sources de bruit des transport guidés », *Instrumentation Mesure Métrologie (I2M)*, Vol. 2, p. 9–36, 2002.
- [49] R. BOONE, *Design and development of a synthetic acoustic antenna for highly directional sound measurements*. Thèse de doctorat, Delft University of Technology, 1987.
- [50] A. CIGADA, F. RIPAMONTI et M. VANALI, « The delay & sum algorithm applied to microphone array measurements : Numerical analysis and experimental validation », *Mechanical Systems and Signal Processing*, Vol. 21, No. 6, p. 2645–2664, 2007.
- [51] J. CHRISTENSEN et J. HALD, « Beamforming », *Brüel&Kjaer Technical Review*, 2004.
- [52] R. AMIET, « Refraction of sound by a shear layer », *AIAA 15th Aerospace sciences meeting*, Los Angeles, États-Unis, 24-26 Janvier, 1977.
- [53] R. AMIET, « Correction of open jet wind tunnel measurements for shear layer refraction », *AIAA, 2nd Aero-Acoustics conference*, Hampton, États-Unis, 24-26 Mars, 1975.
- [54] R. SCHLINKER et R. AMIET, « Refraction of sound by a shear layer - Experimental assessment », *AIAA 5th Aeroacoustics conference*, Seattle, États-Unis, 12-14 Mars, 1979.
- [55] J. WOOLEY, C. SMITH et K. KARAMCHETI, « Propagation of sound through a sheared flow », *NASA CR-152299*, 1979.

-
- [56] C. BONAMY, *Analyse expérimentale de l'aérodynamique proche paroi et modélisation du bruit de bord de fuite d'un profil d'aile en écoulement subsonique*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 2007.
- [57] S. DEBERT, *Développement de méthodes de séparation des nombres d'onde acoustiques et convectifs en écoulements turbulents pariétaux*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 2008.
- [58] S. CANDEL, A. GUEDEL et A. JULIENNE, « Résultats préliminaires sur la diffusion d'une onde acoustique par écoulement turbulent », *Journal de Physique*, Vol. 37, No. 1, p. 153–160, 1976.
- [59] J. MATHEW, *Design, fabrication, and characterization of an anechoic wind tunnel facility*. Thèse de doctorat, University of Florida, 2006.
- [60] M. SMITH et C. MORFEY, « Directivity and sound power radiated by a source under a boundary layer », *AIAA Journal*, Vol. 44, No. 11, p. 2630–2635, 2006.
- [61] J. MAYNARD, E. WILLIAMS et Y. LEE, « Nearfield Acoustic Holography : I. Theory of generalized holography and the development of NAH », *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 78, No. 4, p. 1395–1413, 1985.
- [62] M. FINK, C. PRADA, F. WU et D. CASSEREAU, « Self focusing in inhomogeneous media with time reversal acoustic mirrors », *IEEE Ultrasonics Symposium, Montréal, Québec*, 1989.
- [63] M. FINK, « Time reversal of ultrasonic fields-Part I : Basic principles », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 39, No. 5, p. 555–566, 1992.
- [64] F. WU, J.-L. THOMAS et M. FINK, « Time reversal of ultrasonic fields-Part II : Experimental results », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 39, No. 5, p. 567–578, 1992.
- [65] D. CASSEREAU et M. FINK, « Time-reversal of ultrasonic fields-Part III : Theory of the closed time-reversal cavity », *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics, and Frequency Control*, Vol. 39, No. 5, p. 579–592, 1992.
- [66] E. BAVU et A. BERRY, « High-resolution imaging of sound sources in free field using a numerical time-reversal sink », *Acta Acustica United with Acustica*, Vol. 95, No. 4, p. 595–606, 2009.
- [67] M. FINK, D. CASSEREAU, A. DERODE, C. PRADA, P. ROUX, M. TANTER, J.-L. THOMAS et F. WU, « Time-reversed acoustics », *Reports on Progress in Physics*, Vol. 63, No. 12, p. 1933–1995, 2000.
- [68] A. DENEUVE, P. DRUAULT, R. MARCHIANO et P. SAGAUT, « A coupled time-reversal/complex differentiation method for aeroacoustic sensitivity analysis : Towards a source detection procedure », *Journal of Fluid Mechanics*, Vol. 642, p. 181–212, 2010.

BIBLIOGRAPHIE

- [69] P. ROUX et M. FINK, « Experimental evidence in acoustics of the violation of time-reversal invariance induced by vorticity », *Europhysics Letters*, Vol. 32, No. 1, p. 25–29, 1995.
- [70] T. PADOIS, C. PRAX et V. VALEAU, « Potentiality of time-reversed array processing for localizing acoustic sources in flows », *3rd Berlin Beamforming Conference, 24-25 Février*, 2010.
- [71] T. PADOIS, C. PRAX et V. VALEAU, « Localization of stationary sound sources in flows by using a time-reversal method », *Proceedings of 20th International Congress on Acoustics, Sydney, Australie, 23-27 Août*, 2010.
- [72] J. D. ROSNY, *Milieux réverbérants et réversibilité*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 2000.
- [73] E. BAVU, C. BESNAINOU, V. GIBIAT, J. D. ROSNY et M. FINK, « Subwavelength sound focusing using a time-reversal acoustic sink », *Acta Acustica United with Acustica*, Vol. 93, No. 5, p. 706–715, 2007.
- [74] E. BAVU, *Le puits à retournement temporel dans le domaine audible : un outil de focalisation et d'imagerie à haute résolution de sources sonores et vibratoires*. Thèse de doctorat, Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2008.
- [75] S. YON, *Contrôle du champ acoustique en milieu réverbérant et applications à la communication*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 2001.
- [76] S. KIM, G. F. EDELMANN, W. A. KUPERMAN, W. S. HODGKISS, H. C. SONG et T. AKAL, « Spatial resolution of time-reversal arrays in shallow water », *Journal of the Acoustical Society of America*, Vol. 110, No. 2, p. 820–829, 2001.
- [77] S. LÉWY, « L'aéroacoustique en aéronautique », *Les Techniques de l'Ingenieur*, 2007.
- [78] M. WATRIGANT, *Investigation des méthodes directes et inverses en aéroacoustique automobile par résolution temporelle rapide des équations intégrales*. Thèse de doctorat, Université de Poitiers, Ecole Supérieure d'Ingénieurs de Poitiers, 2010.
- [79] C. HOARAU, J. BORÉE, J. LAUMONIER et Y. GERVAIS, « Unsteady wall pressure field of a model A-pillar conical vortex », *International Journal of Heat and Fluid Flow*, Vol. 29, No. 3, p. 812–819, 2008.
- [80] A. CAVALIERI, P. JORDAN, Y. GERVAIS, M. WEI et J. B. FREUND, « Intermittent sound generation and its control in a free-shear flow », *Physics of Fluids*, Vol. 22, No. 11, p. 1–14, 2010.
- [81] R. DOUGHERTY, « Spiral-shaped array for broadband imaging », *U.S. Patent No. 5,838,284*, 1998.
- [82] J. UNDERBRINK, « Circularly symmetric, zero redundancy, planar array having broad frequency range applications », *U.S. Patent No. 6,205,224*, 2001.

BIBLIOGRAPHIE

Annexe A

Description des équations du modèle d'Amiet

La propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement a été étudiée par Amiet dans les références [43, 52, 53]. Un résumé de ces études est présenté dans le livre *Aeroacoustic measurements* [40]. La Figure A.1 présente la géométrie associée au problème de propagation d'une onde acoustique en écoulement ainsi que les notations utilisées. Quatre angles sont considérés pour décrire la propagation acoustique au travers de l'écoulement. L'angle θ représente la direction d'un rayon à l'émission qui ne serait pas dévié dans un milieu au repos. En présence d'écoulement ce rayon est dévié uniformément de sa trajectoire par la convection uniforme et décrit par l'angle θ_c . A la traversée de la couche de cisaillement, le rayon subit un changement d'incidence et il est transmis avec un angle θ_0 . Finalement, le rayon reliant directement la source acoustique au microphone forme un angle θ_m avec la couche de cisaillement. Ainsi, les diverses grandeurs utilisées dans le modèle sont les suivantes :

- θ : angle d'émission sans écoulement ;
- θ_c : angle convecté par l'écoulement uniforme ;
- θ_0 : angle réfracté par la couche de cisaillement ;
- θ_m : angle entre la source et le microphone ;
- R_t : épaisseur de l'écoulement moyen ;
- R_m : distance entre la source et le microphone.

Les trois équations décrivant la propagation sont :

$$R_m \cos \theta_m = R_t \cot \theta_c + (R_m \sin \theta_m - R_t) \cot \theta_0 \quad (\text{A.1})$$

$$\tan \theta_c = \frac{\sin \theta}{\cos \theta - M} \quad (\text{A.2})$$

$$M - \frac{1}{\cos \theta} = \frac{-1}{\cos \theta_0} \quad (\text{A.3})$$

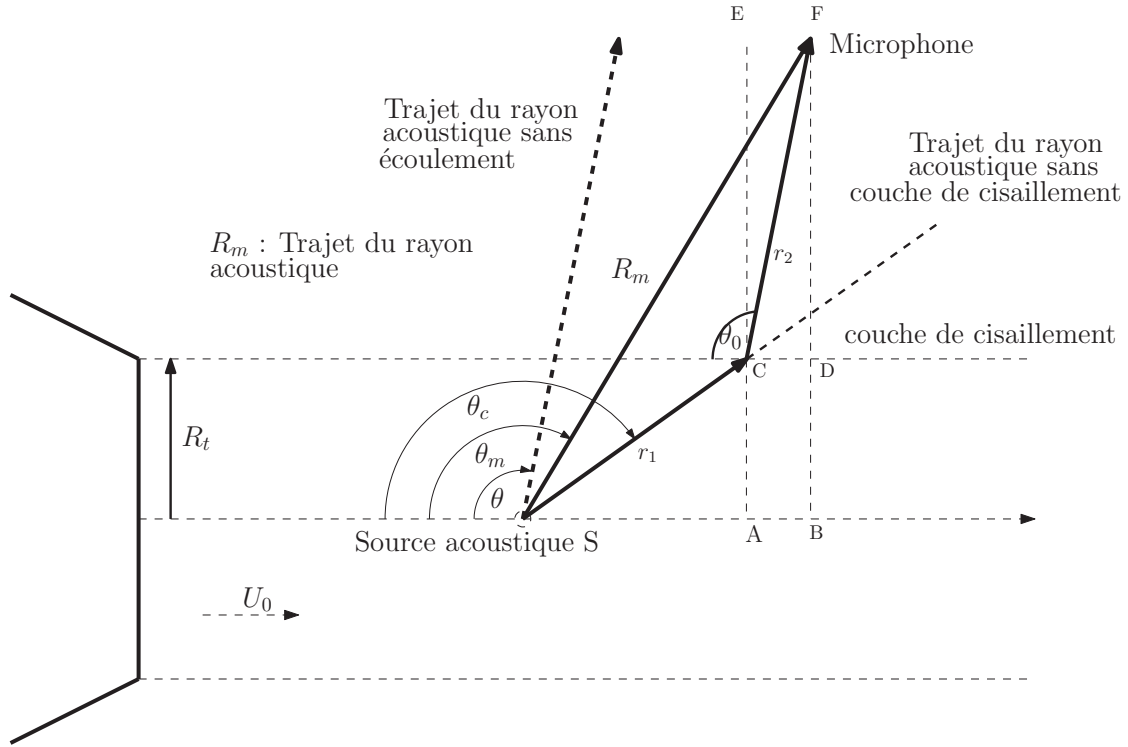


FIG. A.1 – Schéma de la propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement de type soufflerie.

L'équation (A.1) est obtenue en projetant le rayon acoustique R_m et les deux rayons r_1 et r_2 sur l'axe x

$$SB = SA + AB \quad (\text{A.4})$$

Dans le triangle SFB , le cosinus de l'angle $(\pi - \theta_m)$ s'écrit

$$\cos(\pi - \theta_m) = \frac{SB}{R_m} \quad (\text{A.5})$$

Dans le triangle SCA , la tangente de l'angle $(\pi - \theta_c)$ s'écrit

$$\tan(\pi - \theta_c) = \frac{R_t}{SA} \quad (\text{A.6})$$

Dans le triangle CFD , le cosinus de l'angle $(\pi - \theta_0)$ s'écrit

$$\cos(\pi - \theta_0) = \frac{CD}{CF} \quad (\text{A.7})$$

Or $CD = AB$, donc en introduisant les trois dernières relations dans l'équation (A.4)

$$R_m \cos(\pi - \theta_m) = \frac{R_t}{\tan(\pi - \theta_c)} + CF \cos(\pi - \theta_0) \quad (\text{A.8})$$

Dans le triangle CFD , le sinus de l'angle $(\pi - \theta_0)$ s'écrit

$$\sin(\pi - \theta_0) = \frac{FD}{CF} \quad (\text{A.9})$$

Or FD peut s'écrire comme la composition $FD = FB + BD$, ce qui donne

$$FD = R_m \sin(\pi - \theta_m) - R_t \quad (\text{A.10})$$

Cette nouvelle égalité nous permet de déduire l'équation suivante

$$R_m \cos \theta_m = R_t \cot \theta_c + (R_m \sin \theta_m - R_t) \cot \theta_0 \quad (\text{A.11})$$

L'équation (A.2), dite équation de convection, est déterminée par la formule des sinus d'Al-Kashi (relation de proportionnalité entre les longueurs des côtés d'un triangle et les sinus des angles respectivement opposés). Dans le triangle de convection OBC , Figure A.2, on obtient

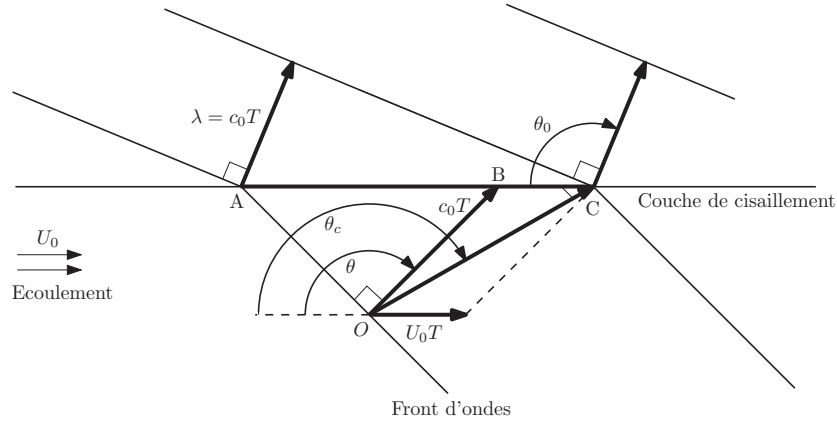


FIG. A.2 – Schéma de la propagation d'une onde acoustique à travers une couche de cisaillement de type soufflerie.

$$\frac{c_0}{\sin \theta_c} = \frac{U_0}{\sin(\theta_c - \theta)}, \quad (\text{A.12})$$

soit

$$\frac{1}{\sin \theta_c} = \frac{\mathcal{M}}{\sin \theta_c \cos \theta - \cos \theta_c \sin \theta}. \quad (\text{A.13})$$

ANNEXE A. DESCRIPTION DES ÉQUATIONS DU MODÈLE D'AMIET

Cette relation se réécrit

$$\mathcal{M} = \cos \theta - \sin \theta \cot \theta_c, \quad (\text{A.14})$$

soit

$$\tan \theta_c = \frac{\sin \theta}{\cos \theta - \mathcal{M}}. \quad (\text{A.15})$$

Enfin, la dernière équation correspond à la relation de Snell-Descartes. Elle est obtenue en considérant une vitesse de phase v_ϕ égale de part et d'autre de l'interface AC . Il en résulte pour le milieu avec l'écoulement

$$v_\phi = \frac{-c_0}{\cos \theta} + U_0 \quad (\text{A.16})$$

et pour le milieu au repos

$$v_\phi = \frac{-c_0}{\cos \theta_0} \quad (\text{A.17})$$

ce qui amène à

$$\frac{-c_0}{\cos \theta} + U_0 = \frac{-c_0}{\cos \theta_0} \quad (\text{A.18})$$

Annexe B

Solution de l'équation des ondes convectées

Dans le cas d'un écoulement uniforme suivant l'axe x , l'équation des ondes convectées avec un terme source de débit acoustique s'écrit

$$(1 - \mathcal{M}^2) \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 p}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} - 2 \frac{\mathcal{M}}{c_0} \frac{\partial^2 p}{\partial x \partial t} = - \frac{\partial q}{\partial t} \quad (\text{B.1})$$

Pour résoudre cette équation le potentiel acoustique, noté Φ et ayant pour définition $p = -\rho_0 \frac{D\Phi}{Dt}$ est introduit, et l'équation (B.1) devient

$$(1 - \mathcal{M}^2) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} - \frac{1}{c_0^2} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial t^2} - 2 \frac{\mathcal{M}}{c_0} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x \partial t} = \frac{q}{\rho_0} \quad (\text{B.2})$$

La source ponctuelle placée à l'origine du repère a un régime harmonique et une amplitude notée q_0 , l'équation précédente devient alors

$$(1 - \mathcal{M}^2) \frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k^2 \Phi - 2 \mathcal{M} j k \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{q_0}{\rho_0} \delta(x) \delta(y) \delta(z) \quad (\text{B.3})$$

Haddad donne l'expression de la pression, solution de cette équation dans [46]

$$p(x, y, z, t) = - \left[\frac{\mathcal{M}}{\sqrt{1 - \mathcal{M}^2}} \frac{x_1}{k r_1^2} + j \left(1 - \frac{\mathcal{M}}{1 - \mathcal{M}^2} \left(\frac{x_1}{r_1} - \mathcal{M} \right) \right) \right] \frac{\omega q_0 \exp^{-j\omega t}}{4\pi r_1 \sqrt{1 - \mathcal{M}^2}} \exp^{jk_1(r_1 - \mathcal{M}r_1)} \quad (\text{B.4})$$

où $x_1 = \frac{x}{\sqrt{1 - \mathcal{M}^2}}$, $k_1 = \frac{k}{\sqrt{1 - \mathcal{M}^2}}$ et $r_1 = \sqrt{x_1^2 + y^2 + z^2}$. Le terme de phase a donc pour expression $S_1 = k_1 r_1 - k_1 \mathcal{M} r_1$. À partir de cette expression, il est possible de définir l'équation de surfaces sphériques pour une source à l'origine du repère

$$\left(x - \frac{S_1}{k} \mathcal{M} \right)^2 + y^2 + z^2 = \frac{S_1^2}{k^2} \quad (\text{B.5})$$

ANNEXE B. SOLUTION DE L'ÉQUATION DES ONDES CONVECTÉES

Le centre de cette surface est donné par $x = \frac{S_1}{k} \mathcal{M}$, ainsi en résolvant cette équation en x , la position de la source virtuelle convectée est déterminée.

Annexe C

Les antennes en deux dimensions : Quelles géométries ?

Dans la section 3.2 le principe de la FV a été présenté pour une antenne linéaire. Ce traitement recherche la position de la source sur un axe à une distance H de l'antenne. Dans le cadre d'applications industrielles, il est intéressant d'obtenir des cartographies estimant les positions des sources, c'est pourquoi les antennes bidimensionnelles sont préférées. Les antennes bidimensionnelles offrent un large choix de configurations. L'organisation des microphones peut suivre différentes géométries et la distance entre des microphones voisins peut également varier.

Quatre géométries différentes sont présentées dans cette annexe. La plus simple, une transposition de l'antenne linéaire uniforme, est l'antenne matricielle [51]. Elle est obtenue en superposant plusieurs antennes linéaires les unes au-dessus des autres. La seconde est basée sur un arrangement cylindrique. Les microphones sont répartis sur des cercles concentriques de diamètres différents. Enfin, les deux dernières géométries sont basées sur des formes en spirale : les microphones sont agencés soit sur une seule spirale [81], soit sur plusieurs bras de spirales, où l'espacement intercapteur varie (configuration dite Underbrink [82]). Ces quatre géométries d'antennes sont présentées sur la Figure C.1 pour un nombre de microphones et une envergure quasi identiques.

La position d'une source harmonique monopolaire, émettant un signal sinusoïdal à la fréquence $F = 10$ kHz, est recherchée. La source se situe en face du centre de l'antenne à une distance de $H = 1,5$ m (prise comme la distance de focalisation de l'antenne). Pour les quatre géométries d'antenne, le traitement par FV décrit par l'Équation (3.11) est appliqué. Les figures de directivité obtenues sont présentées en Figure C.2. Les quatre figures de directivité indiquent un maximum à la position de la source. Cependant, la figure de directivité donnée par l'antenne matricielle présente des pics secondaires importants car la distance entre les microphones ne respecte pas le critère de Shannon. Ces pics dus au repliement entraînent une grande difficulté de localisation. Les trois autres figures de directivité associées aux trois autres géométries d'antenne permettent d'estimer la position de la source sans pics de repliement. Les figures de directivité ont la même apparence, c'est pourquoi les profils

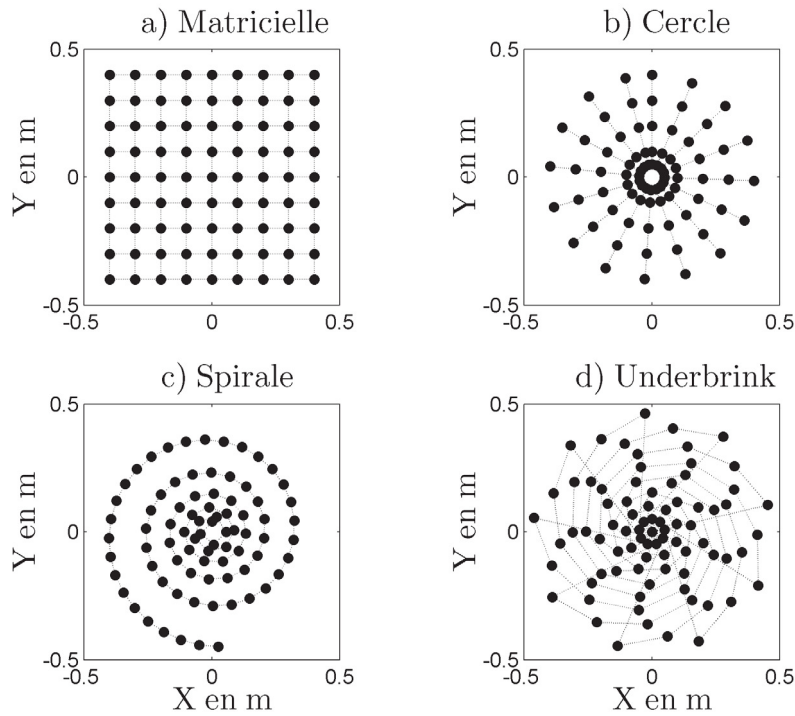


FIG. C.1 – Quatre géométries planes d’antennes avec des dispositions a) matricielle, b) circulaire, c) spirale, et d) Underbrink.

suivant $Y = 0$ sont comparés sur la Figure C.3.

Afin de faciliter la lecture des résultats, seuls les profils des figures de directivité à géométrie matricielle, cylindrique et Underbrink sont présentés, car les profils donnés par les géométries d’antenne en spirale et Underbrink sont similaires pour ce cas test. La Figure C.3 indique un lobe principal au niveau de la source, c’est-à-dire en $X = 0$. Les lobes secondaires dus au repliement pour l’antenne à géométrie matricielle présentent un niveau quasi-égal à celui du lobe principal, et donc ne permettent pas une estimation correcte de la position de la source. En revanche, la résolution du pic principal pour l’antenne à géométrie matricielle est plus étroite que celle de l’antenne à géométrie cylindrique. Cette différence est due aux réponses spatiales des antennes qui sont différentes. Néanmoins, l’antenne Underbrink donne le meilleur compromis, avec une résolution proche de l’antenne à géométrie matricielle et avec un niveau de lobes secondaires très faible comparativement aux deux autres géométries.

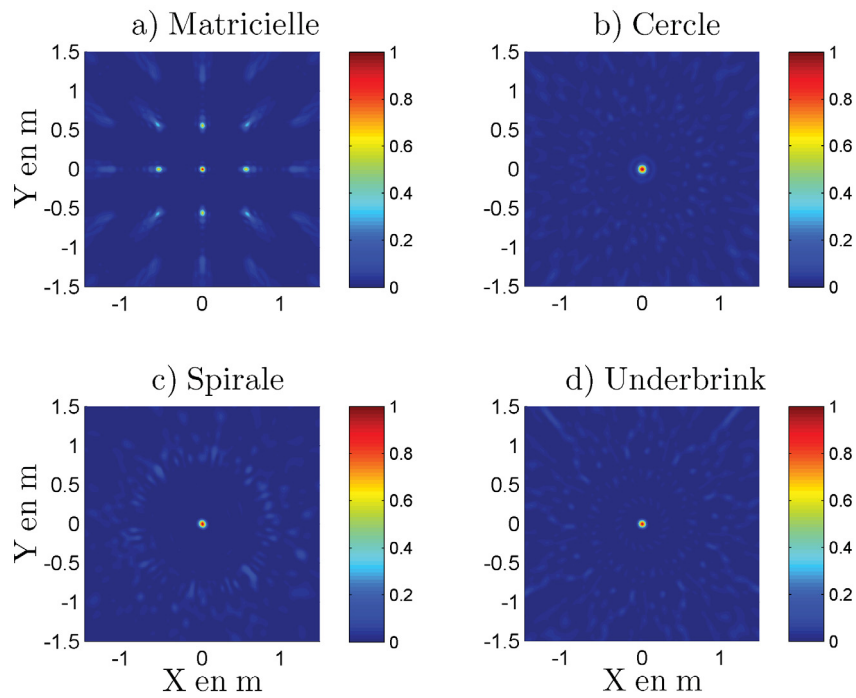


FIG. C.2 – Figures de directivité pour quatre géométries différentes d’antenne.

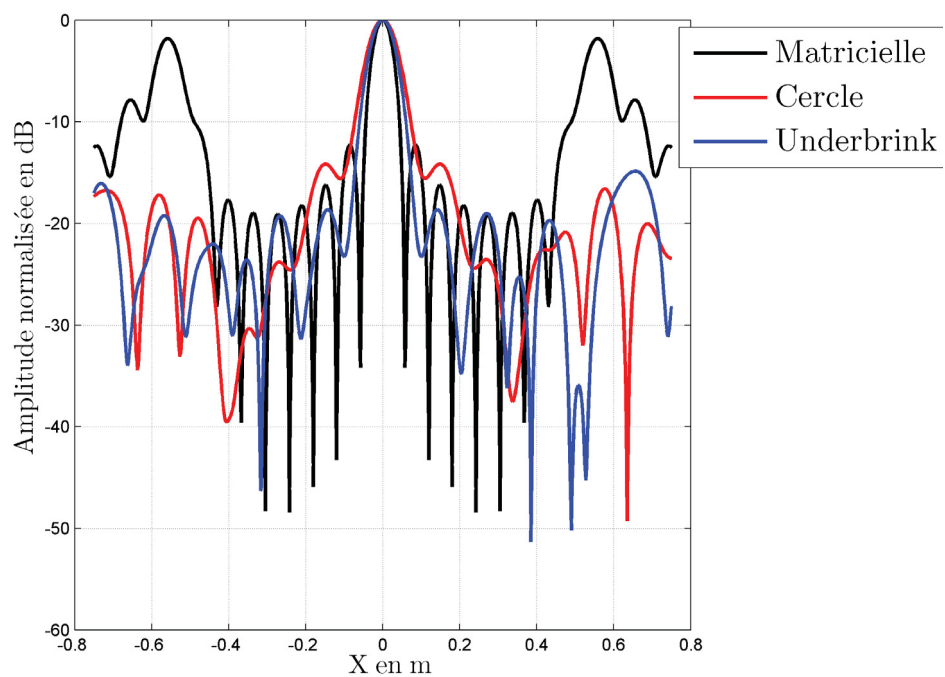


FIG. C.3 – Profil selon $Y = 0$ des figures de directivité pour trois géométries différentes d’antenne.

ANNEXE C. LES ANTENNES EN DEUX DIMENSIONS : QUELLES GÉOMÉTRIES ?

