



**HAL**  
open science

# Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium

Jérémy Moriot

► **To cite this version:**

Jérémy Moriot. Détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau par formation de voies dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides refroidi au sodium. Acoustique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2013. Français. NNT : 2013ISAL0151 . tel-01127633

**HAL Id: tel-01127633**

**<https://theses.hal.science/tel-01127633>**

Submitted on 7 Mar 2015

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

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



## THESE

# DETECTION VIBRO-ACOUSTIQUE PASSIVE D'UNE REACTION SODIUM-EAU PAR FORMATION DE VOIES DANS UN GENERATEUR DE VAPEUR D'UN REACTEUR NUCLEAIRE A NEUTRONS RAPIDES REFROIDI AU SODIUM.

Présentée devant

L'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon



Pour obtenir  
Le **GRADE DE DOCTEUR**

Ecole doctorale  
Mécanique, Energétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :  
Acoustique

par

**Jérémy MORIOT**

Ingénieur diplômé de l'ENSE<sup>3</sup>

Thèse soutenue le 19 décembre 2013 devant la Commission d'Examen

### Jury

<b>Jean-Louis GUYADER</b>	Professeur d'Université, INSA, Lyon	Directeur de thèse
<b>Laurent MAXIT</b>	Maître de conférences, INSA, Lyon	Co-Directeur de thèse
<b>Charles PEZERAT</b>	Professeur d'Université, LAUM, Le Mans	Rapporteur
<b>Alexandre GARCIA</b>	Professeur d'Université, CNAM, Paris	Rapporteur
<b>Olivier GASTALDI</b>	Ingénieur, CEA Cadarache, Saint-Paul-Lez-Durance	Invité
<b>Jocelyn PERISSE</b>	Ingénieur, AREVA, Lyon	Invité

*Thèse préparée au Laboratoire Vibrations Acoustique de l'INSA de Lyon*



*“Any technological advance can be dangerous. Fire was dangerous from the start, and so (even more so) the speech [...] but human being would not be human without them.”*

I. Azimov

A Olivier O.-C.



## Résumé

La thèse s'inscrit dans le cadre industriel de la détection de la réaction entre l'eau et le sodium dans un générateur de vapeur d'un réacteur à neutrons rapides à caloporteur sodium. Plus précisément, il s'agit de détecter une micro-fuite d'eau dans le sodium (débit  $< 1$  g/s) en moins de 10 secondes à partir des signaux vibratoires mesurés sur la virole externe du générateur de vapeur. Le bruit de fond très important de l'installation en fonctionnement risque de mettre en défaut la détection basée sur un dépassement de seuil de l'énergie vibratoire. Nous nous intéressons dans cette thèse à la technique de la formation de voies qui permet d'augmenter le rapport signal à bruit et de détecter et de localiser une source acoustique à l'intérieur du système à partir de signaux vibratoires mesurés par une antenne de capteurs accéléromètres placés sur la coque cylindrique (i.e. virole du générateur de vapeur). Une étude numérique a d'abord été réalisée. Des modèles numériques sont développés afin de simuler les signaux mesurés (virtuellement) par les accéléromètres de l'antenne linéaire considérée. Les performances de la formation de voies sont alors étudiées suivant différents paramètres (i.e. position source, amortissement, fréquence, type de bruit de fond, etc.). Le premier modèle consiste en une plaque plane infinie en contact avec un fluide lourd et excitée par un monopôle acoustique situé dans ce fluide. L'analyse des déplacements transverses de la plaque nous permet d'établir un critère sur l'échantillonnage spatial du champ vibratoire par l'antenne. Un second modèle, plus représentatif de la virole du générateur de vapeur, est ensuite proposé. Une coque cylindrique élastique infinie, remplie par un fluide lourd est considérée. Le caractère « fini » de ce système dans les directions radiales et circonférentielles fait apparaître un comportement modal. Son impact sur la formation de voies est étudié. La méthode est finalement testée expérimentalement. Des mesures sont réalisées sur une maquette composée d'un cylindre en acier rempli d'eau, placé dans un circuit hydraulique dont on maîtrise le débit. La source acoustique est générée à partir d'un hydrophone. On étudie alors le gain d'antenne pour différents débits et niveaux d'excitation de la source.

**Mots-clés :** *formation de voies, vibration, réaction sodium-eau, générateur de vapeur.*



## **Abstract**

This thesis deals with a new method to detect a sodium-water reaction in a steam generator of a fast sodium-cooled nuclear reactor. More precisely, the objective is to detect a micro-leak of water (flow  $< 1$  g/s) in less than 10 seconds by measuring the external shell vibrations of the component. The strong background noise in operation makes impossible the use of a detection system based on a threshold overrun. A beamforming method applied to vibrations measured by a linear array of accelerometers is developed in this thesis to increase the signal-to-noise ratio and to detect and locate the leak in the steam generator. A numerical study is first realized. Two models are developed in order to simulate the signals measured by the accelerometers of the array. The performances of the beamforming are then studied in function of several parameters, such as the source location and frequency, the damping factor, the background noise considered. The first model consists in an infinite plate in contact with a heavy fluid, excited by an acoustic monopole located in this fluid. Analyzing the transverse displacements in the wavenumber domain is useful to establish a criterion to sample correctly the vibration field of the plate. A second model, more representative of the system is also proposed. In this model, an elastic infinite cylindrical shell, filled with a heavy fluid is considered. The finite dimensions in the radial and circumferential directions lead to a modal behavior of the system which impacts the beamforming. Finally, the method is tested on an experimental mock-up which consists in a cylindrical pipe made in stainless steel and filled with water connected to hydraulic circuit. The water flow speed can be controlled by varying the speed of the pump. The acoustic source is generated by a hydrophone. The performances of the beamforming are studied for different water flow speeds and different amplitude and frequencies of the source.

**Keywords :** *beamforming, vibration, sodium-water reaction, steam generator.*





## Remerciements

Avant de me lancer dans cette thèse, je n'avais aucune connaissance dans le domaine de l'acoustique et des vibrations. Je tiens donc à remercier en premier lieu les personnes qui m'ont fait confiance et qui m'ont permis de réaliser cette thèse : mon directeur de thèse Jean-Louis Guyader, mon co-directeur Laurent Maxit et mes encadrants Olivier Gastaldi du CEA et Jocelyn Périssé de l'entreprise Areva. Je les remercie tout particulièrement pour leur disponibilité, leur regard critique et leurs remarques constructives concernant mon travail durant ces 3 ans. C'est cette qualité d'encadrement qui m'a permis de m'adapter rapidement et de combler les lacunes avec lesquelles je partais. Je remercie tout particulièrement Laurent Maxit pour son dévouement, sa patience et sa disponibilité au quotidien. Merci à Etienne Parizet, directeur du LVA et à Jean-Philippe Jeannot, directeur du LIET. Merci au personnel administratif de l'INSA, du LVA et du LIET : Nathalie, Meriem et Michelle. Merci à Alain Gerber d'Areva ainsi qu'à Olivier Descombin pour m'avoir encadré au début de la thèse et à Matthieu Cavaro pour ses conseils avisés. Je remercie toute l'équipe du centre technique du Creusot pour leur accueil chaleureux et pour leur aide précieuse, en particulier Benoît Migot, Quentin Andrzejewski et Fabien Jeandenans. Merci aux rapporteurs de ma thèse : Alexandre Garcia du CNAM et Charles Pézerat du LAUM.

Je remercie également celle sans qui je ne me serais jamais lancé dans une thèse : Isabelle Muller du Vitreous State Laboratory.

La thèse est un travail de longue haleine durant lequel s'enchaînent les pics de motivation euphorisante et les déceptions déprimantes. Ceux qui ont tenté l'expérience savent que l'entourage quotidien revêt un soutien de premier plan durant ces trois années. C'est pourquoi je remercie tous les doctorants et postdoc que j'ai pu côtoyer au LVA ainsi qu'au LIET, en particulier mes collègues de bureau : Dorian, Michael, Michal, Thibaut, Antonio, Matthias, Nicolas et Yu Liang. Je remercie également les amis lyonnais qui m'ont accompagné durant trois ans : Camille, Vénus, Baud, Lulu, Mikel, Laureline, Stéphane et sa troupe, Clara, Damian, La fine équipe des Nantais et des Caennais, les potos Niçois, en particulier Olivier et Aurélie, les potos grenoblois (en particulier William, Lise, Simon et Frédérique) et merci à Léa pour avoir relu et corrigé ce manuscrit. Je remercie toutes les personnes que j'ai oublié de remercier. Enfin, je remercie mon père, ma mère et toute ma famille pour leur amour et pour leur soutien depuis toujours.



## Table des matières

Table des abréviations .....	v
Notations.....	vii
<b>Introduction – Contexte Général .....</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1. Détection de la réaction sodium-eau dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides à caloporteur sodium .....</b>	<b>5</b>
1.1 Contexte industriel .....	6
1.1.1 Présentation générale d'un RNR-Na et du générateur de vapeur .....	6
1.1.2 Problématique de la réaction sodium-eau dans les GV.....	8
1.1.3 Systèmes de détection d'une RSE et de protection des GV de SuperPhénix .....	9
1.2 Etat de l'art sur la détection acoustique dans les générateurs de vapeur .....	11
1.2.1 Vue d'ensemble des études antérieures sur la DAGV .....	11
1.2.2 Détection acoustique Active (DAA).....	12
1.2.3 Détection acoustique passive (DAP) .....	15
1.2.4 Détection Acoustique sur le projet EFR [JOU94] .....	17
1.2.5 Conclusion sur le développement de la détection acoustique.....	20
1.3 Méthodes de traitement d'antenne .....	22
1.3.1 Formation de voies en ondes planes .....	22
1.3.2 Formation de voies en champ proche .....	25
1.3.3 Généralisation de la formation de voies.....	26
1.3.4 Bruit de fond spatialement incohérent.....	29
1.3.5 Bruit de fond isotrope .....	30
1.3.6 Traitement adaptatif et méthodes haute-résolution .....	31
1.3.7 Conclusion sur la formation de voies.....	33
1.4 Conclusion .....	34

<b>Chapitre 2. Détection par formation de voies : application au cas d'une plaque plane couplée à un fluide lourd</b> .....	37
2.1 Modélisation du problème vibro-acoustique.....	38
2.1.1 Formulation mathématique du problème .....	38
2.1.2 Résolution du problème dans l'espace des nombres d'onde.....	40
2.1.3 Retour dans l'espace réel.....	42
2.1.4 Résolution numérique dans l'espace des nombres d'onde.....	43
2.2 Résultats numériques.....	45
2.2.1 Influence de la distance entre le monopôle et la plaque sur le champ vibratoire	45
2.2.2 Influence de l'amortissement sur le champ vibratoire.....	46
2.3 Echantillonnage spatial du champ vibratoire sur la plaque .....	48
2.4 Formation de voies sur le champ vibratoire mesuré par une antenne linéaire .....	51
2.4.1 Maillage de l'espace de détection .....	51
2.4.2 Filtrage en présence d'un bruit de fond spatialement incohérent.....	51
2.4.3 Formation de voies en considérant un bruit de fond induit par un écoulement de type couche limite turbulente .....	59
2.5 Conclusion .....	68
<b>Chapitre 3. Détection par formation de voies : application au cas d'un cylindre rempli d'un fluide lourd</b> .....	71
3.1 Comportement vibro-acoustique d'une coque cylindrique remplie d'un fluide lourd	72
3.1.1 Description du comportement acoustique de la cavité cylindrique.....	72
3.1.2 Calcul de la pression bloquée .....	75
3.1.3 Comportement mécanique d'une coque cylindrique : modèle de Flügge .....	76
3.1.4 Analyse des déplacements dans l'espace des nombres d'onde.....	79
3.2 Application de la formation de voies au système couplé .....	89
3.2.1 Vérification du critère d'échantillonnage spatial sur la formation de voies .....	89

3.2.2	Etude de vecteurs de pointage « simplifiés » .....	92
3.2.3	Influence de la position radiale du monopôle .....	94
3.2.4	Influence des facteurs de perte dans la structure et dans le fluide .....	97
3.2.5	Influence de la position angulaire du monopôle : ambiguïté spatiale .....	99
3.2.6	Source en dehors du champ de l'antenne .....	100
3.3	Conclusion .....	103
<b>Chapitre 4 :</b>	<b>Validation expérimentale de la méthode</b> .....	<b>105</b>
4.1	Présentation de l'expérience .....	106
4.1.1	Objectifs de l'expérimentation .....	106
4.1.2	Calculs de similitudes pour le dimensionnement de la maquette .....	107
4.1.3	Echantillonnage spatio-temporel du champ vibratoire.....	110
4.1.4	Sources acoustiques.....	111
4.1.5	Présentation de la maquette et de l'espace de détection .....	112
4.2	Expériences préliminaires .....	114
4.2.1	Caractérisation de l'hydrophone .....	114
4.2.2	Représentativité du bruit d'injection d'air.....	115
4.2.3	Analyse du comportement vibratoire de la maquette .....	116
4.3	Génération de la base des vecteurs de pointage.....	119
4.3.1	Description du processus expérimental.....	119
4.3.2	Comparaison avec les vecteurs de pointage calculés numériquement .....	119
4.4	Détection et localisation d'une source harmonique par formation de voies.....	122
4.4.1	Caractéristiques du signal émis par l'hydrophone et des bruits de fond .....	122
4.4.2	Formation de voies pour détecter une source harmonique .....	126
4.5	Bruit de fuite.....	135
4.5.1	Analyse du bruit d'injection .....	135
4.5.2	Application de la formation de voies sur le signal d'injection .....	137

4.5.3	Utilisation d'une méthode de formation de voies multi-fréquence .....	139
4.6	Conclusion .....	143
<b>Conclusion générale</b>	.....	<b>146</b>
<b>Références</b>	.....	<b>152</b>

## Table des abréviations

AIEA	Agence Internationale de l’Energie Atomic (IAEA en anglais)
ASTRID	Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration
CASTOR	Boucle d’étude des réactions H <sub>2</sub> O – Na et du wastage
CEA	Commissariat à l’Energie Atomique
DA	Détection Acoustique
DAA	Détection Acoustique Active
DAP	Détection Acoustique Passive
DAGV	Détection Acoustique dans les Générateurs de Vapeur
EDF	Electricité De France
EFR	European Fast Reactor
GV	Générateur de Vapeur
GRIGNOTIN	Boucle d’étude sur les réactions H <sub>2</sub> O – Na, du wastage et des systèmes de détection acoustique
LIET	Laboratoire d’Instrumentation et d’Essais Technologiques
LVA	Laboratoire Vibrations Acoustique
MAGENTA	Boucle d’études sur la détection acoustique
Na	Symbole chimique du sodium
OCDE	Organisation de Coopération et de Développement Economique (OECD en anglais)
RNR	Réacteur à Neutrons Rapides
RNR-Na	RNR refroidi au Na
RSB	Rapport Signal sur Bruit
RSE	Réaction Sodium-Eau
SFR	Sodium Fast Reactor
SPCI	Service de Physique de Contrôle et d'Instrumentation
STA	Service des Techniques Avancées





## Notations

### Notations latines

$A$	Constante
$B$	Fonction de Bessel
$c$	Célérité
$D$	Valeur de la fonction de directivité
$d$	Distance entre les capteurs de l'antenne
$dk$	Pas du maillage dans l'espace des nombres d'onde
$dx, dy$	Pas du maillage dans l'espace réel
$E$	Module de Young
$\vec{F}$	Vecteur de pointage
$F$	Force
$f$	Fréquence
$G$	Gain d'antenne
$\vec{H}$	Vecteur des fonctions de transfert
$\mathcal{H}$	Fonction de Hankel
$h$	Epaisseur
$I$	Matrice identité de dimension le nombre de capteurs de l'antenne
$J$	Matrice de cohérence spatiale
$k$	Nombre d'onde
$L$	Longueur de l'antenne
$\mathcal{L}$	Opérateur de Flügge
$l$	Longueur de corrélation
$M$	Nombre de capteurs de l'antenne
$m$	Masse surfacique
$NMD$	Ecart moyen normalisé (Normalized Mean Deviation)
$n$	Ordre circonferentiel
$\vec{p}$	Vecteur des pressions
$p$	Pression
$Q$	Débit volumique
$q$	Débit surfacique acoustique
$r, \theta, z$	Coordonnées dans le système cylindrique
$\mathcal{R}_e$	Nombre de Reynolds
$R$	Rayon
$RSB$	Rapport Signal / Bruit
$S$	Source à détecter
$t$	Temps
$U$	Vitesse d'écoulement
$u$	Déplacement axial
$V$	Tension
$v$	Déplacement circonferentiel
$\vec{W}$	Vecteur des déplacements radiaux ou transversaux
$w$	Déplacement radial ou transversal
$x, y, z$	Coordonnées dans le système cartésien
$Y$	Fonction de Neumann
$Z$	Impédance

## Notations Grecques

$\Gamma$	Matrice inter-spectrale
$\alpha$	Coefficient de Corcos
$\gamma$	Densité spectrale
$\zeta$	Valeur en sortie de la formation de voies
$\eta$	Facteur de perte
$\theta$	Position angulaire
$\iota$	Fonction de corrélation
$\vec{\kappa}$	Vecteur d'onde unitaire
$\lambda$	Longueur d'onde acoustique
$\mu$	Viscosité dynamique dans le fluide
$\nu$	Coefficient de Poisson
$\xi$	Décalage spatial
$\pi$	Processus aléatoire
$\rho$	Masse volumique
$\varrho$	Rigidité de flexion
$\sigma$	Auto-spectre
$\varsigma$	Densité spectrale de puissance d'une source isotrope
$\tau$	Retard temporel
$\phi$	Diamètre hydraulique
$\chi$	Rapport d'échelle entre le GV et la maquette
$\omega$	Pulsation
$\Delta$	Laplacien
$\Delta k$	Taille totale du maillage dans l'espace des nombres d'onde
$\Delta X$	Taille totale du maillage dans l'espace réel
$\mathbf{I}$	Matrice de corrélation
$\Pi$	Processus vectoriel aléatoire
$\Sigma$	Somme discrète
$\Phi$	Inter-spectre adimensionné
$\Omega$	Espace de détection

## Introduction – Contexte Général

---

**Etat de l'art de l'énergie nucléaire** La problématique de la fourniture en énergie est un enjeu crucial depuis la révolution industrielle des pays occidentaux. Aujourd'hui, le développement industriel des pays émergents, l'accroissement de la population mondiale et de son niveau de vie moyen nécessitent une augmentation de l'énergie électrique produite dans le monde. Dans le passé, cette augmentation débridée a impacté l'environnement global de la planète, par la consommation des ressources en combustibles fossiles (charbon, pétrole, gaz) et par l'émission d'une part non négligeable des gaz à effet de serre incontestablement responsables en grande partie du phénomène de réchauffement climatique. Ceci conduit certains états à prendre la voie d'une production d'énergie responsable et maîtrisée. Les systèmes de production d'électricité au bilan carbone moins élevé ainsi que l'optimisation des procédés de conversion d'énergie sont privilégiés.

Parmi ces moyens de production, la fission nucléaire possède le double avantage d'utiliser un combustible dont la densité de puissance<sup>1</sup> est très élevée par rapport aux autres moyens de production d'électricité utilisant un combustible, et de ne pas produire de gaz à effet de serre directement<sup>2</sup>. Pour ces raisons, la part d'énergie électrique d'origine nucléaire produite dans le monde a fortement augmenté ces dernières années et va probablement continuer d'augmenter dans le futur. L'expérience a montré que les dégagements d'éléments radioactifs dans la nature, survenant lors d'un accident majeur dans un réacteur nucléaire, peuvent avoir de lourds impacts sur une période de temps souvent très importante. Il est donc primordial de doter les réacteurs actuels et futurs des systèmes de sûreté les plus fiables

---

<sup>1</sup> Production électrique en MW par rapport à la quantité de ressource naturelle nécessaire

<sup>2</sup> La production indirecte de gaz à effets de serre en considérant le cycle de vie complet d'une centrale nucléaire est très limitée comparée aux moyens de production d'électricité utilisant un combustible fossile.

possibles afin de réduire au maximum le risque d'un accident grave et les impacts d'un éventuel accident.

Pour sa production électrique, la France a fait le choix du nucléaire depuis la seconde moitié du 20<sup>ème</sup> siècle et est aujourd'hui l'un des leaders mondiaux dans l'élaboration, la construction et la vente de réacteurs et de combustible nucléaire. Elle a aussi fait le choix, de développer une filière industrielle de recyclage du combustible nucléaire. L'opinion publique est en partie favorable à la réduction de la part d'énergie électrique d'origine nucléaire au profit d'autres énergies présentant un risque beaucoup moins important en matière d'accident et d'impact environnemental. Même si la part du nucléaire venait à diminuer en France dans les prochaines années, la transition vers d'autres moyens de production d'électricité et vers une diminution de la consommation d'énergie électrique prendra un certain temps. Parallèlement au développement de ces énergies alternatives, l'énergie produite par les réacteurs du parc nucléaire français arrivant en fin de vie doit être assurée par une source d'énergie équivalente. Dans ce contexte, seuls les réacteurs nucléaires sont capables de produire suffisamment d'énergie avec la contrainte de minimiser la production de gaz à effets de serre.

### **Réacteurs nucléaires de quatrième génération**

La grande majorité des réacteurs nucléaires en fonctionnement utilisent l'isotope  $U^{235}$  comme combustible. Dans ces réacteurs, les neutrons émis lors de la fission sont ralentis, par chocs successifs avec des atomes d'eau de manière à augmenter la probabilité d'une nouvelle fission de noyaux d' $U^{235}$  du combustible. On parle alors de réacteurs à neutrons lents (ou à neutrons thermiques dont l'énergie est de l'ordre de l'électron Volt). L'isotope  $U^{235}$  ne constitue qu'une très faible fraction de l'uranium présent sur terre (environ 0,7%), presque essentiellement composé de l'isotope  $U^{238}$  (environ 99,3%). Cet isotope constitue pour les neutrons rapides une matière fertile qui ne nécessite pas une thermalisation des neutrons pour qu'ils soient absorbés (énergie d'environ 1 MeV), donnant naissance à du Plutonium 239 ( $Pu^{239}$ ), lequel est lui-même fissile sous l'impact d'un autre neutron rapide. On parle alors de réacteurs à neutrons rapides. L'intérêt immédiat de ce type de réacteur est qu'il assure une meilleure utilisation du minerai de combustible uranium et permet d'étendre les réserves de combustible de manière très significative et ainsi éloigner tout risque de pénurie pour plusieurs siècles. Par ailleurs, il offre la possibilité de réaliser la transmutation de déchets nucléaires pénalisants dans le cadre de

leur gestion. Enfin, suivant le choix du fluide caloporteur (parmi ceux compatibles pour un fonctionnement en neutrons rapides), le rendement énergétique d'un tel réacteur peut être meilleur que celui d'un réacteur à eau pressurisée (REP). En plus d'utiliser l'isotope  $U^{238}$ , ce type de réacteur est surgénérateur, c'est-à-dire qu'il produit plus de matière fissile qu'il n'en consomme. Le dernier rapport de l'OCDE et de l'AIEA prévoit une hausse suffisante des ressources et des approvisionnements en uranium pour couvrir les besoins mondiaux dans un futur proche, mais il prévoit aussi une augmentation du coût de la production d'uranium [OCD12]. Le développement de réacteurs utilisant l' $U^{238}$  permet de pérenniser l'approvisionnement des ressources en combustible dans le temps.

Le forum international GEN IV composé de treize pays membres, a été établi en 2001 dans le but de définir une stratégie concernant la provision d'énergie d'origine nucléaire pour le futur. Les réacteurs à neutrons rapides refroidis au sodium liquide font partie des six solutions retenues pour le développement de la filière de réacteurs dits de génération IV. Comme de nombreux pays, la France a fait le choix de développer ce type de réacteur [SAK13]. L'une des raisons de ce choix est l'expérience acquise dans le passé dans l'exploitation de réacteurs à caloporteur sodium (notamment grâce à l'exploitation des réacteurs Rapsodie, Phénix, Superphénix).

### **La problématique de la réaction sodium-eau**

Le principal inconvénient de ce type de réacteur est la possibilité d'une réaction entre le sodium liquide du circuit secondaire et l'eau du circuit tertiaire en cas de rupture de la barrière physique entre les deux circuits à l'intérieur du générateur de vapeur. Dans certaines conditions de fonctionnement, les systèmes de détection actuels d'une réaction sodium-eau peuvent avoir un temps de réponse élevé. La visualisation directe par des techniques classiques est impossible en raison de l'opacité du sodium. L'utilisation de méthodes acoustiques pour détecter une réaction sodium-eau a donc été envisagée au début des années 1970. Plusieurs méthodes d'instrumentation utilisant les propriétés acoustiques du sodium sont actuellement développées au DTN/STPA/LIET, entre autres, pour caractériser l'« engagement » du sodium [CAV10], quantifier des variations de température en sortie de cœur du réacteur [MAS13] ou détecter l'ébullition du sodium [VAN13]. Deux méthodes de détection d'une réaction sodium-eau basées sur les propriétés acoustiques et vibratoires ont été développées à partir des

années 1970 au CEA. L'arrêt définitif du réacteur SuperPhenix en 1997 a entraîné la fin des études sur la détection acoustique.

### **Présentation de la thèse**

La présente thèse s'inscrit dans le cadre du projet ASTRID (Advanced Sodium Technological Reactor for Industrial Demonstration), réacteur qui doit être construit à l'horizon 2025 en France, en vue de démontrer la maturité de la filière SFR (Sodium Fast Reactor) de génération IV, en vue de son développement industriel [CEA12]. L'objectif de la thèse est de développer une méthode innovante de détection acoustique d'une réaction sodium-eau, en utilisant les compétences du DTN/STPA/LIET (CEA), d'AREVA-NP, et du LVA (INSA-Lyon). La méthode de détection à envisager doit répondre à des critères et contraintes diverses, à savoir, la rapidité et la fiabilité de la détection, y compris dans un environnement bruyé. La méthode de formation de voies a été choisie en raison de sa relative simplicité et de sa robustesse. Cette méthode est utilisée pour détecter et localiser les ondes acoustiques émises par la fuite, transitant dans le sodium liquide, à partir de la mesure des vibrations de la virole du GV par une antenne de capteurs.

L'originalité de cette thèse vient de l'application de la formation de voies à des signaux vibratoires sur l'enveloppe d'un système pour détecter une source acoustique à l'intérieur de ce système. A notre connaissance, ceci n'a jamais été effectué auparavant.

Ce manuscrit s'articule autour de quatre chapitres. Le premier constitue l'étude bibliographique sur les méthodes permettant de détecter une réaction sodium-eau et en particulier sur la détection acoustique. La formation de voies qui sera appliquée par la suite est introduite dans ce chapitre. Dans le second chapitre, les performances de la formation de voies sont étudiées numériquement sur un modèle simple. Le troisième chapitre présente l'étude vibro-acoustique numérique d'un modèle plus représentatif de la structure d'un générateur de vapeur. Les résultats numériques de la formation de voies sur ce modèle sont présentés et discutés. Une maquette expérimentale a été conçue et réalisée au centre technique d'AREVA-NP, au Creusot. Elle a permis de tester la méthode expérimentalement, de la valider dans un cas simple et de l'appliquer à une source se rapprochant d'une fuite. Cette expérience ainsi que les résultats obtenus sont présentés au chapitre 4.

## **Chapitre 1. Détection de la réaction sodium-eau dans un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire à neutrons rapides à caloporteur sodium**

---

Ce premier chapitre présente l'étude bibliographique faite dans le cadre des travaux de thèse. Le contexte industriel dans lequel s'inscrit la thèse est tout d'abord introduit, à savoir la réaction sodium-eau (RSE) dans un générateur de vapeur (GV) d'un réacteur à neutrons rapides à caloporteur sodium (RNR-Na) et les méthodes classiquement employées pour la détecter. La seconde partie de ce chapitre dresse un état de l'art des études effectuées dans le monde depuis les années 1970 sur les méthodes de détection acoustique active (DAA) et passive (DAP) ainsi que leurs applications en réacteur. Enfin, la troisième et dernière partie de ce chapitre est consacrée à la présentation des méthodes de traitement d'antenne et en particulier de la formation de voies dont l'application pour détecter une RSE fait l'objet de la présente thèse.



## 1.1 Contexte industriel

### 1.1.1 Présentation générale d'un RNR-Na et du générateur de vapeur

Un réacteur nucléaire à caloporteur sodium (Figure 1.1) est composé de quatre circuits :

- Dans la cuve du circuit primaire, la chaleur est générée par les fissions des noyaux d' $U^{238}$  dans les assemblages combustibles et transmise au sodium liquide. Ce sodium transmet sa chaleur à un second circuit sodium via l'échangeur primaire. Dans le circuit de type intégré (Figure 1.1.a) l'échangeur sodium est plongé dans la cuve, tandis qu'il est situé à l'extérieur de la cuve dans le circuit de type à boucle (Figure 1.1.b). Le sodium chaud en sortie de l'échangeur primaire entre dans le générateur de vapeur à une température d'environ 540°C et une pression d'environ 3 bars.
- La chaleur du sodium secondaire est transférée à l'eau liquide du circuit tertiaire à l'intérieur du générateur de vapeur. La vapeur d'eau ainsi produite est à une pression d'environ 180 bars et une température de l'ordre de 530°C. Elle fournit l'énergie mécanique nécessaire pour entrainer les turbines générant l'énergie électrique.
- Le dernier circuit a pour but de refroidir l'eau du tertiaire avant son passage dans le GV. La chaleur extraite est ensuite transmise à une source d'eau froide à travers un condenseur.

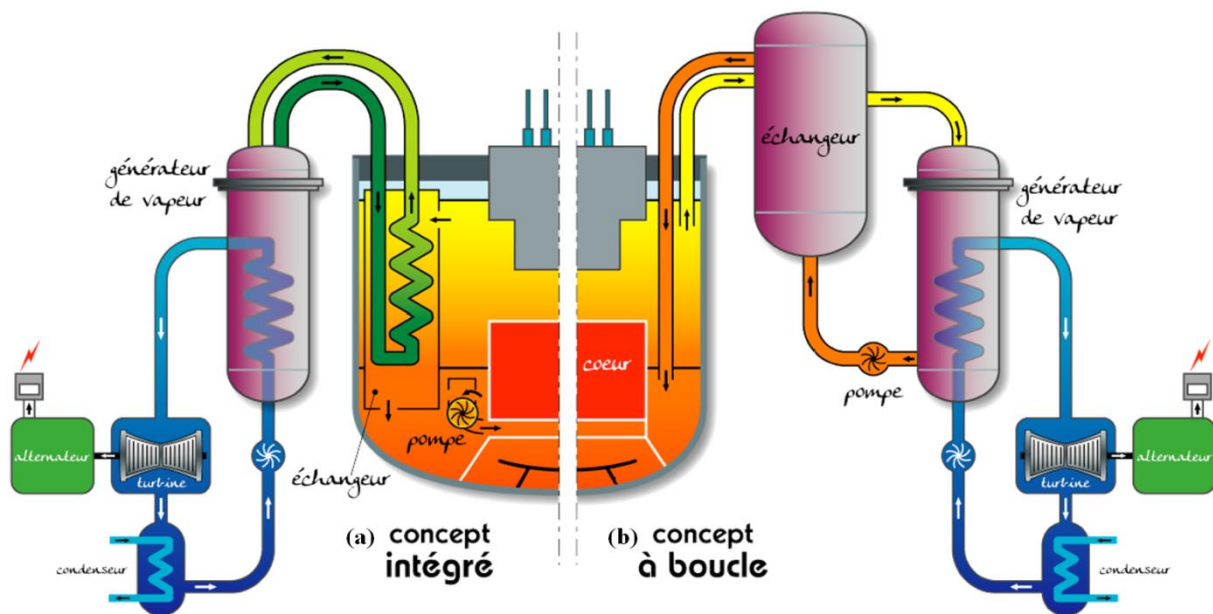


Figure 1.1. Exemple de deux concepts possibles d'un RNR-NA de quatrième génération : (a) concept intégré, (b) concept à boucle

Les générateurs de vapeur peuvent avoir des géométries variables mais le principe reste toujours le même : le sodium chaud du circuit secondaire transmet sa chaleur à l'eau froide du circuit tertiaire à travers une fine épaisseur d'acier inoxydable. A titre indicatif, l'épaisseur des tubes d'échange des GV de la centrale SuperPhénix était de 2 mm. La Figure 1.2 représente le générateur de vapeur qui était envisagé pour le projet European Fast Reactor (EFR). La partie courante de ce GV est constituée d'un réseau de plusieurs centaines de tubes à l'intérieur desquels l'eau circule (de bas en haut). Le sodium circule de haut en bas autour des tubes. L'enveloppe externe du composant est appelée virole. Plusieurs dizaines de grilles perforées (plaques entretoises) espacées de façon régulière permettent de maintenir les tubes dans la virole et de réduire les vibrations des tubes lors des écoulements de l'eau et du sodium. Un soufflet d'expansion compense la dilatation différentielle des tubes et de la virole sous l'effet des variations de température. Enfin, des plaques « anti-wastage » situées dans les parties hautes et basses du GV permettent d'éviter la propagation d'une éventuelle fuite dans ces parties. Le phénomène de « wastage » est expliqué plus loin.

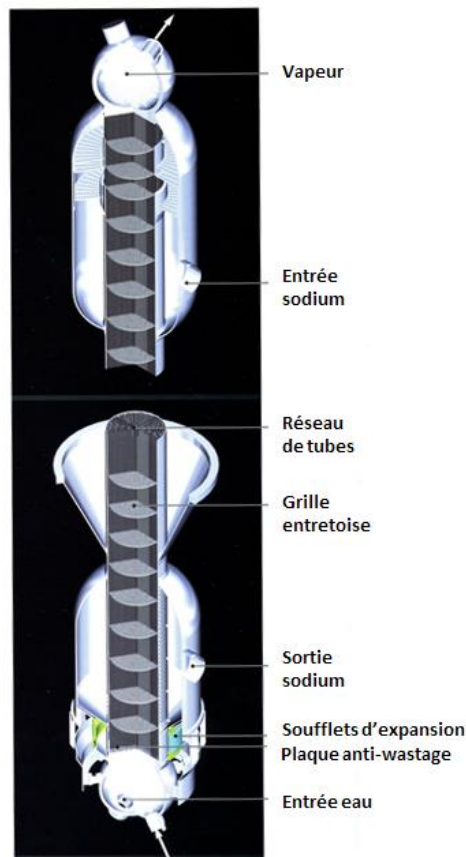
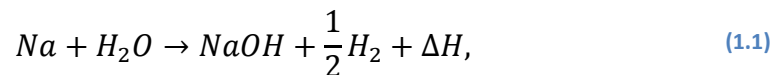


Figure 1.2. Schéma du générateur de vapeur à tubes droits envisagé pour le réacteur EFR (European Fast Reactor)

### 1.1.2 Problématique de la réaction sodium-eau dans les GV

Les contraintes mécaniques de part et d'autre de la frontière entre le fluide secondaire (sodium) et le fluide tertiaire (eau/vapeur) sont fortes. La rupture de cette frontière n'est donc pas exclue. L'eau est alors dépressurisée dans le circuit sodium. L'eau et le sodium réagissent vigoureusement selon une réaction exothermique et irréversible, produisant de l'hydroxyde de sodium et du dihydrogène [BAQ95]:



où  $\Delta H$  est l'enthalpie de la réaction, qui vaut 162 kJ/mol<sub>H<sub>2</sub>O</sub>. Cette réaction est caractérisée par une température élevée, pouvant théoriquement atteindre 1390°C. L'oxyde de sodium est très corrosif pour les aciers utilisés dans la conception des générateurs de vapeur. Un phénomène d'érosion/corrosion appelé phénomène de « wastage » [BAQ95], schématisé sur la Figure 1.3, peut apparaître sur les tubes adjacents et provoquer une rupture en chaîne de ces tubes augmentant ainsi la gravité des conséquences de la fuite.

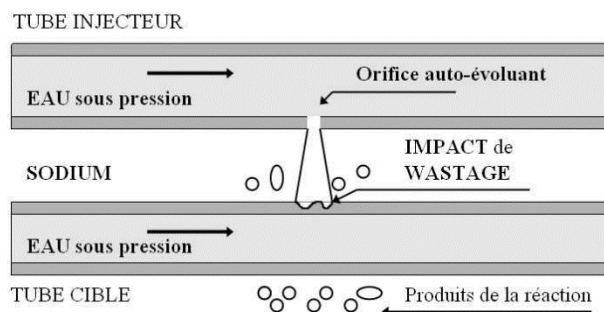


Figure 1.3. Illustration du phénomène de wastage

Les exigences de sûreté imposent le maintien intègre de l'enveloppe externe du générateur de vapeur en cas de RSE afin d'éviter toute aggravation des conséquences de l'incident, mais une telle fuite peut rapidement entraîner des dommages conséquents à l'intérieur du GV ce qui peut poser des problèmes pour l'exploitation du réacteur. Trente-deux fuites sodium ont été enregistrées en 35 ans de fonctionnement sur le réacteur Phénix [SAU04] entraînant à chaque fois un problème de disponibilité du réacteur mais jamais un problème de sûreté. Le réacteur SuperPhénix a quant à lui bénéficié du retour d'expérience

du réacteur Phénix dans ce domaine, de ce fait, aucune fuite n'a été détectée en 10 ans de fonctionnement sur ce réacteur.

En raison de l'auto-érosion de l'orifice de fuite lors d'une RSE, le débit de fuite augmente plus ou moins rapidement. On classe généralement les fuites en fonction de leur débit ou de leur diamètre. On parle de micro fuite lorsque le débit d'eau injecté est inférieur à 1 g/s (diamètre inférieur à 0.1 mm), de fuite primaire lorsqu'il est compris entre 1 g/s et 10 g/s (diamètre de la fuite entre 0.1 mm et 1 mm), de fuite secondaire lorsqu'il est compris entre 10 g/s et 100 g/s (diamètre compris entre 1 mm et quelques mm), et de fuite tertiaire au-delà. La Figure 1.4 présente les moyens pouvant être mis en œuvre pour la détecter et s'en prémunir en fonction de la puissance du GV et du débit de fuite.

### 1.1.3 Systèmes de détection d'une RSE et de protection des GV de SuperPhénix

A titre d'exemple, on présente les moyens mis en œuvre dans les GV de SuperPhénix pour détecter une RSE [FRA02]. Dans ces GV, la détection hydrogène assure la détection d'une fuite lorsque la puissance du GV est au moins égale à 20% de la puissance nominale (voir Figure 1.4). Elle consiste en la mesure continue du taux d'hydrogène dissous dans le sodium – ou la pression partielle d'hydrogène dans l'argon de couverture – des circuits sodium secondaires. Pour mesurer l'hydrogène dissous, le moyen de référence utilisé sur Phénix ou SuperPhénix est un système mettant en œuvre une membrane séparant le sodium liquide d'un circuit sous vide. L'hydrogène diffuse au travers d'une membrane nickel maintenue à une température constante assurant une bonne perméabilité de l'hydrogène et, côté vide, un spectromètre de masse délivre un courant proportionnel à la quantité d'hydrogène mesurée.

La dissolution de l'hydrogène augmente avec la température, et la détection hydrogène dans le sodium est de ce fait très peu efficace durant les phases de fonctionnement à faible température (phases de démarrage et d'arrêt). L'efficacité de la détection dans l'argon est quant à elle inversement proportionnelle à la température puisque la quantité d'hydrogène non dissoute dans le sodium ira naturellement dans l'argon de couverture. Ces deux systèmes sont complémentaires et se recouvrent, assurant la détection d'une RSE dans la plupart des cas de fonctionnement et lorsque le débit de fuite est supérieur à 2.5 g/s. Dans les GV de SuperPhénix, un système de détection hydrogène différentielle, plus rapide que les détections dans l'argon et le sodium était mis en place, permettant la détection d'une RSE de débit inférieur à 2.5 g/s (voir Figure 1.4).

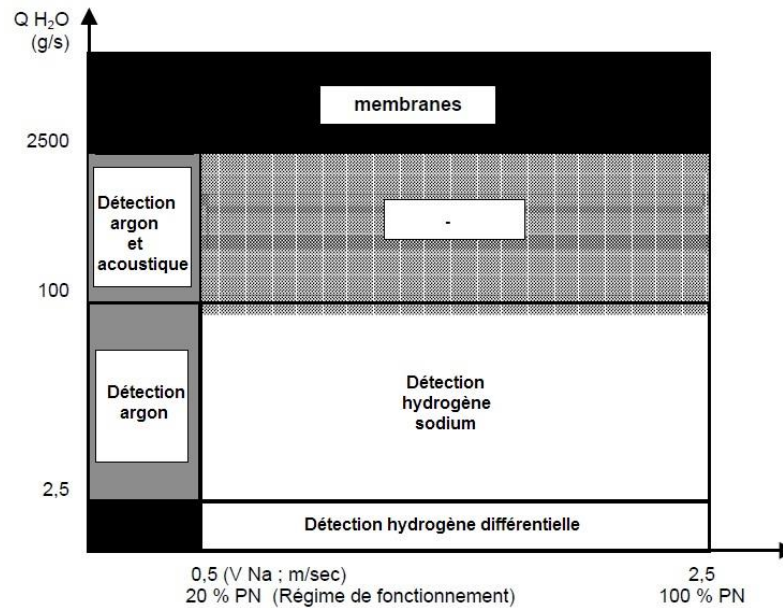


Figure 1.4. Domaine de protection du GV [FRA02]

Il consiste à mesurer la pente d'évolution du taux d'hydrogène. Dans les cas les plus critiques de fuite l'éclatement des membranes de sécurité, assure le maintien du GV par une vidange rapide des fluides et des gaz qu'il contient.

Le temps de réponse des systèmes de détection hydrogène peut toutefois atteindre une centaine de secondes pour les fuites primaires et secondaires, à faible puissance de fonctionnement. Il est donc nécessaire de développer un système de détection pouvant couvrir ces domaines. En cas de fuite « significative » (fuite tertiaire voir même secondaire), le(s) tube(s) voisin(s) peu(ven)t également se détériorer par phénomène d'échauffement. La détection est importante avant la première rupture secondaire. Un système à faible temps caractéristique de détection de fuite est donc requis. La détection acoustique apparait comme un moyen privilégié de détection suffisamment rapide pour éviter (ou du moins limiter) la rupture en chaine des tubes du GV.

## 1.2 Etat de l'art sur la détection acoustique dans les générateurs de vapeur

En raison de l'opacité du sodium les systèmes de visualisation classiques sont inopérables et le recours aux méthodes acoustiques est l'un des rares moyens de surveillance de l'état des composants immergés en sodium. Dans cette partie, on présente les études menées sur la détection acoustique d'une RSE dans les générateurs de vapeur (DAGV) qui regroupe deux techniques : la détection acoustique active (DAA) et la détection acoustique passive (DAP).

### 1.2.1 Vue d'ensemble des études antérieures sur la DAGV

Au CEA, les études concernant la détection acoustique d'une réaction sodium-eau ont commencé en 1975 au centre de Cadarache sur la boucle d'essais CASTOR. Ces essais furent abandonnés en raison des résultats peu convaincants obtenus. Plus tard, compte-tenu de la nécessité de disposer d'un système de détection rapide, les études sur la DAGV ont repris et leurs développements furent confiés en France à trois équipes, l'une aux Etudes et Recherches d'EDF, les deux autres au CEA : Service des Techniques Avancées à Saclay (STA) et Service de Physique de Contrôle et d'Instrumentation (SPCI) à Cadarache. Chacune de ces équipes s'intéressait à la détection acoustique dans une certaine plage de fréquence comme le montre le Tableau 1.1.

	Capteur	Bande de fréquence	Traitement
<b>EDF</b>	Accéléromètre + guide d'onde	0 – 20 kHz	Valeur efficace + seuil + analyse spectrale
<b>CEA/STA</b>	Capteur résonnant (émission acoustique)	20 kHz – 500 kHz	Valeur efficace + seuil
<b>CEA/SPCI</b>	Accéléromètres + guide d'onde	10 kHz – 100 kHz	Valeur efficace + seuil + reconnaissance des formes

Tableau 1.1. Répartition des études sur la détection acoustique

Parallèlement à cette démarche l'Allemagne (Neeratom et Interatom), la Grande Bretagne (Dounreay), l'Union Soviétique (Institut de Dimitrovgrad), les Etats-Unis, l'Inde, et le

Japon poursuivaient ou entamaient des études similaires [SMA90]. Au niveau européen le groupe de travail AGT2 assurait la concertation dans ce domaine.

Jusqu'en 1995 en France deux techniques de détection acoustique étaient à l'étude pour la réaction sodium-eau : la détection acoustique passive et la détection acoustique active. Sont présentées par la suite les études menées en France sur ces 2 techniques.

## 1.2.2 Détection acoustique Active (DAA)

### 1.2.2.1 Principe de la DAA

La Figure 1.5 présente de façon schématique le fonctionnement de la détection acoustique active. Un capteur « actif » émet une onde acoustique haute fréquence à l'intérieur du GV. Il s'agit généralement d'un accéléromètre faisant vibrer la virole du GV. L'accéléromètre est monté sur un guide d'onde (barreau métallique plein) en raison de la température élevée de la virole (pouvant atteindre 540°C). L'onde générée est absorbée lorsqu'elle traverse le nuage de bulles d'hydrogène générées par la RSE. Un capteur « passif » mesure une onde de même fréquence atténuée en amplitude à un autre endroit du GV. La fréquence de l'onde est généralement comprise entre 10 kHz et 100 kHz. Elle doit cependant coïncider avec la fréquence de résonance des bulles d'hydrogène pour être absorbée. Plusieurs modèles existent dans la littérature pour décrire cette fréquence de résonance et le temps de vie d'une bulle d'hydrogène dans le sodium [CAV10].

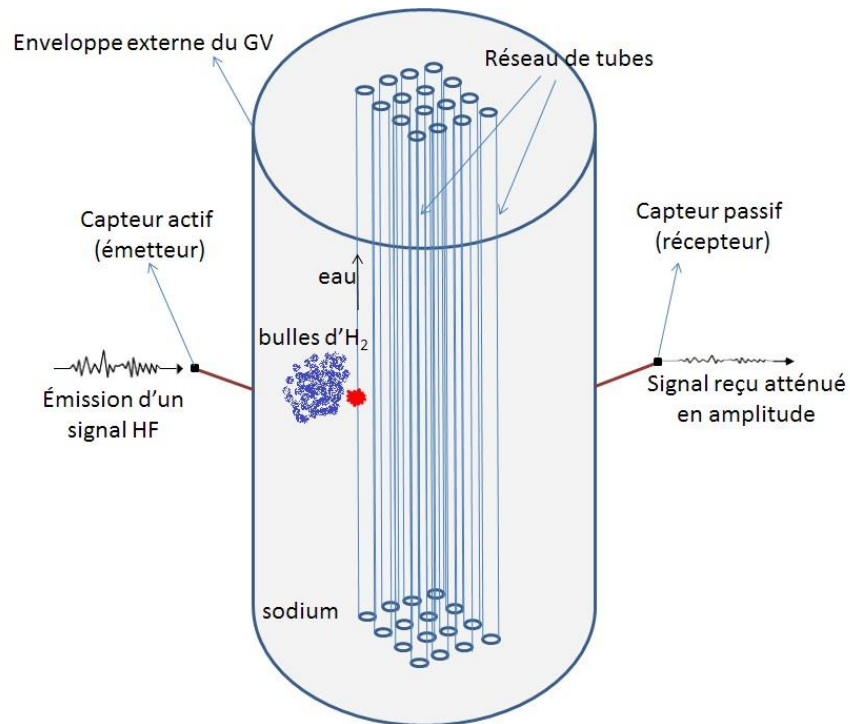


Figure 1.5. Schéma de fonctionnement de la détection acoustique active

### 1.2.2.2 Etudes antérieures sur la DAA

Les études sur la DAA ont débuté dans les années 1980 sur les maquettes Magenta 1 et 1 bis du CEA [DES10]. Il s'agit d'une maquette horizontale d'une longueur de 18 m et d'un diamètre de 40 cm à l'intérieur de laquelle est disposé un faisceau tubulaire qui comprend six tubes de diamètre 15 mm percés chacun d'un trou de diamètre 0.4 mm à différentes cotes axiales permettant d'injecter de l'azote (simulant sans risque le nuage de bulles d'hydrogène). Ce faisceau est supporté sur sa longueur par trois entretoises. Une version plus réaliste d'un GV a été réalisée avec Magenta 1 bis. Un faisceau tubulaire de quatre-vingt-six tubes de diamètre 15 mm et vingt-cinq entretoises sont ajoutées par rapport à la version précédente (Figure 1.6). La virole était également équipée de ces capteurs sur une génératrice avec un pas de 3 m.



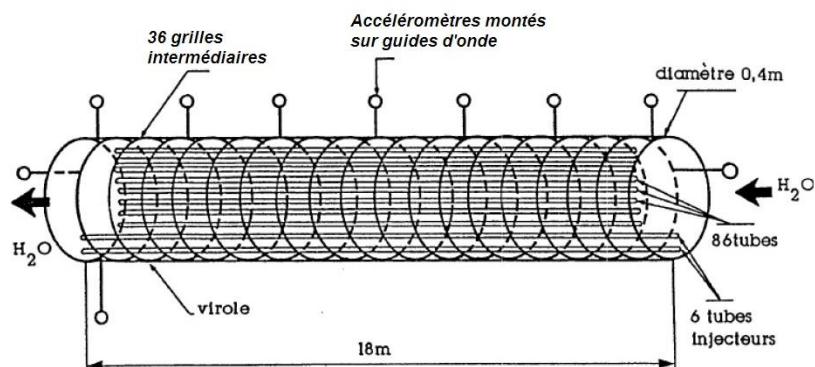


Figure 1.6. Maquette en eau Magenta 1 bis [DES10]

Des impulsions vibratoires sinusoïdales sont émises par l'un des transducteurs de la maquette et réceptionnées par les autres. La durée d'une impulsion est d'environ 2 ms et la fréquence d'émission de 20 Hz. Lors de chaque émission débutant à  $t_0$ , chaque accéléromètre mesure une succession de signaux avec différents retards  $\tau$  qui sont représentatifs des différents chemins empruntés par le signal vibratoire dans l'eau mais aussi dans les structures internes de l'installation. Un fenêtrage temporel est utilisé afin de ne sélectionner que le retard correspondant aux trajets dans l'eau (ou un multiple de ce retard afin de considérer les réflexions dans l'eau). Le passage de l'onde au travers des entretoises induit une diffraction lorsque la longueur d'onde est supérieure au pas entre les trous de l'entretoise, ce qui rend difficile la propagation de l'onde dans la direction axiale. Lors d'une injection d'azote, l'amplitude de l'onde acoustique diminue de 50 à 80% environ. De ce fait, des injections de débit inférieur à 1 g/s ont été détectées en une seconde environ [DES10]. Ces essais ont permis de valider la méthode DAA.

Une seconde maquette Matenga 2 a permis d'étudier l'atténuation de l'amplitude d'une onde acoustique lorsque celle-ci traverse la maquette dans le sens radial, c'est-à-dire lorsque l'onde traverse le faisceau de tubes [GAR89a]. Elle se compose d'une cuve de 3 m de hauteur et d'environ 1 m de diamètre dans laquelle un faisceau vertical de six cent-trente tubes de diamètre 15 mm, de 60 cm de hauteur, avec un pas radial de 32 mm est disposé. L'un des tubes est percé d'un trou de diamètre 0.4 mm et les tubes sont interchangeable. Quatre capteurs accéléromètres montés sur guide d'onde (un émetteur et trois récepteurs) instrumentent la paroi externe de la cuve. Ces essais ont permis de détecter avec un temps inférieur à la seconde une injection de débit inférieur à 1 g/s, quelle que soit l'orientation et

la position radiale de l'injection. La détection est possible même avec une puissance d'émission relativement faible (mais permettant d'être au-dessus du bruit de fond). Elle est d'autant plus précise que le retard sélectionné correspond à un nombre important de trajets du signal dans l'eau.

Les résultats sur maquette étant concluants, la méthode a été testée à la fin des années 1980 dans un GV du réacteur Phénix [GAR89b] puis dans un GV du réacteur SuperPhénix [DEM89]. Les tests sur le GV de Phénix étaient très concluants et ont permis de valider la méthode en réacteur. En revanche la présence d'une double virole dans les GV de SuperPhénix n'a pas permis de détecter une fuite dans des conditions acceptables [DEM89].

### 1.2.3 Détection acoustique passive (DAP)

#### 1.2.3.1 Principe de la DAP

La détection acoustique passive, dont le fonctionnement est représentée Figure 1.6, est fondée sur la détection des ondes acoustiques générées lors de la fuite. Les ondes générées à l'intérieur du GV se propagent dans le milieu constitué du sodium et du faisceau tubulaire et mettent en vibration la virole du GV. Dans la mesure où il est impossible d'introduire un capteur de pression à l'intérieur du GV, ce sont les vibrations de la virole externe du GV qui peuvent être mesurées à l'aide d'accéléromètres montés sur des guides d'ondes ou bien le champ acoustique rayonné dans l'air par la virole qui peut être mesuré par des microphones.

Avec cette méthode, il est très difficile de détecter une fuite par dépassement de seuil du signal mesuré dans une bande de fréquence car le rapport signal sur bruit (RSB) est généralement très faible dans le cas d'une petite fuite ce qui peut conduire à un taux de fausses alarmes élevé et une mauvaise fiabilité de détection. La plage de fréquence à surveiller, le nombre de capteurs à utiliser ainsi que les traitements à effectuer sur les signaux enregistrés sont donc les paramètres critiques à déterminer.

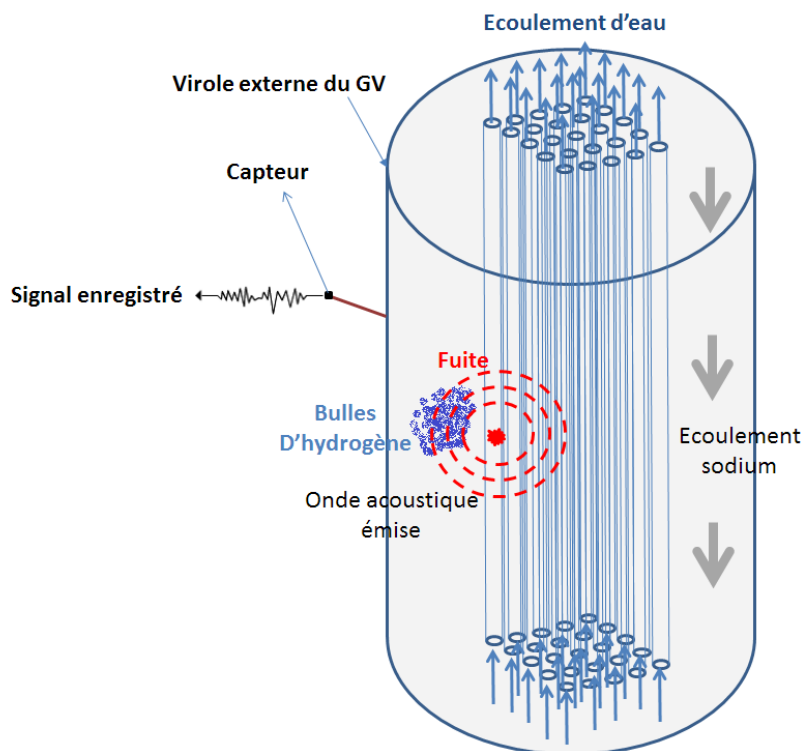


Figure 1.7. Schéma de fonctionnement de la détection acoustique passive

### 1.2.3.2 Etudes antérieures

Les études concernant la DAP ont commencé dans les années 1970 au CEA. Dans un premier temps, le but était de caractériser le spectre des vibrations de la virole lors d'une injection d'eau ou d'un gaz neutre dans du sodium. Ces vibrations étaient mesurées par un nombre limité de capteurs, le but était d'analyser la réponse vibratoire au niveau des différents éléments du GV. Le RSB dans différentes plages de fréquence était aussi étudié afin de déterminer la plage de fréquence la plus favorable à une détection de fuite.

Dans les années 1970, des tests étaient effectués sur une boucle en sodium à tubes hélicoïdaux, représentant un GV de SuperPhénix à échelle réduite [BUI78]. Dans cette maquette, de l'eau était injectée dans le circuit sodium via un injecteur fixé directement sur l'un des tubes eau/vapeur, simulant une fuite. En 1983, des injections d'eau, d'argon et d'hélium à haute pression dans du sodium liquide ont été effectuées dans le réservoir d'expansion de la boucle Grignotin équipé de huit capteurs accéléromètres [GAR84].

Les expérimentations effectuées sur ces boucles ont permis de montrer que les spectres d'injection d'argon et d'hydrogène présentent une bonne similitude avec un spectre d'injection d'eau dans du sodium à 500°C. Ceci semble indiquer que le « bruit » induit par la

réaction chimique n'intervient pas significativement dans le bruit global de la fuite dans la bande de fréquence étudiée (20 kHz – 100 kHz).

Par ailleurs, des essais réalisés dans un GV du réacteur Phénix font apparaître que les phénomènes acoustiques visibles lors d'une fuite proviennent des ondes émises lors de la dépressurisation brutale de l'eau et par l'oscillation des bulles d'hydrogène [GUI87]. L'engagement du sodium (par dissolution des bulles) a pour effet de diminuer le bruit de fond mesuré par les accéléromètres situés loin de l'injection [GAR88]. Des mesures effectuées dans un GV de Phénix ont montré que le bruit de fond semble être dû essentiellement à la circulation eau/vapeur et sodium ainsi qu'à la rotation des pompes [GAR82].

Les études se sont poursuivies par de nombreuses injections de gaz neutre (argon et hydrogène) dans le sodium des GV des réacteurs Phénix, Superphénix et PFR. Des injections d'eau et des mesures « longue durée » du bruit de fond ont aussi été effectuées en fin de vie du réacteur PFR [JOU94].

Ces études ont permis de conclure que l'énergie vibratoire mesurée lors d'une injection était principalement située dans les fréquences inférieures à 15 kHz. En particulier, le bruit d'injection et le bruit de fuite ressortent bien du bruit de fond dans la gamme 200 Hz – 1 kHz [ORI96]. Le point discutable de toutes ces injections est que le système d'injection était fixé sur les structures internes du GV. Aucune étude ne permet de dire si les vibrations mesurées étaient réellement les ondes acoustiques émises dans le sodium ou la réaction de l'injecteur sur la structure. Le bruit de fond peut varier très fortement en fonction de la puissance de fonctionnement du GV mais semble rester globalement stable dans le temps à un point de fonctionnement donné malgré quelques variations dont l'origine reste parfois mystérieuse [WRI94].

#### 1.2.4 Détection Acoustique sur le projet EFR [JOU94]

Le projet European Fast Reactor (EFR) qui était à l'étude dans les années 1990 prévoyait un système croisé de DAP et DAA conçu sur la base du retour d'expérience des études menées antérieurement. Suite à l'arrêt du réacteur SuperPhénix et de l'abandon des études sur les RNR-Na, ce projet n'a pas été concrétisé mais est considéré toutefois comme un projet abouti. Dans le GV à tubes droits envisagé pour ce réacteur, les fuites entre le circuit eau/vapeur et le circuit sodium ont été estimées à 0.25/an/centrale avec une probabilité d'apparition de 90% au niveau des soudures tubulaires et de 10% dans la partie courante du

faisceau. Le système de détection acoustique devait être capable de détecter une fuite de 1 g/s en moins de 10 s avec une probabilité de détection de 99% et un taux de fausses alarmes inférieur à 0.02/an/GV.

Lors de l'étude et de la conception du réacteur EFR, il avait été convenu d'utiliser la détection acoustique passive et active comme moyen de détection des réactions sodium-eau dans les générateurs de vapeur. Soixante-douze transducteurs devaient être positionnés de façon à couvrir uniformément la virole externe du GV soit six génératrices de douze capteurs comme il est représenté sur la Figure 1.8, le pas entre deux capteurs était d'environ 2.5 m. A cela devait être ajouté un injecteur de gaz par étage pour calibrer les capteurs. Certains transducteurs devaient fonctionner alternativement en émetteur ou récepteur de façon à utiliser au mieux les détections actives et passives selon un séquençage spécifique.

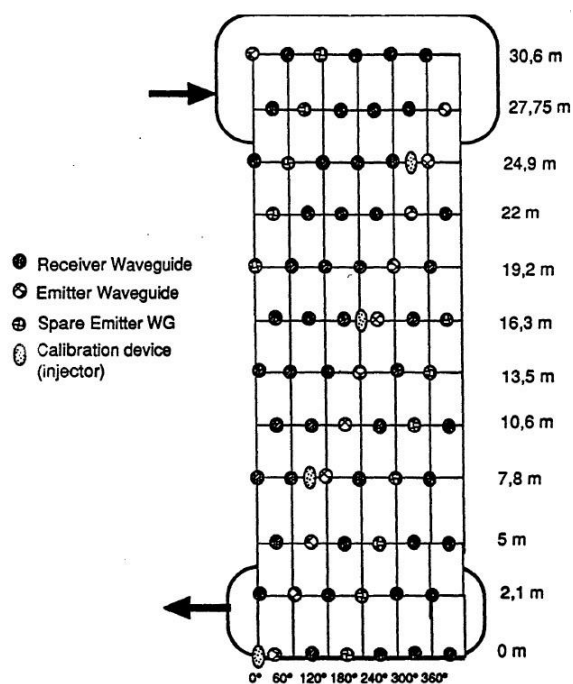


Figure 1.8. Vue déroulée du GV d'EFR, schéma de disposition des capteurs [JOU94]

#### 1.2.4.1 Etudes récentes sur la DA

L'arrêt du réacteur SuperPhénix laissait penser que les études sur la filière de réacteurs rapides à sodium seraient définitivement abandonnées. Les études concernant la DA ont été arrêtées à ce moment-là en France et les enregistrements des études présentées précédemment sont aujourd'hui introuvables. La France ainsi que certains autres pays, ont toutefois choisi de développer une nouvelle filière de réacteurs rapides à sodium (notamment

en raison du retour d'expérience important accumulé sur ce type de réacteur) répondant aux critères des réacteurs de génération IV, ce qui a relancé les études concernant les systèmes de sûreté, notamment celles concernant le développement de la détection acoustique. Les objectifs de détection d'une RSE sont les mêmes que ceux du projet EFR c'est-à-dire la détection d'une fuite primaire (débit  $< 1$  g/s) en moins de 10 s avec une probabilité de détection de 99% et un taux de fausses alarmes inférieur à 0.02/an/GV.

En France, des injections d'hydrogène dans un GV du réacteur Phénix et des mesures de bruit de fond du GV ont été menées par 01dB-Métravib en 2009 [MET09]. Ces études confirment que la plage de fréquence où le RSB est le meilleur pour détecter une injection est située en dessous de 1 kHz. De plus, le bruit de fond mesuré est similaire à celui qui était observé plus de 20 ans auparavant, ce qui veut dire que ce bruit de fond est propre à chaque GV et stable dans le temps.

En Inde, Sigh et Rao [SIG11] ont détecté une injection de vapeur dans un réservoir de sodium liquide à l'aide de deux microphones situés respectivement à 1 m et 15 m de l'installation. Ils ont pu ainsi mesurer le spectre de pression rayonnée à 1 m de l'installation pour des fuites à une pression de 20 bars et de 80 bars. Ce spectre montre que l'énergie rayonnée se situe majoritairement dans le domaine audible, en dessous de 20 kHz. Par ailleurs, l'analyse de la corrélation entre les signaux mesurés par les microphones permet de détecter une fuite de fort débit de façon efficace. Cependant, ce système de détection peut être perturbé par les sources acoustiques externes au GV. De plus, la détection de fuites de faible débit n'a pas été examinée.

Au Japon, Chikazawa [CHI09] a appliqué la formation de voies pour détecter une fuite de faible débit noyée dans un bruit de fond diffus. La méthode de formation de voies classique est utilisée pour déterminer l'angle d'incidence de l'onde acoustique en utilisant une antenne plane d'accéléromètres. La triangulation des angles d'incidence estimés par plusieurs antennes permet ainsi de déterminer la position de la fuite dans le GV. Cette méthode est prometteuse mais nécessite cependant beaucoup de capteurs à la fréquence considérée (10 kHz). De plus l'hypothèse d'onde plane incidente peut être mise en défaut par le fait que la source acoustique est proche de l'antenne dans un GV.

En Corée, Kim et *al.* [KIM00] ont effectué des injections d'eau de très faible débit (0,005 g/s à 0.183 g/s) dans du sodium liquide et ont pu mesurer le diamètre et le temps de dissolution des bulles d'hydrogène résultantes ainsi que les ondes acoustiques émises lors de

l'injection (Figure 1.9). Ils ont ainsi pu déterminer que la plage de fréquence des ondes acoustiques émises lors de l'oscillation de ces bulles est située entre 500 Hz et 4 kHz. Un système de détection par réseau de neurones a ensuite été mis au point et a permis de détecter des petites et micro fuites.

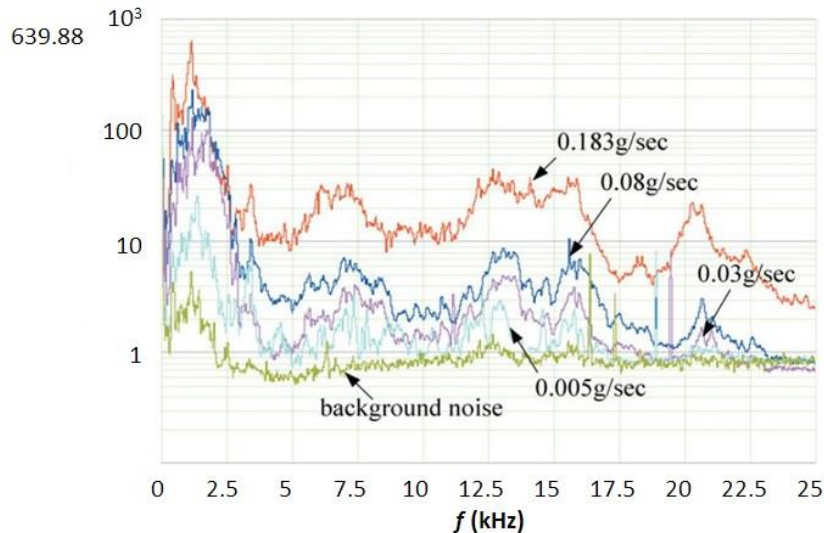


Figure 1.9. Spectres acoustique des injections effectuées par KAERI [KIM09]

### 1.2.5 Conclusion sur le développement de la détection acoustique

Nombreuses ont été les études faites sur la détection acoustique d'une RSE entre les années 1970 et les années 1990. Ces premières études consistaient simplement à mesurer l'amplitude des vibrations de la virole externe du GV, d'en faire une transformée de Fourier, et d'analyser le contenu spectral du signal mesuré afin de détecter une fuite par dépassement de seuil de l'énergie de la DSP dans une certaine plage de fréquence. Cette technique est très limitée car elle n'est valable que pour les fuites dont le RSB est suffisamment élevé. Le système DAGV tel qu'il a été pensé pour les GV d'EFR offrait une évolution : en augmentant le nombre de capteurs et en les disposant de façon optimale sur la structure à étudier, on peut espérer augmenter suffisamment le RSB par l'analyse croisée des signaux mesurés sur les différents capteurs.

Le travail de thèse s'est naturellement orienté vers le développement d'une méthode de mesure des vibrations de la virole du GV par un nombre suffisamment élevé de capteurs, ce qui permet d'obtenir un échantillonnage spatial du champ vibratoire sur la virole. Dans la thèse, une méthode de formation de voies est utilisée pour augmenter le RSB lorsque le bruit

de fuite est noyé dans un bruit de fond spatialement incohérent. La formation de voies présente l'avantage d'être robuste. Dans la troisième et dernière partie de ce chapitre, les techniques de traitement d'antenne sont présentées. En revanche, ce travail n'abordera pas le problème de la détection de fuite de la RSE par les outils de la théorie statistique de la détection et de l'estimation ([KOP3], [KOP3b]).



### 1.3 Méthodes de traitement d'antenne

Les techniques de traitement d'antenne ont été développées pour des applications dans le domaine naval militaire, peu avant la seconde guerre mondiale [URI83], [BOU92], [MAR09]. Il était question de localiser une source acoustique (généralement le « bruit » émis par un sous-marin ennemi) à partir de la mesure du champ de pression sur une antenne plongée dans le milieu acoustique. On parle alors de sonar « passif ». Ces techniques ont ensuite évoluées pour être appliquées à des cas plus spécifiques [CHO074], [CAS10], [TIA10], [MCL10], [MAR11].

Dans cette partie sont présentées les méthodes les plus connues du traitement d'antenne telles que la formation de voies dans des cas simples (champ lointain et champ proche en considérant une onde sphérique) et dans un cas général (source quelconque avec bruit de fond), ainsi que les méthodes permettant de rejeter le bruit de fond.

#### 1.3.1 Formation de voies en ondes planes

La méthode la plus connue pour localiser des sources dans l'espace est la formation de voies (« *beamforming* », en anglais). Une antenne de capteurs permet de mesurer le champ de pression émis par une source dans un milieu acoustique. Un facteur de pondération est ensuite appliqué sur les signaux mesurés par chacun des capteurs en supposant une position de la source dans un espace de détection  $\Omega$ . La position de la source est déterminée dans l'espace de détection en sommant les contributions des différents signaux enregistrés puis filtrés.

Lorsque la source est située loin de l'antenne, le champ incident sur celle-ci est une onde plane (Figure 1.10.a). On détermine alors la direction d'incidence du champ émis par la source en sommant les contributions des différents signaux enregistrés puis filtrés. On parle alors de formation de voies par compensation à retard de phase (« *delay-and-sum beamforming* ») [B&K04], [VAN88], [KRI96]. L'espace de détection est dans ce cas constitué des angles d'incidence sur l'antenne (Figure 1.10.b).

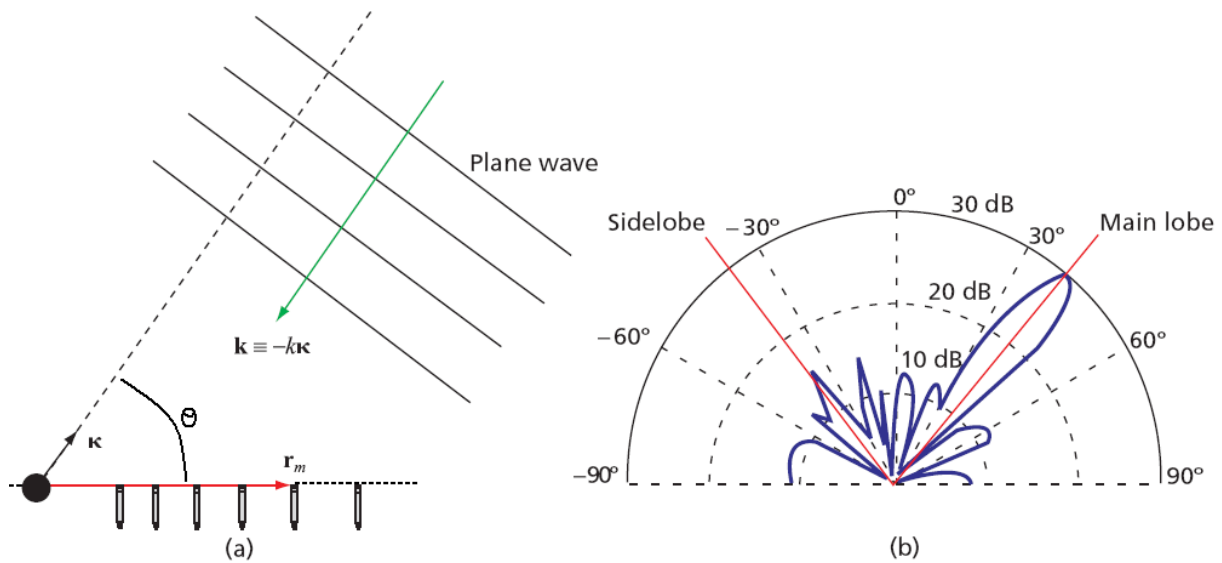


Figure 1.10. Formation de voies : (a) une antenne de microphones reçoit une onde plane ; (b) diagramme de directivité, après formation de voies des signaux reçus sur l'antenne. [B&K04]

On considère une antenne linéaire composée de  $M$  microphones situés à la position  $\mathbf{r}_m$ , ( $m = 1, 2, \dots, M$ ) dans le plan  $Oxy$  du système de coordonnées considéré. Une source ( $S$ ) située en champ lointain émet un champ acoustique à la fréquence  $f$  se propageant dans un milieu non dissipatif. La pression mesurée par chacun des capteurs s'exprime comme :

$$p_m(\omega) = \|\vec{P}\| e^{-j(\omega t + \vec{k}_0 \cdot \vec{r}_m)}, \quad (1.2)$$

où :

- $\omega = 2\pi f$  est la pulsation de la source,
- $\vec{k}_0 = \omega/c_0 \vec{\kappa}$  est le vecteur d'onde acoustique dans le milieu considéré, où  $\vec{\kappa}$  est un vecteur unitaire, normal au front d'onde et dirigé dans la direction de propagation de celui-ci.
- $c_0$ , est la vitesse de propagation des ondes acoustiques dans le milieu,
- $\|\vec{P}\|$  est le module du front d'onde incident.

Dans la suite, on omettra de la notation la dépendance en temps,  $e^{-j\omega t}$ . Le produit scalaire  $\vec{k}_0 \cdot \vec{r}_m = x k_0 \cos(\theta_S)$  fait apparaître l'angle d'incidence du champ acoustique par rapport à l'axe de l'antenne. Il est possible d'estimer cet angle en appliquant le traitement par formation de voies aux signaux de l'antenne. Ceci consiste à appliquer un facteur de pondération  $F_m(\theta)$

sur chacun des signaux reçus, en supposant que l'angle d'incidence est  $\theta$  et en sommant les valeurs filtrées. On note alors  $D(\theta)$  la valeur en sortie de formation de voies qui s'exprime comme :

$$D(\theta) = \sum_{m=1}^M F_m(\theta) \|\vec{P}\| e^{-jk_0 \cos(\theta_s)} \quad (1.3)$$

L'équation (1.3) peut s'exprimer sous la forme vectorielle suivante<sup>3</sup>:

$$D(\theta) = \vec{F}^\dagger(\theta) \cdot \vec{P} \quad (1.4)$$

Dans cette équation  $\vec{F}(\theta)$  est appelé vecteur de pointage pointant dans la direction  $\theta$ . Il correspond au filtrage spatial effectué sur les signaux reçus par les microphones de façon à maximiser la valeur en sortie d'antenne lorsque la direction pointée correspond à la direction réelle du champ acoustique (*i.e.*  $\theta = \theta_s$ ). Le vecteur de pointage est basé sur une connaissance de la source. L'amplitude de pression générée par la source étant identique sur chaque capteur (seule la phase diffère), le vecteur de pointage qui maximise  $D(\theta_s)$  est :

$$\vec{F}(\theta) = e^{jr_m k_0 \cos(\theta)} \quad (1.5)$$

On a alors  $D(\theta_s) = \|\vec{P}\| M$ , c'est-à-dire que le signal en sortie de formation de voies lorsque le traitement pointe dans la bonne direction est proportionnel au nombre de capteurs constituant l'antenne acoustique.  $D(\theta)$  est appelée fonction d'ambiguïté ou de directivité. La direction d'arrivée de l'onde plane fait apparaître un lobe sur la fonction de directivité appelé lobe principal (Figure 1.10) dont la largeur à mi-hauteur (largeur à -3 dB) caractérise la précision de la détection. La présence de lobes secondaires à l'origine d'une ambiguïté de la localisation est inhérente à la méthode de formation de voies.

---

<sup>3</sup>On note  $\vec{X}^\dagger$  la matrice adjointe (transposée conjuguée) de la matrice  $\vec{X}$ .

### 1.3.2 Formation de voies en champ proche

Lorsque la source est située à une distance  $d$  proche de l'antenne ( $d \sim \lambda_0$ ), l'hypothèse de source en champ lointain n'est plus respectée et la forme du champ de pression rayonné par la source doit être considérée pour construire le vecteur de pointage adéquat.

Considérons un monopôle acoustique (source ponctuelle émettant un champ de pression sphérique) situé au point  $r_s$  de l'espace comme représenté sur la Figure 1.11, le champ de pression au niveau des capteurs de l'antenne s'exprime comme :

$$p(r) = \frac{q_s}{4\pi r} e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}}, \quad (1.6)$$

où  $\vec{r} = \vec{r}_m - \vec{r}_s$  est la distance entre le capteur  $m$  et la source et  $q_s$  est le débit surfacique de la source. La contribution de cette source sur tous les microphones est représentée par le vecteur [PAS09] :

$$\vec{H}_s = [H_{1s} \quad \dots \quad H_{ms} \quad \dots \quad H_{Ms}]^T, \quad (1.7)$$

Les composantes du vecteur  $\vec{H}_s$  sont les fonctions de transfert entre les différents capteurs de l'antenne et la source ( $S$ ) :

$$H_m = \frac{e^{-j\vec{k}\cdot\vec{r}}}{4\pi r}. \quad (1.8)$$

Le vecteur des pressions mesurées par l'antenne pour une source ponctuelle d'amplitude  $q_s$  s'exprime comme  $\vec{P} = q_s \vec{H}_s$ . Le vecteur de pointage  $\vec{F}(\vec{r})$  maximisant le produit  $\vec{F}(\vec{r})^\dagger \vec{H}_s$  s'exprime par:

$$\vec{F}(\vec{r}) = \frac{\vec{H}(\vec{r})^*}{\|\vec{H}(\vec{r})\|}. \quad (1.9)$$

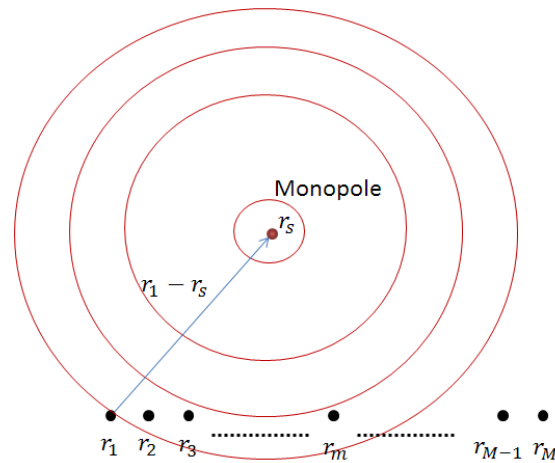


Figure 1.11. Cas d'un monopôle acoustique situé en champ proche de l'antenne

### 1.3.3 Généralisation de la formation de voies

Dans cette section, on s'intéressera à la localisation d'une source quelconque en présence de bruit de fond (Figure 1.12). On considère les signaux mesurés par l'antenne comme des processus aléatoires caractérisés par leurs fonctions de corrélation ou, de manière équivalente, par leurs densités spectrales [BOU92], [DEV11], [KOP03].

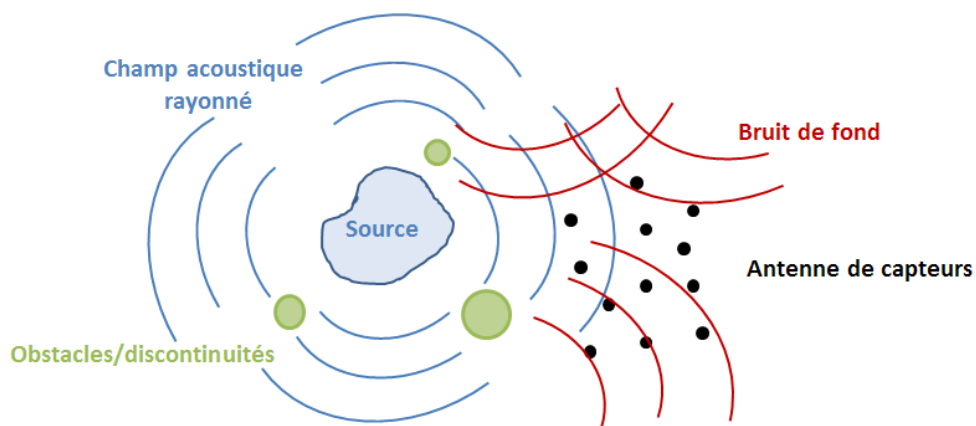


Figure 1.12: Schéma de la formation de voies dans un cas général

Pour de tels processus  $\pi(t)$ , la fonction de corrélation  $\iota(\tau)$  et la densité spectrale  $\gamma(\omega)$  sont définies par :

$${}^4\iota(\tau) = \langle \pi(t)\pi(t - \tau) \rangle, \quad (1.10)$$

<sup>4</sup>On note  $\langle X \rangle$  l'espérance mathématique de la variable  $X$ .

et

$$\gamma(\omega) = \int_R \iota(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau.$$

De plus, on introduit la matrice de corrélation du processus vectoriel  $\vec{\Pi}(t)$  qui est constituée, terme à terme, par les différentes corrélations croisées des différents signaux qui constituent les composantes du vecteur  $\vec{\Pi}(t)$  :

$$[\mathbf{I}(\tau)]_{ij} = \langle \vec{\Pi}_i(t) \vec{\Pi}_j(t - \tau) \rangle. \quad (1.11)$$

La transformée de Fourier de cette matrice est appelée matrice inter-spectrale du vecteur  $\vec{X}(t)$ . Elle est constituée, terme à terme, des densités spectrales croisées :

$$[\mathbf{\Gamma}(\omega)]_{ij} = \int_R \mathbf{I}_{ij}(\tau) e^{-j\omega\tau} d\tau. \quad (1.12)$$

Le signal reçu par les capteurs de l'antenne résulte de la propagation du signal source à travers le milieu acoustique. On peut exprimer l'inter-spectre des signaux reçus par les capteurs de l'antenne comme la sortie de l'inter-spectre de la source filtré par les fonctions de transfert  $\vec{H}_S$  entre la source et chacun des capteurs (fonctions de Green) :

$$\mathbf{\Gamma}_S = \vec{H}_S \vec{H}_S^\dagger = \sigma_S \vec{\bar{H}}_S \vec{\bar{H}}_S^\dagger. \quad (1.13)$$

On normalise généralement le signal reçu par l'antenne par celui reçu sur un capteur de référence, que l'on choisira comme étant le capteur mesurant le signal le plus fort. On note alors  $\vec{\bar{H}}_S$  les fonctions de transfert normalisées par rapport au capteur de référence et  $\sigma_S$  l'auto-spectre du capteur de référence. On considère maintenant que la mesure du signal source est bruitée par un bruit de fond dont l'inter-spectre est noté :

$$\mathbf{\Gamma}_{Bg} = \sigma_{Bg} \mathbf{J}_{Bg}, \quad (1.14)$$

où  $\sigma_{Bg}$  est l'auto-spectre du bruit de fond sur le capteur de référence et  $\mathbf{J}_{Bg}$  est la matrice de cohérence spatiale du bruit. L'inter-spectre mesuré noté  $\mathbf{\Gamma}$  constitue alors une mesure bruitée.

Si les sources de bruit de fond sont indépendantes de la source que l'on cherche à localiser on peut écrire :

$$\mathbf{\Gamma} = \mathbf{\Gamma}_S + \mathbf{\Gamma}_{Bg}. \quad (1.15)$$

La localisation de la source par formation de voies passe par l'application d'un filtre spatial défini par le vecteur de pointage  $\vec{F}_u$ , sur la matrice  $\mathbf{\Gamma}$ . L'indice  $u$  fait référence à la position « pointée » par le filtrage dans l'espace de détection  $\Omega$ . Le filtrage spatial du signal mesuré  $\mathbf{\Gamma}$  s'écrit :

$$\zeta_u = \vec{F}_u^\dagger \mathbf{\Gamma} \vec{F}_u. \quad (1.16)$$

La valeur en sortie de formation de voies  $\zeta_u$  est la densité spectrale du signal filtré lorsque le filtrage « pointe » sur la position  $u$  dans l'espace de détection. En incluant les équations (1.13), (1.14) et (1.15) dans l'équation (1.16) on obtient :

$$\zeta_u = \sigma_S \vec{F}_u^\dagger \vec{H}_S \vec{H}_S^\dagger \vec{F}_u + \sigma_{Bg} \vec{F}_u^\dagger \mathbf{J}_{Bg} \vec{F}_u. \quad (1.17)$$

Dans l'expression (1.17), le filtrage du signal source par le traitement d'antenne correspond au premier terme de droite (au terme  $\sigma_S$  près). On le nomme fonction de directivité (ou fonction d'ambiguïté) à la position  $u$  :

$$D_u = \vec{F}_u^\dagger \vec{H}_S \vec{H}_S^\dagger \vec{F}_u. \quad (1.18)$$

Par ailleurs, on définit le gain d'antenne correspondant au gain apporté par le filtrage spatial lorsqu'on pointe dans la position de la source ( $S$ ) par rapport au rapport signal sur bruit (RSB) sur le capteur de référence :

$$G = \frac{\frac{\zeta_s^S}{\zeta_s^{Bg}}}{\frac{\sigma_s}{\sigma_{Bg}}}, \quad (1.19)$$

où  $\zeta_s^S$  et  $\zeta_s^{Bg}$  sont respectivement les valeurs en sortie du filtrage de la source seule et du bruit de fond seul (respectivement, les termes de gauche et de droite du second membre de l'expression (1.17)), lorsque le filtrage pointe sur la position  $s$  de la source. En introduisant les expressions (1.17) et (1.18) dans l'expression (1.19), on obtient :

$$G = \frac{D_s}{\vec{F}_s^\dagger \mathbf{J}_{Bg} \vec{F}_s}. \quad (1.20)$$

La fonction de directivité et le gain d'antenne sont les deux grandeurs caractéristiques du traitement d'antenne. L'optimisation du traitement passe par l'optimisation de la géométrie de l'antenne et du vecteur de pointage, qui sont propres à chaque problème. Dans la suite, on parlera uniquement de l'ajustement du vecteur de pointage. D'après la relation (1.20), on voit que le vecteur de pointage qui maximise le gain d'antenne doit être aligné sur le vecteur source et orthogonal au bruit de fond. Dans l'hypothèse où l'on connaît le signal recherché (*i.e.* on connaît la source et les fonctions de transfert entre la source et les capteurs de l'antenne), il reste à optimiser le vecteur de pointage vis-à-vis du bruit de fond. Dans le paragraphe §1.3.4, deux types de bruits de fond couramment considérés dans les problèmes de formation de voies sont présentés.

#### 1.3.4 Bruit de fond spatialement incohérent

On a vu paragraphe §1.3.3 que le bruit de fond est défini par sa matrice de cohérence spatiale,  $\mathbf{J}_{Bg}$ , qui contient les cohérences croisées entre les capteurs de l'antenne, et la valeur de son auto-spectre sur le capteur de référence. Dans la pratique, ces grandeurs sont difficiles à estimer et on considère généralement que le bruit de fond est spatialement incohérent.

Dans le cas d'un bruit de fond parfaitement incohérent (bruit de fond électronique des capteurs par exemple), la matrice de cohérence spatiale est la matrice unitaire  $\mathbf{J}_{Bg} = \mathbf{I}$ , où  $\mathbf{I}$  est la matrice identité de dimension  $M$ . Le signal sur un capteur n'étant cohérent qu'avec lui-même, l'équation (1.17) devient :



$$\zeta_u = \sigma_S D_u + \sigma_{Bg} \mathbf{I}. \quad (1.21)$$

Le gain d'antenne s'exprime alors simplement comme :

$$G = D_s, \quad (1.22)$$

et le vecteur de pointage qui maximise le gain d'antenne s'exprime comme<sup>5</sup> :

$$\vec{F}_u = \frac{\vec{H}_u^*}{\|\vec{H}_u\|}. \quad (1.23)$$

On retrouve la forme du vecteur de pointage des cas particuliers des paragraphes §1.3.1 et §1.3.2. Dans ce cas le gain ne dépend que de la géométrie de l'antenne. On verra par la suite qu'il est possible d'adapter le vecteur de pointage en fonction du bruit de fond considéré afin d'optimiser le gain d'antenne.

### 1.3.5 Bruit de fond isotrope

Un bruit de fond couramment considéré dans le domaine naval est le bruit de fond isotrope [KOP03b]. Il est représenté par une infinité de sources de puissance infinitésimale, réparties de façon uniforme et continue dans l'espace de détection. L'inter-spectre de ce bruit de fond s'exprime comme :

$$\mathbf{\Gamma}_{Bg} = \int_{\Omega} \vec{H}_u \vec{H}_u^\dagger \delta\zeta_u, \quad (1.24)$$

où  $\vec{H}_u$  est la fonction de transfert (normalisée par rapport au capteur de référence) de la source élémentaire de position  $u$  et dont la densité spectrale est la quantité infinitésimale

---

<sup>5</sup> La forme du vecteur de pointage adoptée ici diffère de celle classiquement employée, qui est exprimée dans le but d'obtenir  $D_s = 1$  [KOP03], [BIE09]. Celle-ci nous permet d'obtenir un vecteur de pointage unitaire, et l'égalité  $G = D_s$  lorsque le bruit de fond est spatialement incohérent. Elle semble plus appropriée à la localisation du monopôle dans le cas considéré. Le gain d'antenne est toutefois identique avec les deux formes.

$\delta\zeta_u$ . Cette source parcourt l'espace de détection  $\Omega$ . L'auto-spectre du bruit de fond sur le capteur de référence s'exprime comme :

$$\sigma_{Bg} = \int_{\Omega} \delta\zeta_u. \quad (1.25)$$

La matrice inter-spectrale du bruit  $J_{Bg}$  s'exprime comme :

$$J_{Bg} = \frac{\Gamma_{Bg}}{\sigma_{Bg}} = \frac{\int_{\Omega} \overline{\overline{H}_u} \overline{\overline{H}_u}^{\dagger} \delta\zeta_u}{\int_{\Omega} \delta\zeta_u}. \quad (1.26)$$

En introduisant (1.26) dans (1.21) et en supposant  $\int_{\Omega} \delta\zeta_u = 1$ , le gain d'antenne devient :

$$G = \frac{D_s}{\int_{\Omega} D_u \delta\zeta_u}. \quad (1.27)$$

Dans le cas où un bruit de fond présente une certaine cohérence spatiale, le gain d'antenne est inférieur à la fonction de directivité au point  $s$ . Dans le cas d'un bruit isotrope, la maximisation du gain d'antenne passe par la minimisation de l'intégrale  $\int_{\Omega} D_u \delta\zeta_u$ .

Les sources de bruit de fond peuvent être nombreuses et de nature différentes. La matrice de cohérence spatiale  $J_{Bg}$  est donc propre au problème considéré. Différents exemples de bruits de fond existent dans la littérature dans le cas d'une formation de voies dans le domaine naval [URI83], [BOU92], [MAR09].

### 1.3.6 Traitement adaptatif et méthodes haute-résolution

Il a été montré au paragraphe §1.3.5 que le gain apporté par méthode de formation de voies classique diminue lorsque le bruit de fond présente une certaine cohérence spatiale. Deux méthodes souvent évoquées dans la littérature permettent de localiser une source acoustique en introduisant une information *a priori* sur le bruit de fond. Ce sont les méthodes Capon et MUSIC (MULTiple Signal Classification) [BAR88], [BOU92], [KRI96], [HOL12].

La méthode introduite par Capon en 1969 [CAP69] est appelée méthode à variance minimale de source. Elle permet de rejeter le bruit de fond indésirable en introduisant la

matrice de cohérence spatiale  $J_{Bg}$  dans l'expression du vecteur de pointage. Il s'exprime alors comme [KOP03b] :

$$\vec{F}_u = \frac{(J_{Bg}^{-1} \vec{H}_u)^*}{\vec{H}_u^\dagger J_{Bg}^{-1} \vec{H}_u}. \quad (1.28)$$

Lorsqu'aucun modèle ne permet de décrire la matrice de cohérence spatiale du bruit, on a généralement recours à la mesure du bruit de fond seul avant de calculer les vecteurs de pointage, ce qui peut engendrer des problèmes. D'une part, le bruit de fond doit être stationnaire afin d'être rejeté efficacement et de façon permanente par le traitement d'antenne. D'autre part, il faut être certain que la source que l'on souhaite détecter est absente lors de la mesure du bruit de fond seul. Dans le cas contraire, elle sera rejetée par le traitement de la même façon que le bruit de fond. Enfin, le calcul du vecteur de pointage nécessite l'inversion de la matrice de cohérence spatiale du bruit. Dans le cas où celle-ci est mal conditionnée (*i.e.* elle possède des valeurs propres proches de 0), son inversion est instable. Une méthode de régularisation doit alors être employée.

Une seconde méthode couramment employée est la méthode du goniomètre ou méthode MUSIC [BIE85], [BOU92]. Cette méthode, dite « haute-résolution », permet d'accroître la performance de la détection. Elle consiste à décomposer la matrice interspectrale mesurée en deux sous-espaces : un sous-espace « source » et un sous-espace « bruit », orthogonaux entre eux. La décomposition est faite en diagonalisant l'inter-spectre mesuré et en classant de façon décroissante les valeurs propres obtenues. Le sous-espace bruit correspond alors aux valeurs propres inférieures à un seuil. Ce seuil est généralement fixé arbitrairement. La formation de voies est ensuite effectuée soit en projetant l'inter-spectre du sous-espace bruit sur une famille de vecteurs de pointage appartenant au sous-espace source, soit en projetant l'inter-spectre du sous-espace source sur une famille de vecteurs appartenant au sous-espace bruit. Dans les deux cas, il est nécessaire de disposer d'un modèle fiable permettant de générer la base de projection.

Les performances des méthodes Capon et MUSIC ont été comparées à la formation de voies classique [BOU92], [CHO95]. Elles permettent d'accroître de façon significative les performances du traitement d'antenne. Dans le cas qui nous intéresse, on souhaite avant tout détecter une fuite de façon rapide et robuste, sans nécessairement la localiser précisément.

Le recours aux méthodes de traitement adaptatif et aux méthodes haute-résolution ne sera donc pas envisagé.

### 1.3.7 Conclusion sur la formation de voies

Dans cette partie ont été présentées les méthodes classiquement employées en traitement d'antenne. Dans la grande majorité des situations, on cherche à localiser des sources en champ lointain à partir de mesures acoustiques effectuées par une antenne de microphones. Le milieu de propagation peut généralement être considéré comme isotrope et le bruit de fond incohérent spatialement. Dans ce cas, une forme du vecteur de pointage peut être employée et la performance de la détection dépend de la géométrie de l'antenne.

Lorsque les sources à détecter sont situées en champ proche de l'antenne, l'approximation d'onde plane n'est plus possible et les fonctions de propagation entre la source et les capteurs ne peuvent plus être considérées uniquement comme des changements de phase. La détermination des fonctions de Green est alors nécessaire pour construire le vecteur de pointage approprié.

Enfin, dans des cas plus complexes où le bruit de fond est incohérent (ou partiellement cohérent), le traitement classique peut conduire à une baisse de performance de la méthode. Ceci se traduit par la diminution du gain d'antenne et/ou une mauvaise localisation, voire une détection alors que seul le bruit de fond est présent. L'utilisation de méthodes adaptatives ou haute-résolution permet d'introduire de l'information supplémentaire dans le vecteur de pointage de façon à rejeter le bruit de fond. Elles nécessitent de disposer d'un modèle du bruit de fond, ou de la source, ou de pouvoir effectuer une mesure du bruit de fond uniquement. Le calcul du vecteur de pointage peut alors s'avérer compliqué. Enfin, ce type de méthode n'est généralement pas approprié dans le cas d'un bruit de fond instationnaire. Pour ces raisons, elles ne seront pas utilisées pour la détection d'une fuite dans un générateur de vapeur.

## 1.4 Conclusion

Ce premier chapitre a tout d'abord permis de resituer la thèse dans son contexte : le développement d'un système de détection acoustique d'une réaction sodium-eau consécutive à une fuite d'un tube eau/vapeur dans un GV d'un RNR-Na. Une brève description des systèmes de détection hydrogène employés pour détecter une RSE a été faite. Leur domaine de couverture en matière de débit de fuite et de puissance de fonctionnement du GV a été présenté. Ceci a montré la nécessité de développer un système de détection acoustique des fuites de très faible débit lorsque le GV fonctionne à puissance réduite. Nous avons ensuite montré l'ampleur des études à l'échelle mondiale, et particulièrement en France, entre les années 1970 et 1990, sur les systèmes de détection acoustique active et passive. Il apparaît que le « bruit de fuite » (vibrations mesurées sur la virole du GV lors d'une fuite) présente un RSB maximum en basses fréquences. La formation de voies peut permettre d'augmenter encore le RSB.

Un système de détection acoustique abouti, croisant les méthodes active et passive, avait été imaginé pour la surveillance de la RSE dans les GV du réacteur EFR. La nécessité de développer une nouvelle filière de réacteurs, plus efficace énergétiquement, permettant la transmutation de radioéléments à vie longue, plus propre et plus sûre, a relancé les études sur les RNR-Na et donc sur la détection acoustique. Le démonstrateur ASTRID, qui doit être construit dans les années 2020 en France, doit permettre de démontrer que la filière RNR-Na est une filière aboutie concernant ces points.

Dans cette thèse, nous avons choisi de développer la voie passive de la détection acoustique en appliquant la méthode de formation de voies. Cette méthode est largement utilisée dans l'instrumentation navale militaire en raison de sa robustesse et de sa simplicité. La formation de voies est dans ce cas employée pour détecter et localiser des sources acoustiques situées loin d'une antenne constituée de capteurs de pression. Des applications de la formation de voies, pour résoudre des problèmes de localisation de sources en champ proche dans différentes conditions de bruit de fond, ont conduit à des améliorations de cette méthode.

Dans le cas d'une détection de fuite dans un GV, l'hypothèse de champ lointain de la source n'est pas respectée en raison des dimensions du GV (petites par rapport aux longueurs d'onde considérées). De plus, on ne peut pas introduire de sondes acoustiques à l'intérieur du

GV : on aura alors recours à des mesures de vibration de la virole externe du GV. Cette restriction est certainement la plus contraignante puisqu'on a vu qu'il fallait être capable de connaître les fonctions de transfert entre la source à détecter et les capteurs de mesure, or on a à faire ici à un système mécanique très complexe. A notre connaissance, la formation de voies n'a jamais été utilisée pour détecter une source acoustique à partir de mesures vibratoires. C'est sur l'étude de l'influence du comportement vibro-acoustique de ce système sur la performance de la méthode de détection que se concentrera la thèse.

Dans le chapitre 2, nous présenterons l'étude du comportement vibro-acoustique d'une plaque plane (représentant la virole sous l'hypothèse de Love-Kirshhoff), couplée à un fluide lourd (représentant le sodium). Ce système est excité par un monopôle acoustique (représentant la fuite) situé dans le fluide. Les vibrations au niveau de points discrets (représentant les capteurs de l'antenne) sont calculées à l'aide d'un modèle numérique. Ce système simple permet d'analyser l'influence de la distance inter-capteurs, de la proximité du monopôle à l'antenne et du couplage fluide-structure sur la formation de voies. Différents bruits de fond sont considérés. L'application numérique de la formation de voies sur un système plus représentatif de la virole du GV est présentée au chapitre 3. Dans cette étude, l'influence sur la formation de voies du comportement modal des sous-systèmes « cavité acoustique » et « coque cylindrique » couplés est analysée. Le chapitre 4 présente les résultats de validation expérimentale sur un système représentant celui considéré au chapitre 3. Cette expérimentation a été réalisée au Centre Technique du Creusot d'Areva.



## **Chapitre 2. Détection par formation de voies : application au cas d'une plaque plane couplée à un fluide lourd**

---

Ce second chapitre présente les résultats de modélisation numérique de la formation de voies appliquée à un système constitué d'une plaque plane infinie, couplée à un fluide lourd. Un monopôle situé dans le fluide excite le système couplé. Dans la première partie de ce chapitre, nous présenterons la formalisation mathématique et la résolution du problème. Le but n'est pas ici de représenter de façon fidèle la formation de voies sur la virole du GV mais de dégager les phénomènes sous-jacents. Des modèles plus complexes, décrivant le comportement vibratoire d'une coque cylindrique, existent et seront considérés au chapitre 3. Le modèle de plaque plane ne fait pas intervenir la périodicité du champ vibratoire que l'on retrouve sur la circonférence d'une coque cylindrique, et ne permet donc pas de voir les effets des ondes circonférentielles qui en résultent. Malgré ces simplifications, le modèle autorise l'étude de l'effet du couplage entre le milieu acoustique et la structure. On analysera également l'effet de l'échantillonnage spatial du champ vibratoire sur les performances de la formation de voies. Par ailleurs, on considèrera différents types de bruits de fond, ayant différents degrés de cohérence spatiale. Une partie des résultats de ce chapitre ont été présentés au congrès européen d'acoustique EURONOISE 2012 [MOR12].



## 2.1 Modélisation du problème vibro-acoustique

Le système étudié est représenté sur la Figure 2.1, dans le système de coordonnées cartésiennes orthonormées  $Oxyz$ . Il est constitué d'une plaque plane de faible épaisseur  $h$  située en  $z = 0$  et de dimensions infinies dans les directions  $(x, y)$ . Un fluide lourd occupe le demi-espace  $z > 0$ , tandis que le demi-espace  $z < 0$  est occupé par le vide. Un monopôle acoustique émettant un champ de pression sphérique à la fréquence  $f = \omega/2\pi$  est situé dans le fluide à la position  $(S)$  de coordonnées  $(x_s, y_s, z_s)$ . La symétrie axiale du système autour de l'axe  $\vec{z}$  nous permet de considérer le problème 2D dans le plan  $(x, z)$ . On suppose la non réflexion des ondes à l'infini (condition de Sommerfeld).

Le comportement vibratoire d'un tel système a été établi dans la littérature [FAH85], [JUN86], [LJU88], [PAS07]. Il a par ailleurs déjà été utilisé pour modéliser la virole des GV d'EFR, dans le cadre du développement de la détection acoustique active [JOU91], [JOU91-2]. Par ailleurs, le cas spécifique d'une plaque plane couplée à un fluide lourd et excitée par un monopôle situé dans le fluide a été résolu par Saadat et Philippi [SAA81].

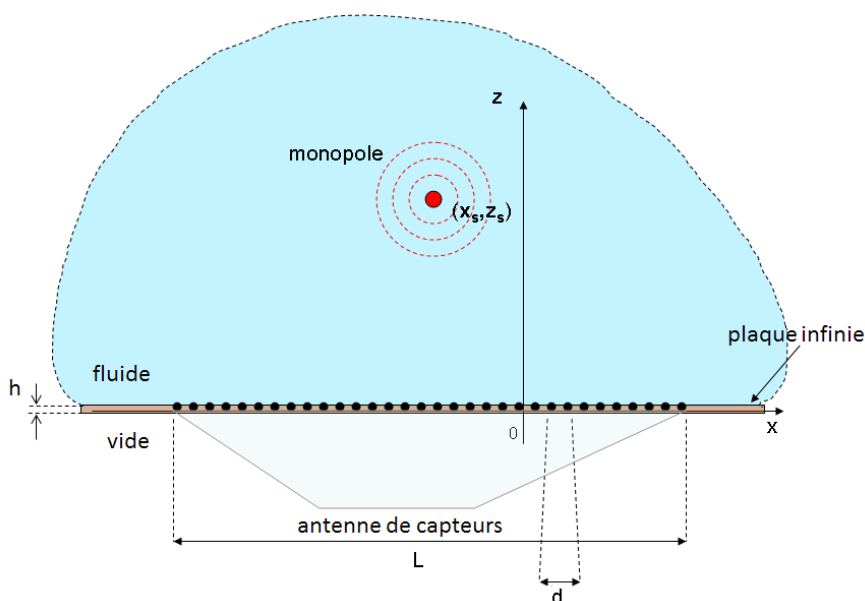


Figure 2.1. Représentation de l'échantillonnage du champ vibratoire

### 2.1.1 Formulation mathématique du problème

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

$$\rho\Delta^2w(x, y) - m\omega w(x, y) = -p(x, y, 0), \quad (2.1)$$

où  $w$  est le déplacement transverse de la plaque,  $\rho$  est la rigidité de flexion du matériau et où  $m = \rho_s h$  est la masse surfacique de la plaque. La pression dans le fluide est définie à partir de la décomposition suivante :

$$p(x, y, z) = p_{inc}(x, y, z) + p_{refl}(x, y, z) + p_{ray}(x, y, z), \quad (2.2)$$

où  $p_{inc}$  est la pression rayonnée par le monopôle, qui s'exprime comme :

$$p_i(x, y, z) = q_s \frac{e^{jk_0\sqrt{x^2+y^2+(z-z_s)^2}}}{4\pi\sqrt{x^2+y^2+(z-z_s)^2}}, \quad (2.3)$$

avec  $q_s$  l'amplitude du monopôle. Dans cette expression, le nombre d'onde acoustique est  $k_0 = \omega/c_0$ . Le champ de pression réfléchi par la plaque, considérée comme infiniment rigide, est noté  $p_{refl}$ . Il est calculé en supposant qu'il provient d'une source fictive dont la position ( $S'$ ) est symétrique à ( $S$ ) par rapport à la plaque, c'est-à-dire à la position ( $x_{s'} = y_{s'} = 0, z_{s'} = -z_s$ ). On a alors :

$$p_{refl}(x, y, z) = q_s \frac{e^{jk_0\sqrt{x^2+y^2+(z+z_s)^2}}}{4\pi\sqrt{x^2+y^2+(z+z_s)^2}} \quad (2.4)$$

On appelle  $p_b = p_{inc} + p_{refl}$  la pression bloquée qui correspond au terme d'excitation de la plaque. La plaque mise en mouvement par le champ acoustique rayonne un champ de pression  $p_{ray}$  dans le fluide, qui se superpose à la pression bloquée.

Dans le milieu fluide, la pression rayonnée par la plaque respecte l'équation d'Helmholtz homogène :

$$\Delta p_{ray}(x, y, z) + k_0^2 p_{ray}(x, y, z) = 0. \quad (2.5)$$

Par ailleurs, la continuité de la vitesse radiale de la plaque et du fluide est donnée par la relation d'Euler :

$$-\rho_0\omega^2 w(x, y) = \frac{\partial p_{ray}}{\partial z}(x, y, 0), \quad (2.6)$$

où  $\rho_0$  est la masse volumique du fluide.

### 2.1.2 Résolution du problème dans l'espace des nombres d'onde

La détermination des déplacements transverses de la plaque  $w(x, y)$  et du champ de pression dans le fluide  $p(x, y, z)$  est très complexe dans l'espace réel. Les équations sont donc généralement exprimées dans l'espace des nombres d'onde en effectuant une double transformée de Fourier spatiale dans le plan  $(x, y)$ , définie par :

$$f(x, y, z) \xrightarrow{T.F.} \tilde{f}(k_x, k_y, z)$$

$$\tilde{f}(k_x, k_y, z) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} f(x, y, z) e^{-j(k_x x + k_y y)} dx dy. \quad (2.7)$$

En appliquant cette transformée à l'équation du mouvement (2.1) on obtient :

$$[\bar{\varrho}(k_x^2 + k_y^2)^2 - m\omega^2] \tilde{w}(k_x, k_y) = -\tilde{p}(k_x, k_y, 0). \quad (2.8)$$

L'expression (2.8) nous permet d'exprimer l'impédance de la plaque :

$$\tilde{Z}_{plaque}(k_x, k_y) = \frac{\tilde{p}(k_x, k_y, 0)}{-j\omega \tilde{w}(k_x, k_y)} = \frac{j}{\omega} (\bar{\varrho}(k_x^2 + k_y^2)^2 - m\omega^2). \quad (2.9)$$

La transformée de Fourier de l'équation d'Helmholtz (2.5) donne :

$$(k_0^2 - k_x^2 - k_y^2) \tilde{p}_{ray}(k_x, k_y, z) + \frac{\partial^2 \tilde{p}_{ray}}{\partial z^2}(k_x, k_y, z) = 0. \quad (2.10)$$

De la même façon, la transformée de Fourier de l'équation d'Euler (2.6) donne :

$$\rho_0 \omega^2 \tilde{w}(k_x, k_y) = \frac{\partial p_{ray}}{\partial z}(k_x, k_y, 0). \quad (2.11)$$

La résolution de l'équation (2.10) avec la condition (2.11) nous permet de relier la pression rayonnée dans le fluide aux déplacements transverses de la plaque :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, k_y, z) = \frac{\rho_0 \omega^2 e^{jk_z z}}{jk_z} \tilde{w}(k_x, k_y). \quad (2.12)$$

Dans cette expression,  $k_z$  satisfait la relation de dispersion :

$$k_0^2 - k_x^2 - k_y^2 + k_z^2 = 0. \quad (2.13)$$

On obtient donc 2 solutions<sup>6</sup> :

$$\begin{aligned} k_z &= -\sqrt{k_0^2 - k_x^2 - k_y^2} \quad \text{lorsque} \quad \sqrt{k_x^2 + k_y^2} < k_0, \\ k_z &= j\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2} \quad \text{lorsque} \quad \sqrt{k_x^2 + k_y^2} > k_0. \end{aligned} \quad (2.14)$$

L'expression (2.12) nous permet d'exprimer l'impédance acoustique :

$$\tilde{Z}_0(k_x, k_y) = \frac{\tilde{p}_{ray}(k_x, k_y, 0)}{-j\omega \tilde{w}(k_x, k_y)} = \frac{\rho_0 \omega}{k_z}. \quad (2.15)$$

Enfin, la transformée de Fourier des expressions (2.3) et (2.4) donne [SAA81]:

$$\tilde{p}_{inc}(k_x, k_y, z) = -\frac{q_s}{8\pi^2} \frac{e^{jk_z|z-z_s|}}{jk_z}, z > 0, \quad (2.16)$$

$$\tilde{p}_{refl}(k_x, k_y, z) = -\frac{q_s}{8\pi^2} \frac{e^{jk_z|z+z_s|}}{jk_z}, z < 0. \quad (2.17)$$

Par ailleurs, la transformée de Fourier de l'expression (2.2) s'écrit :

---

<sup>6</sup> la résolution de l'équation (2.13) donne en réalité 4 solutions de type  $k_z = \pm \eta_z$ . Seules les solutions retenues respectent la condition de Sommerfeld.

$$\begin{aligned}\tilde{p}(k_x, k_y, z) &= \tilde{p}_{inc}(k_x, k_y, z) + \tilde{p}_{refl}(k_x, k_y, z) \\ &+ \tilde{p}_{ray}(k_x, k_y, z).\end{aligned}\quad (2.18)$$

L'expression de la vitesse de la plaque dans les nombres d'ondes s'obtient en utilisant les relations (2.9), (2.15), (2.16), (2.17) et (2.18) :

$$\tilde{w}(k_x, k_y) = \frac{q_s}{8\pi^2 j k_z} \frac{e^{j k_z z_s}}{\tilde{Z}_0(k_x, k_y) + \tilde{Z}_{plaque}(k_x, k_y)} \quad (2.19)$$

ainsi que la pression rayonnée par la plaque dans le fluide :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, k_y, z) = \frac{q_s}{8\pi^2 j k_z} \frac{\tilde{Z}_0(k_x, k_y) e^{j k_z (z+z_s)}}{\tilde{Z}_0(k_x, k_y) + \tilde{Z}_{plaque}(k_x, k_y)} \quad (2.20)$$

### 2.1.3 Retour dans l'espace réel

La vitesse de vibration transverse de la plaque et la pression rayonnée dans le fluide sont calculées en effectuant une double transformée de Fourier spatiale inverse des relations (2.19) et (2.20) définie par :

$$\begin{aligned}\tilde{f}(k_x, k_y, z) &\xrightarrow{T.F.I} f(x, y, z) \\ f(x, y, z) &= \int_{\mathbb{R}^2} \tilde{f}(k_x, k_y, z) e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y.\end{aligned}\quad (2.21)$$

Les expressions de la vitesse transverse de la plaque et de la pression rayonnée par la plaque dans le milieu acoustique sont finalement exprimées comme :

$$w(x, y) = \frac{q_s}{8\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} \frac{e^{j k_z z_s} / j k_z}{\tilde{Z}_0(k_x, k_y) + \tilde{Z}_{coup}(k_x, k_y)} e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y, \quad (2.22)$$

$$p_{ray}(x, y, z) = \frac{q_s}{8\pi^2} \int_{\mathbb{R}^2} \frac{\tilde{Z}_0(k_x, k_y) e^{jk_z(z+z_s)}}{jk_z[\tilde{Z}_0(k_x, k_y) + \tilde{Z}_{coup}(k_x, k_y)]} e^{j(k_x x + k_y y)} dk_x dk_y. \quad (2.23)$$

### 2.1.4 Résolution numérique dans l'espace des nombres d'onde

Les propriétés physiques du fluide sont celles du sodium liquide à 530°C (densité :  $\rho_0 = 830 \text{ g.m}^{-3}$ , célérité des ondes acoustiques :  $c_0 = 2300 \text{ m.s}^{-1}$ , facteur de perte :  $\eta_0 = 10^{-3}$ ). La plaque, d'épaisseur  $h = 28 \text{ mm}$ , est en acier inoxydable (densité :  $\rho_{plaque} = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$ , module de Young :  $E = 2.03.10^{11} \text{ Pa}$ , Coefficient de Poisson :  $\nu = 0.3$ , facteur de perte :  $\eta_{plaque} = 10^{-2}$ ).

Les valeurs du champ de vitesse transverse sur la plaque et de la pression dans le fluide sont calculées dans l'espace des nombres d'ondes. Comme les transformées de Fourier ne peuvent être calculées analytiquement, on calcule les transformées de Fourier discrètes (TFD), qui nécessitent de tronquer et d'échantillonner l'espace des nombres d'onde. Le système étant symétrique autour de l'axe  $\vec{z}$ , les dimensions de cet espace sont les mêmes suivant les axes  $\vec{k}_x$  et  $\vec{k}_y$ . Les bornes extérieures de l'espace des nombres d'onde sont notées  $[k_{min}, k_{max}]$  et le pas de discrétisation est noté  $dk$ . La valeur des nombres d'onde importants, c'est-à-dire le nombre d'onde naturel de flexion de la plaque et le nombre d'onde acoustique doivent être déterminés. Le nombre d'onde naturel de flexion de la plaque, sans prendre en compte le couplage avec le fluide, s'exprime par [FAH85] :

$$k_{f,in\ vacuo}^{plaque} = \left(\frac{m}{\rho}\right)^{1/4} \sqrt{\omega}. \quad (2.24)$$

On aura toujours  $k_{f,in\ vacuo}^{plaque} > k_0$  tant que  $\omega$  restera inférieur à la fréquence de coïncidence

$$f_c = \frac{c_0^2}{2\pi} \sqrt{\frac{\rho_{plaque} h}{c_l}} \text{ qui vaut } f_c = 36.8 \text{ kHz, ce qui est bien au-dessus de la fréquence maximum}$$

considérée dans le cas de notre modélisation. On aura alors toujours  $f < f_c$  et la borne d'intégration supérieure sera toujours basée sur la valeur de  $k_{f,in\ vacuo}^{plaque}$ . La valeur maximum

est fixée à  $k_{max} = A_{max} k_{f,in\ vacuo}^{plaque}$  et le pas de discrétisation est

$dk = A_{dk}\eta_0 \frac{k_{f,in\ vacuo}^{plaque}}{2}$ . Les coefficients  $A_{max}$  et  $A_{dk}$  sont déterminés de façon à établir une cartographie suffisamment fine des champs (respectant le critère de Shannon spatial lors du retour dans l'espace réel), tout en limitant le temps de calculs. Des valeurs  $A_{dk} \leq 1/2$  et  $A_{max} \geq 2$  sont recommandées pour effectuer un échantillonnage correct [MAX09]. Puisque le champ de déplacement possède une symétrie axiale autour de l'origine dans l'espace des nombres d'ondes, nous choisissons  $k_{min} = -k_{max}$ .

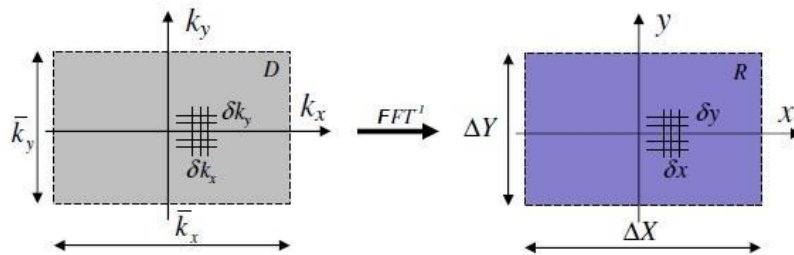


Figure 2.2. Représentation des changements d'échelle lors d'une transformée de Fourier rapide [MAX09]

Un algorithme de transformée de Fourier rapide inverse (iFFT) est utilisé pour calculer les vibrations dans l'espace réel. Lors d'une iFFT, les dimensions du maillage dans l'espace réel sont liées aux dimensions du maillage dans l'espace des nombres d'ondes par les relations suivantes (Figure 2.2) :

$$\Delta X = \frac{2\pi}{dk}; dx = \frac{2\pi}{\Delta k}, \quad (2.25)$$

où  $\Delta k = k_{max} - k_{min}$ . Le maillage dans l'espace réel est donc régulier et identique dans les directions x et y et on a  $\Delta X = \Delta Y = x_{max} - x_{min}$  et le pas spatial  $dx = dy$ .

## 2.2 Résultats numériques

### 2.2.1 Influence de la distance entre le monopôle et la plaque sur le champ vibratoire

Un monopôle acoustique à une fréquence de 500 Hz est considéré. On rappelle que la valeur de la longueur d'onde  $\lambda$  est reliée au nombre d'onde  $k$  par la relation suivante :

$$\lambda = \frac{2\pi}{k}. \quad (2.26)$$

A 500 Hz, la longueur d'onde acoustique dans le sodium liquide vaut  $\lambda_0 = 4.6 \text{ m}$  et la longueur d'onde de flexion de la plaque, calculée avec les expressions (2.24) et (2.26), vaut  $\lambda_{f, \text{in vacuo}}^{\text{plaque}} = 0.73 \text{ m}$ . La Figure 2.3 représente la vitesse transverse de la plaque couplée au fluide,  $\tilde{w}(k_x, k_y)$  en dB (normalisée par rapport à son maximum), dans l'espace des nombres d'ondes. La vitesse transverse est calculée à partir de l'expression (2.19), lorsque le monopôle est à proximité de la plaque, à une distance  $z_s = \frac{\lambda_0}{50} = 9.2 \text{ cm}$  (a) ou à distance de la plaque, à une distance  $z_s \approx \frac{\lambda_0}{5} = 92 \text{ cm}$  (b).

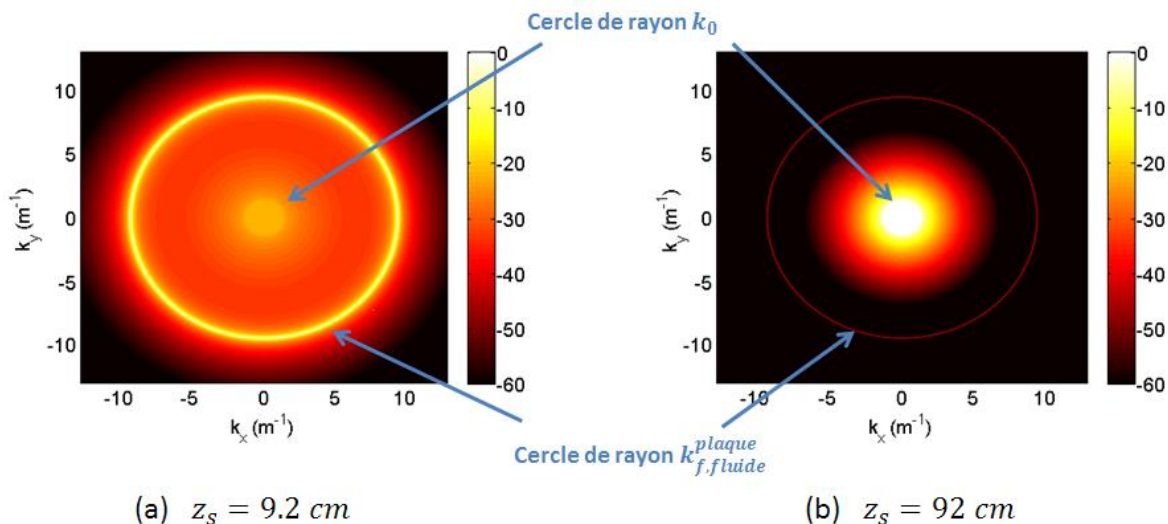


Figure 2.3. Vitesses transverses de la plaque couplée au fluide, dans l'espace des nombres d'ondes (dB)

Lorsque la source est située à proximité de la plaque (a), le champ de pression incident est peu filtré par le milieu acoustique. La plaque est excitée principalement sur des nombres d'ondes formant un cercle dont le rayon est supérieur au nombre d'onde de flexion naturel.



Cet effet est dû à la masse ajoutée par le fluide. On note  $k_{f,fluide}^{plaque}$  le nombre d'onde de flexion en prenant en compte la masse ajoutée. Il correspond au nombre d'onde assurant l'égalité entre l'impédance de la plaque et l'impédance acoustique [FAH85] :

$$\tilde{Z}_{plaque}(k_{f,fluide}^{plaque}) = \tilde{Z}_0(k_{f,fluide}^{plaque}). \quad (2.27)$$

Ce qui donne après développement :

$$k_{f,fluide}^{plaque} = \left[ k_{f,in\ vacuo}^{plaque}^4 - \frac{\rho_0 \omega}{\sqrt{k_{f,fluide}^{plaque\ 2} - k_0^2}} \right]^{1/4}. \quad (2.28)$$

Un calcul itératif permet d'obtenir le nombre d'onde  $k_{f,fluide}^{plaque}$ .

Dans le cas d'un monopôle à proximité de la plaque, le nombre d'onde de flexion correspond à des variations spatiales de faible longueur d'onde. Les amplitudes de vitesse ne sont toutefois pas négligeables au niveau des nombres d'onde inférieurs au nombre d'onde de flexion, notamment dans le domaine acoustique, caractérisé par le cercle de rayon  $k_0$ .

Lorsque le monopôle s'éloigne de la plaque (b), la pression incidente est filtrée par le milieu acoustique et la plaque est principalement excitée sur les nombres d'ondes  $k_x \leq k_0$ . La longueur d'onde acoustique est supérieure à la longueur d'onde de flexion de la plaque. L'échantillonnage du champ vibratoire nécessite donc un espacement inter-capteur moins fin que dans le cas précédent.

### 2.2.2 Influence de l'amortissement sur le champ vibratoire

La dissipation d'énergie dans la plaque a été prise en compte en introduisant facteur de perte  $\eta_{plaque}$  dans la rigidité de flexion complexe  $\hat{q} = q(1 + j\eta_{plaque})$ . Un facteur de perte  $\eta_0$ , a quant à lui, été introduit dans la célérité acoustique  $\hat{c}_0 = c_0(1 - j\eta_0)$  pour introduire de la dissipation d'énergie dans le milieu acoustique.

Le facteur de perte d'un mode fréquentiel correspond au rapport de la largeur à -3 dB du pic caractérisant ce mode, sur son amplitude. Le facteur de perte d'une structure ou d'un milieu varie en fonction de nombreux paramètres [NAS85]. Dans les résultats numériques présentés, les valeurs des taux des amortissements dynamiques acoustiques et structurels ont

été fixées de façon arbitraire à 1%. Dans les alliages d'aciers, le taux d'amortissement dynamique a une valeur généralement située autour de  $10^{-3}$  [CEB94]. L'effet d'une augmentation de l'amortissement dynamique dans la structure est présenté sur la Figure 2.4.

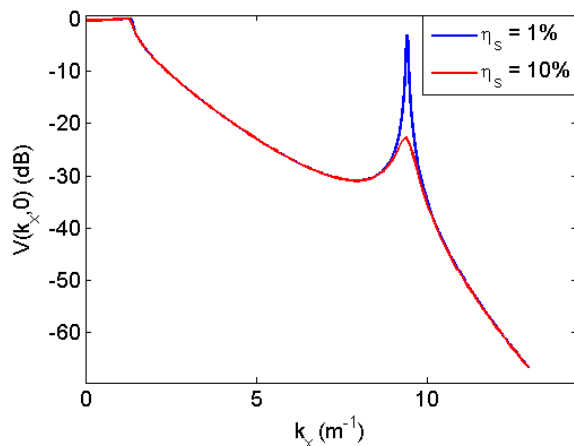


Figure 2.4. Vitesse de vibration transverse  $\tilde{w}(k_x, 0)$  (en dB) normalisée par rapport à son maximum, lorsque le taux d'amortissement dans la structure vaut 1% (bleu) et 10% (rouge)

L'augmentation du facteur de perte d'un facteur 10 entraîne une diminution d'environ 25 dB de la vitesse de vibration au niveau du pic apparaissant au nombre d'onde naturel de flexion de la plaque mais pas aux autres nombres d'onde. La variation des facteurs de perte est donc susceptible de modifier la répartition énergétique de la vitesse de vibration de la plaque présentée sur la Figure 2.3.

### 2.3 Echantillonnage spatial du champ vibratoire sur la plaque

Mesurer les vitesses transverses de la plaque par un réseau régulier de capteurs revient à effectuer un échantillonnage spatial du champ vibratoire [DEV11]. Dans la suite, on considère une antenne linéaire suivant la direction  $x$  composée de  $M$  éléments espacés régulièrement d'une distance  $d$ . La longueur totale de l'antenne  $L = (M - 1)d$  est constante et vaut 4 m. Les éléments de l'antenne sont représentés sur la Figure 2. La donnée d'entrée de la formation de voies est le vecteur des vitesses transverses, calculées au niveau des capteurs de l'antenne avec l'expression (2.22) :

$$\vec{W} = [w_1 \quad \cdots \quad w_M]. \quad (2.29)$$

On supposera dans un premier temps que l'antenne est centrée sur l'abscisse  $x_s$  de la source.

Les valeurs du module et de la phase des vitesses transverses, au niveau de capteurs espacés d'une distance  $d = 0.1$  m, sont présentées sur la Figure 2.5 (trait plein bleu) dans le cas d'un monopôle à distance (a) et à proximité (b) de la plaque. La vitesse acoustique du champ incident au niveau de la plaque s'exprime comme :

$$w_0(x) = \frac{1}{j\omega\rho_0} \frac{\partial p_{inc}}{\partial z}(x, z = 0), \quad (2.30)$$

où  $p_{inc}$  est le champ acoustique incident généré par la source en l'absence de plaque, calculé avec l'expression (2.3). Après développement, l'expression (2.30) s'écrit :

$$w_0(x) = \frac{-q_s z_s e^{jk_0 \sqrt{(x_s - x)^2 - z_s^2}}}{\omega\rho_0 4\pi((x_s - x)^2 - z_s^2)} \left( k_0 + \frac{j}{\sqrt{(x_s - x)^2 - z_s^2}} \right) \quad (2.31)$$

La vitesse acoustique, calculée avec l'expression (2.22) est aussi représentée sur la Figure 2.5 (trait plein rouge).

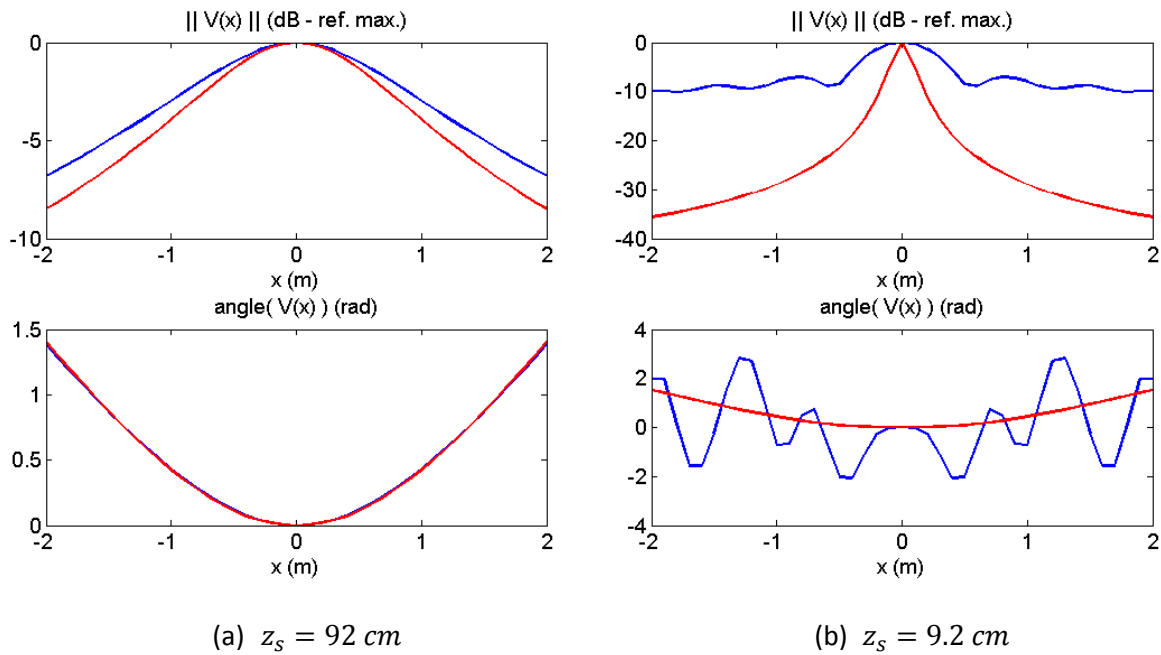


Figure 2.5. Module (dB) et phase (rad) des vitesses transverses de la plaque (bleu) et des vitesses acoustiques incidentes (rouge) au niveau des capteurs de l'antenne, lorsque le monopôle est situé à une distance de la plaque ou  $z_s = 92$  cm (a) et  $z_s = 9.2$  cm (b)

Lorsque le monopôle est situé à 92 cm de la plaque (a), la longueur d'onde caractéristique du champ vibratoire est de l'ordre de la longueur d'onde du champ de vitesse acoustique incidente. La plaque répondant peu sur son onde de flexion naturelle, la variation spatiale du champ vibratoire est liée essentiellement à l'atténuation sphérique du champ acoustique. Cependant, l'atténuation spatiale de la vitesse de la plaque est légèrement moins importante que l'atténuation de la vitesse acoustique incidente. Les mouvements de la plaque ont tendance à s'opposer aux mouvements des particules de fluide.

Lorsque le monopôle est situé à 9.2 cm de la plaque (b), la longueur d'onde caractérisant les vibrations de la plaque est principalement la longueur d'onde de flexion  $\lambda_{f,fluide}^{plaque}$ .

De façon analogue au processus d'échantillonnage temporel, la distance entre les capteurs (qui est en fait la période spatiale d'échantillonnage) doit être suffisamment faible pour échantillonner fidèlement l'information portée par les nombres d'ondes les plus élevés (correspondant aux longueurs d'ondes les plus petites) présents dans le signal. On définit ainsi un équivalent spatial du critère de Shannon :

$$d_{max} < \frac{\lambda_{min}}{2}. \quad (2.32)$$

Dans cette inégalité,  $\lambda_{min}$  est la longueur d'onde la plus faible contenue dans le champ spatial que l'on souhaite échantillonner. Dans le cas d'une source à proximité de la plaque, on aura  $\lambda_{min} = \lambda_{f,fluide}^{plaque}$ , ce qui correspond à de petites longueurs d'ondes. Lorsque la source est située à distance de la plaque, on aura  $\lambda_{min} = \lambda_0$ , ce qui nécessite un échantillonnage spatial plus grossier.

## 2.4 Formation de voies sur le champ vibratoire mesuré par une antenne

### linéaire

#### 2.4.1 Maillage de l'espace de détection

L'espace de détection est constitué de l'ensemble des positions  $u$  supposées du monopôle, de coordonnées  $(x_u, z_u)$ . Il est défini en fonction de la géométrie du problème et du degré de précision souhaité sur la localisation. L'antenne étant centrée sur l'origine du repère, le système est symétrique autour de l'axe  $\vec{z}$ . L'espace de détection qui sera considéré par la suite est représenté sur la Figure 2.6.

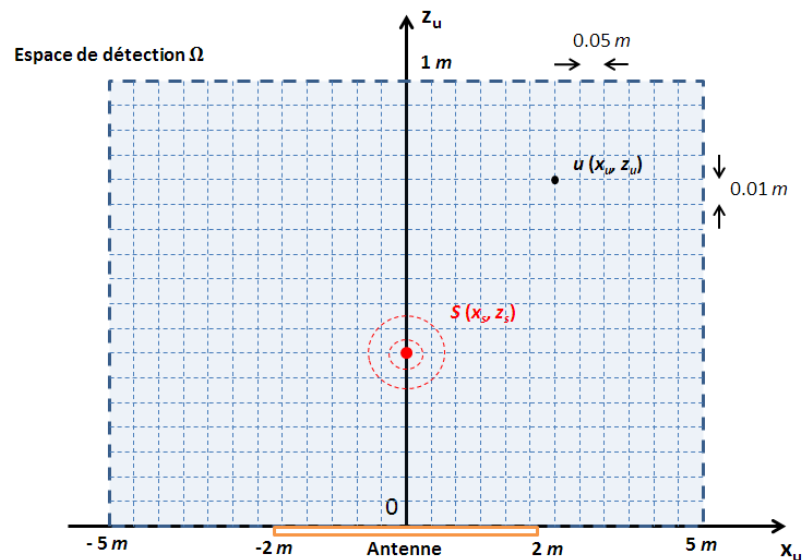


Figure 2.6. Espace de détection considéré

#### 2.4.2 Filtrage en présence d'un bruit de fond spatialement incohérent

Une source acoustique à détecter à la position  $(S)$  est considérée. L'inter-spectre du vecteur des vibrations transverses induites par la source  $(S)$  au niveau des capteurs de l'antenne est calculé en utilisant l'expression (1.13). Dans cette expression, le vecteur des fonctions de transfert,  $\vec{\bar{H}}_s$ , est calculé à partir du modèle décrit au paragraphe §2.1. Il est normalisé par rapport à sa composante correspondant au capteur de référence. Le capteur de référence est choisi comme étant celui mesurant l'amplitude la plus importante<sup>7</sup>. Les vecteurs

<sup>7</sup> Dans le cas d'une plaque plane avec un bruit de fond incohérent, le capteur de référence est toujours le capteur le plus proche de la source.

de pointage sont alors calculés avec l'expression (1.23). Dans cette expression, le vecteur  $\vec{H}_u$  est obtenu en calculant les vitesses sur les capteurs de l'antenne, lorsque le monopôle est situé à la position  $u$  de coordonnées  $(x_u, z_u)$  à partir du même modèle. La formation de voies est effectuée à partir de l'expression (1.16), en balayant chacune des positions  $u$  dans l'espace  $\Omega$ . Deux vecteurs de pointage  $\vec{H}_u^0$  et  $\vec{H}_u^{plane}$ , basés respectivement sur l'expression de la vitesse acoustique (2.22) et sur l'expression du vecteur de pointage (1.2) dans le cas d'une onde plane, sont aussi considérés. Ils permettront d'analyser l'influence du mouvement de la plaque sur la formation de voies, en particulier lorsque l'hypothèse d'onde plane est respectée ou non. On rappelle par ailleurs que la matrice des inter-spectres d'un bruit de fond incohérent est une matrice identité. Le terme correspondant au bruit filtré (i.e. le second terme du membre de droite de l'expression (1.17)) sera par conséquent toujours égal à l'auto-spectre du bruit de fond sur le capteur de référence dans le cas d'un vecteur de pointage unitaire. Le gain d'antenne dans le cas d'un bruit de fond spatialement incohérent est donc toujours égal à la valeur de la fonction de directivité à la position ( $S$ ). Etudier la valeur en sortie de traitement ou la fonction de directivité est équivalent, au terme près. Seule la fonction de directivité  $D_u$  sera donc étudiée par la suite.

#### 2.4.2.1 Détection et localisation d'une source à distance de la plaque

Un espacement  $d = 10$  cm entre les capteurs est considéré. L'antenne est donc constituée de 41 éléments. Un monopôle acoustique centré sur l'antenne, à une distance  $z_s = 92$  cm de celle-ci, est considéré. Les valeurs de la fonction de directivité dans l'espace de détection sont représentées sur les Figure 2.7.a, 2.7.b et 2.7.c, lorsque les vecteurs de pointage utilisés sont respectivement  $\vec{H}_u$ ,  $\vec{H}_u^0$  et  $\vec{H}_u^{plane}$ .

D'autre part, les valeurs de la fonction de directivité sur les axes  $(x_s, z_u)$  et  $(x_u, z_s)$  sont représentées, pour ces trois vecteurs de pointage, sur les Figure 2.8.a et 2.8.b, respectivement.

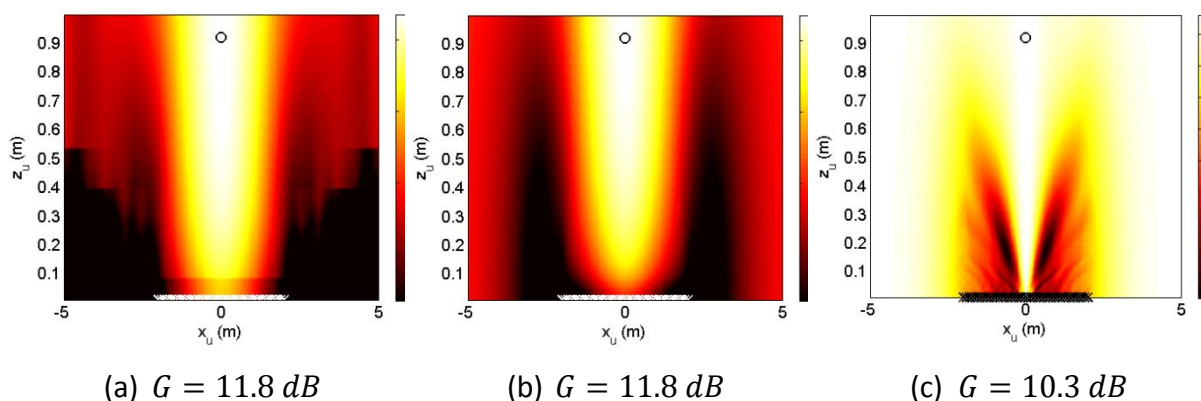


Figure 2.7. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) dans l'espace de détection pour un monopôle à la position  $z_s = 92 \text{ cm}$ ,  $x_s = 0 \text{ cm}$ . (a) vecteur de pointage basé sur le modèle complet; (b) vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique; (c) vecteur de pointage en onde plane.  $x$  : position des éléments de l'antenne ;  $o$  : position réelle du monopôle

Les valeurs de la fonction de directivité en utilisant les vecteurs de pointage  $\vec{H}_u$  et  $\vec{H}_u^0$  sont très similaires. La Figure 2.8 permet d'observer que le maximum de la fonction de directivité est bien atteint à la position (S). La localisation est donc correcte et le gain d'antenne est significatif puisqu'il vaut 11.8 dB dans les deux cas. Ces résultats sont en accord avec l'analyse du champ vibratoire de la plaque faite au paragraphe §2.3. L'onde incidente émise par le monopôle étant fortement filtrée par le milieu acoustique, l'onde de flexion de la plaque est peu excitée. Celle-ci vibre alors en phase avec les particules de fluide à proximité et son comportement propre peut être négligé.

En revanche, la formation de voies en supposant un front d'onde incident plan ne permet pas de localiser le monopôle. Le monopôle est en effet situé à une distance bien inférieure à la longueur d'onde acoustique qui vaut 4.6m à 500 Hz. L'hypothèse de champ lointain n'est donc pas respectée et le front d'onde incident n'est pas plan. La valeur maximale du lobe principal est significative en raison du nombre important de capteurs considéré. La Figure 2.7.c fait apparaître des valeurs plutôt uniformes de la fonction de directivité dans l'espace de détection, aux positions dont les abscisses ne sont pas celles recouvertes par l'antenne. Ceci induit une erreur importante sur la localisation. La Figure 2.8 montre que le lobe principal est très aplati (faible amplitude et ouverture importante). La faible dynamique ne permet donc pas de discriminer de façon claire la position du monopôle par rapport aux autres positions pointées. Ce type de vecteur de pointage n'est pas adapté à notre problème.



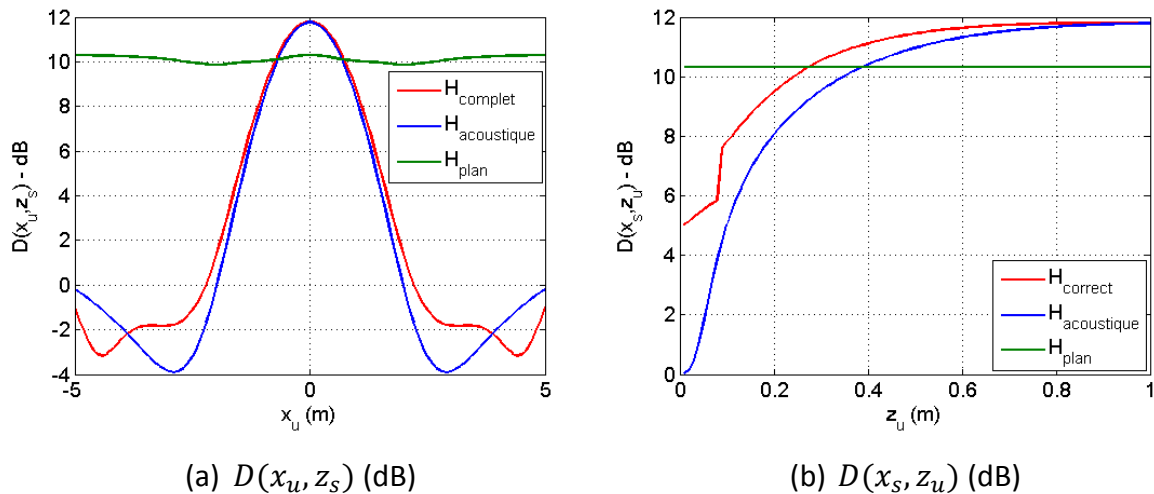


Figure 2.8. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) sur un axe  $x_u$  au niveau de l'ordonnée  $z_s = 92 \text{ cm}$  de la source (a) et d'un axe  $z_u$  au niveau de l'abscisse  $x_s = 0 \text{ cm}$  de la source

#### 2.4.2.2 Détection et localisation d'une source à proximité de la plaque en respectant le critère d'échantillonnage spatial

Un monopôle situé à une distance  $z_s = 9.2 \text{ cm}$  et centré sur l'antenne est à présent considéré. Un critère de type Shannon a été établi au paragraphe §2.3 sur l'échantillonnage spatial. Il apparait que l'espacement inter-capteurs nécessaire au bon échantillonnage du champ vibratoire dans ce cas doit être inférieur à  $\frac{\lambda_{f,\text{fluide}}^{\text{plaque}}}{2} = 0.33 \text{ cm}$ . L'espacement inter-capteurs est dans un premier temps de  $d = 0.1 \text{ cm}$  afin de satisfaire pleinement le critère d'échantillonnage spatial. Les valeurs prises par la fonction de directivité dans l'espace de détection sont présentées sur les Figure 2.9.a, 2.9.b et 2.9.c, lorsque les vecteurs de pointage utilisés sont respectivement  $\vec{H}_u$ ,  $\vec{H}_u^0$  et  $\vec{H}_u^{\text{plane}}$ . D'autre part, les valeurs de la fonction de directivité sur les axes  $(x_s, z_u)$  et  $(x_u, z_s)$  sont représentées respectivement sur les Figure 2.10.a et 2.10.b, pour ces trois vecteurs de pointage.

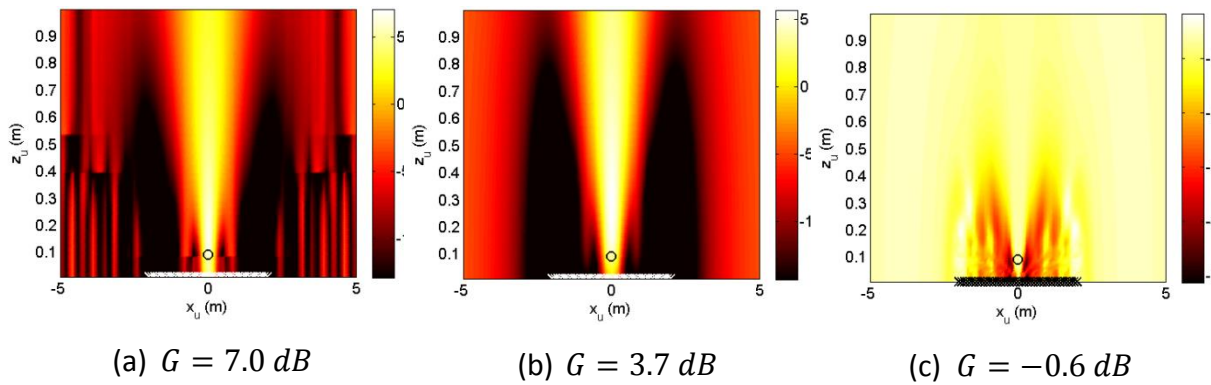


Figure 2.9. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) dans l'espace de détection, pour une source à la position  $z_s = 9.2 \text{ cm}$ ,  $x_s = 0 \text{ cm}$ . (a) vecteur de pointage basé sur le modèle complet; (b) vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique; (c) vecteur de pointage en onde plane.  $x$  : position des éléments de l'antenne ;  $o$  : position réelle du monopôle

L'étude du champ vibratoire dans le cas d'une source à proximité de la plaque, faite au paragraphe §2.3, a montré que la plaque répondait de façon prépondérante sur son onde de flexion. Les Figure 2.9.a, 2.10.a et 2.10.b montrent que la fonction de directivité focalise de façon efficace sur la source et que le gain d'antenne est de 7 dB lorsque le vecteur de pointage est basé sur le modèle décrivant complètement le champ vibratoire. Les lobes secondaires sont toutefois plus importants que dans le cas d'une source en champ lointain. Le gain est en fait lié au nombre de capteurs mesurant une amplitude significative. La Figure 2.5 montre que le nombre de capteurs mesurant une amplitude significative est moins important dans le cas d'une source à proximité de la plaque car la décroissance spatiale est plus importante que dans le cas d'une excitation à distance de la plaque.

La formation de voies effectuée avec un vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique permet de déterminer de façon approximative la position du monopôle. L'abscisse de la source est déterminée de façon exacte mais l'erreur sur l'ordonnée  $z_s$  de la source est d'environ 15 cm. De ce fait, le gain d'antenne est inférieur au cas d'un vecteur de pointage exact mais la valeur maximale du lobe principal n'est toutefois pas négligeable puisqu'elle est de 5.7 dB. L'utilisation d'un vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique ne met donc pas en défaut la formation de voies, bien qu'il introduise une erreur sur la localisation. Ce résultat met en évidence le fait que le mouvement de flexion de la plaque ne joue pas un rôle important sur ce cas, bien que celle-ci réponde pourtant principalement sur son onde naturelle de flexion.

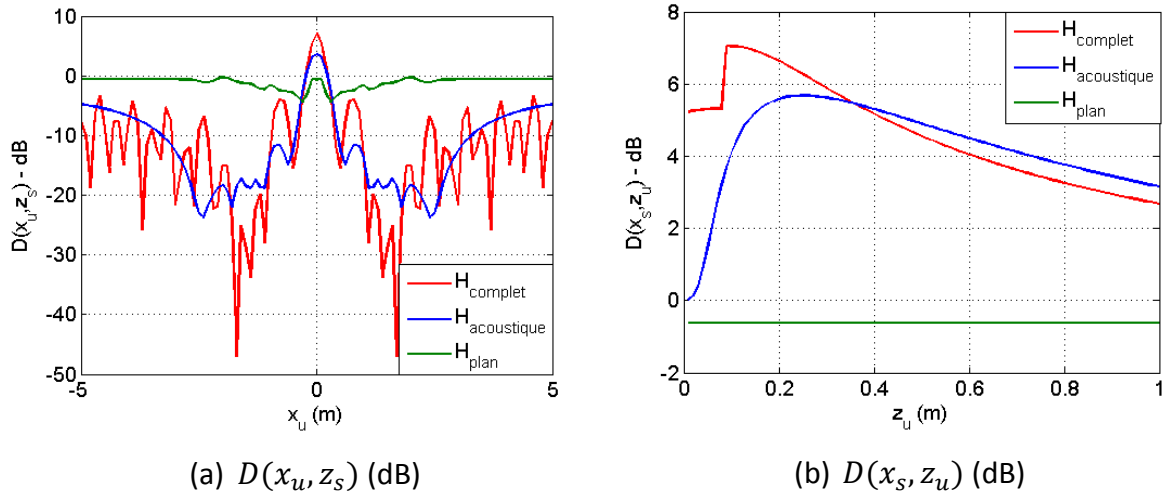


Figure 2.10. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) sur un axe  $x_u$  au niveau de l'ordonnée  $z_s = 9.2 \text{ cm}$  de la source (a) et d'un axe  $z_u$  au niveau de l'abscisse  $x_s = 0 \text{ cm}$  de la source

L'utilisation d'un vecteur de pointage en supposant une source en champ lointain ne permet pas de localiser ni de détecter la source. Le gain d'antenne est proche de 0 dB et la fonction de directivité est presque uniforme dans l'espace de détection. Ce résultat était prévisible puisque l'hypothèse de champ lointain est encore moins respectée que dans le cas présenté au paragraphe §2.4.2.1.

#### 2.4.2.3 Détection et localisation d'une source à proximité de la plaque sans respecter le critère d'échantillonnage spatial

Le cas d'une formation de voies dans la condition de non-respect du critère d'échantillonnage spatial établi au paragraphe §2.3 est à présent considéré. L'espacement inter-capteurs est  $d = 0.5 \text{ m}$ , ce qui est supérieur à la demi-longueur d'onde de flexion  $\frac{\lambda_{f,\text{fluide}}^{\text{plaque}}}{2}$ . La longueur de l'antenne étant constante, le nombre de capteurs a été divisé par 5. Les valeurs de la fonction de directivité dans l'espace de détection sont présentées sur les Figure 2.11.a et 2.11.b, lorsque les vecteurs de pointage utilisés sont respectivement  $\vec{H}_u$  et  $\vec{H}_u^0$ . D'autre part, les valeurs de la fonction de directivité sur les axes  $(x_s, z_u)$  et  $(x_u, z_s)$  sont représentées respectivement sur les Figure 2.12.a et 2.12.b, pour ces deux vecteurs de pointage.

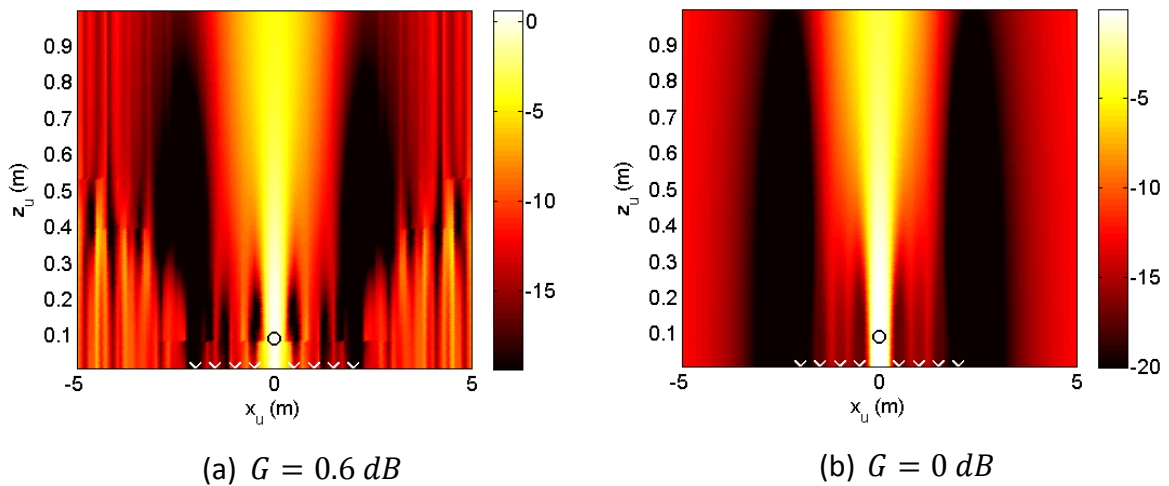


Figure 2.11. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) dans l'espace de détection, pour une source à la position  $z_s = 9.2 \text{ cm}$ ,  $x_s = 0 \text{ cm}$ . Espacement inter-capteurs  $d = 0.5 \text{ m}$ . (a) vecteur de pointage basé sur le modèle complet; (b) vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique

Les résultats, dans le cas d'un vecteur de pointage décrivant le champ vibratoire de façon complète, montrent que le sous-échantillonnage du champ vibratoire ne met pas en défaut la localisation du monopôle. De nombreuses oscillations sont toutefois visibles de part et d'autre de l'antenne dans l'espace de détection. Elles sont dues au sous-échantillonnage du signal. L'utilisation d'un vecteur de pointage basé sur la vitesse acoustique permet de lisser la fonction de directivité et de réduire ces oscillations, tout en localisant le monopôle avec une erreur acceptable (environ 10 cm d'erreur sur l'ordonnée  $z_s$ ).

Ces résultats surprenants confirment que l'onde de flexion naturelle de la plaque peut être négligée devant l'onde acoustique, même lorsque celle-ci répond principalement sur son onde de flexion naturelle. Le gain d'antenne a fortement chuté comparé au cas bien échantillonné. Urick a établi que le gain d'antenne dans le cas d'une formation de voie classique (onde plane) était relié au nombre de capteurs  $M$  d'une antenne linéaire par la relation [URI83]:

$$G_{plane} = 10 \cdot \log_{10}(M). \tag{2.33}$$

La diminution du nombre de capteurs d'un facteur 5 entrainerait donc une diminution de 7 dB du gain d'antenne. Si l'on compare les résultats obtenus dans le cas sous-échantillonné et dans le cas bien échantillonné, on s'aperçoit que la chute du gain est d'environ 7 dB. On

conclut donc que la diminution du gain n'est pas due au sous-échantillonnage du champ vibratoire mais à la diminution du nombre de capteurs.

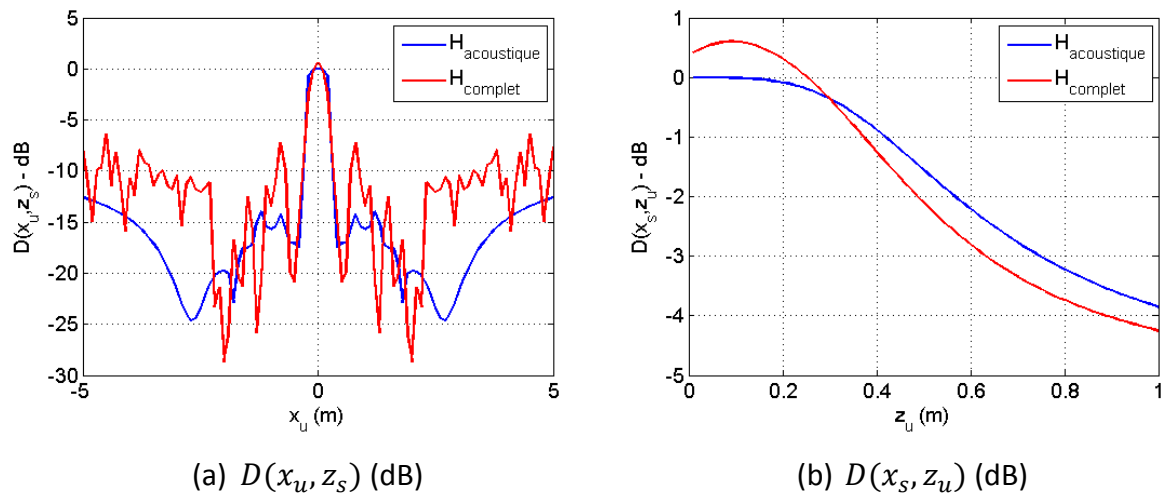


Figure 2.12. Valeurs de la fonction de directivité (en dB) sur un axe (a)  $x_u$  au niveau de l'ordonnée  $z_s = 9.2$  cm de la source et (b) d'un axe  $z_u$  au niveau de l'abscisse  $x_s = 0$  de la source. Espacement inter-capteurs = 0.5 m

#### 2.4.2.4 Evolution du gain en fonction de l'échantillonnage spatial et de l'éloignement de la source

La Figure 2.13 présente les valeurs du gain d'antenne dans le cas d'une formation de voies avec une antenne de longueur  $L = 4$  m et un espacement  $d$  variable entre les capteurs. Différents éloignements  $z_s$  sont considérés afin d'étudier l'effet de proximité de la source, en particulier le cas d'une source en champ lointain. Le nombre de capteurs nécessaires à l'échantillonnage de la longueur d'onde de flexion  $\lambda_{f,fluide}^{plaque}$  est aussi représenté (tirets noirs).

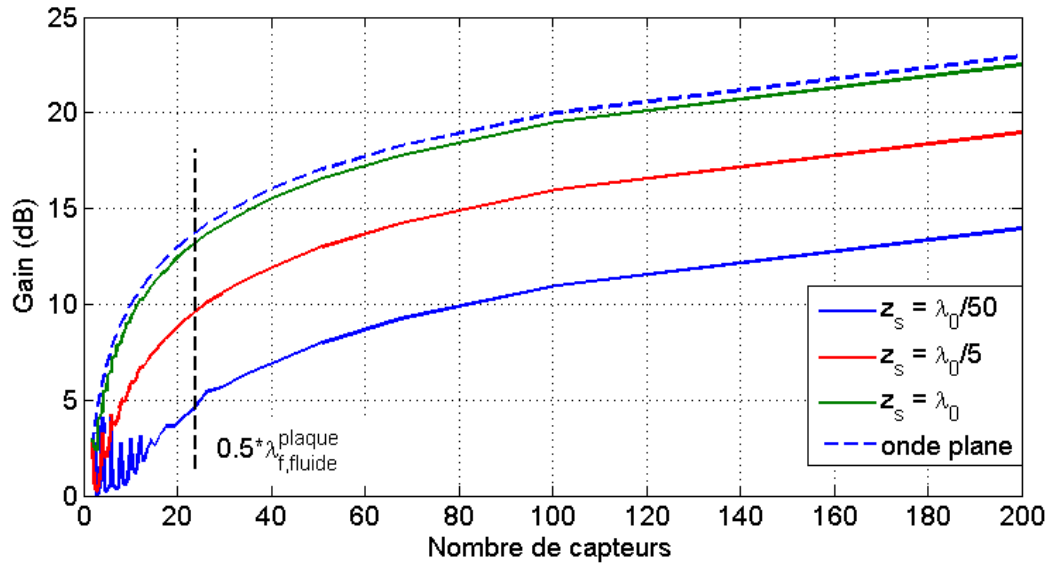


Figure 2.13. Gain d'antenne en fonction du nombre de capteurs régulièrement espacés sur une antenne de 4 m de longueur, pour différents éloignements  $z_s$  de la source

Lorsque la source est à proximité de la plaque (donc de l'antenne) (courbe bleue), le sous-échantillonnage de la longueur d'onde de flexion entraîne des oscillations du gain d'antenne, caractérisant l'instabilité de la formation de voies. Le bon échantillonnage du champ vibratoire est donc préconisé dans le cas d'une source à proximité de la structure. Lorsque le monopôle s'éloigne, l'onde naturelle de flexion de la plaque est de moins en moins excitée, et l'échantillonnage de la longueur d'onde de flexion n'est plus nécessaire à la stabilité du gain. Dans tous les cas, le gain d'antenne suit une loi logarithmique en fonction du nombre de capteurs lorsque le critère d'échantillonnage spatial est respecté. Le gain théorique dans le cas d'une onde plane, donné par Urick, est représenté par une courbe en tirets bleus. La Figure 2.13 montre que le gain d'antenne se superpose à la loi donnée par Urick lorsque l'éloignement du monopôle est au moins égal à la longueur d'onde acoustique. Dans ce cas, l'hypothèse d'onde plane est respectée et le gain est maximum.

#### 2.4.3 Formation de voies en considérant un bruit de fond induit par un écoulement de type couche limite turbulente

Les analyses du bruit de fond dans un générateur de vapeur ont montré qu'une partie importante des vibrations parasitant le signal mesuré par les accéléromètres est due à l'écoulement du sodium liquide sur la virole. On étudie ici l'effet d'un bruit de fond

correspondant à un écoulement dont la pression pariétale est une couche limite turbulente (CLT) établie et homogène.

### 2.4.3.1 Expression de la pression pariétale dans une CLT

De nombreux auteurs ([COR63], [CHA80], [HOW91]) ont cherché à établir théoriquement ou expérimentalement l'inter-spectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde dans le cas d'une couche limite turbulente établie le long d'une plaque plane. La Figure 2.14 proposée par Howe illustre l'inter-spectre type de la pression pariétale dans une CLT dans le cas d'un écoulement dirigé selon l'axe 1.

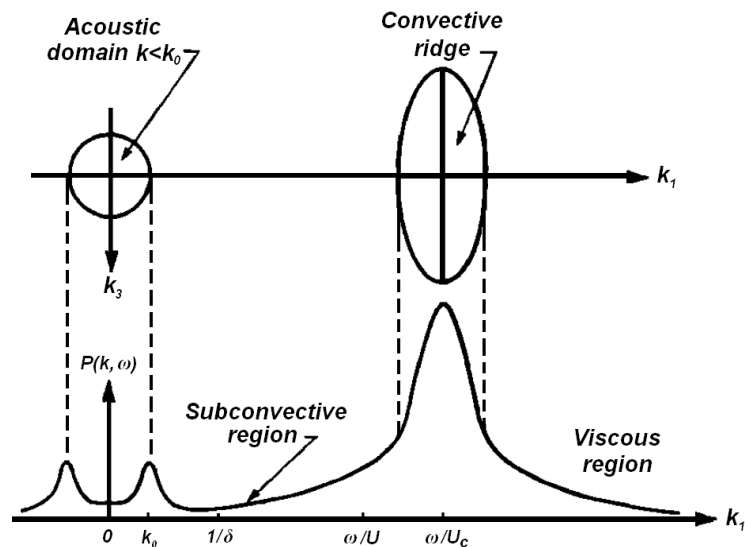


Figure 2.14. Comportement théorique de l'inter-spectre de pression pariétale d'après Howe [HOW91]

La région convective, définie autour du pic convectif  $k_{conv} = \frac{\omega}{U_{conv}}$ , où  $U_{conv}$  est la vitesse de convection du fluide, correspond à la convection de la masse de fluide. Ce mouvement d'ensemble conduit à un niveau énergétiquement important. La région des bas nombres d'onde (domaine acoustique) est énergétiquement plus faible. L'inter-spectre de pression pariétale peut-être décomposé de la façon suivante [GRA97] :

$$\Gamma_{pp}(\vec{k}, \omega) = \sigma_{pp}(\omega) \cdot \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \Phi(\vec{k}). \quad (2.34)$$

Dans cette expression,  $\sigma_{pp}(\omega)$  est l'auto-spectre de pression pariétale et  $\Phi(\vec{k})$  est l'inter-spectre adimensionné des fluctuations de pression pariétale. Différents modèles décrivent

l'auto-spectre de pression pariétale [EFI84], [CHA87], [GOO04]. Dans la mesure où on ne s'intéresse ici qu'à la forme de l'inter-spectre des vibrations de la CLT à une fréquence donnée, on considèrera que l'expression (2.34) s'exprime comme :

$$\mathbf{\Gamma}_{pp}(\vec{k}) = \sigma_{Bg} \mathbf{\Phi}(\vec{k}), \quad (2.35)$$

où  $\sigma_{Bg}$  est une valeur d'amplitude représentant la densité spectrale sur le capteur de référence de l'antenne. L'inter-spectre adimensionné  $\mathbf{\Phi}(\vec{k})$  est calculé avec le modèle établi par Corcos en 1963 [COR63]. Ce modèle est basé sur l'hypothèse d'une diminution exponentielle de la cohérence spatiale de la pression pariétale. Ce modèle surestime la valeur de l'inter-spectre dans les bas nombres d'onde. Cependant, il représente bien l'inter-spectre autour du pic convectif. Sa validité reste donc limitée aux nombres d'onde situés autour du pic convectif. D'autres modèles plus représentatifs de la pression pariétale dans une CLT existent, le plus connu étant le modèle de Chase [CHA80]. L'inter-spectre de pression pariétale basé sur le modèle de Corcos s'exprime comme :

$$\mathbf{\Gamma}_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \sigma_{pp}(\omega) \exp\left(-\alpha_x \left|\frac{\omega \xi_x}{U_c}\right|\right) \exp\left(-\alpha_y \left|\frac{\omega \xi_y}{U_c}\right|\right) \exp\left(-j \frac{\omega \xi_x}{U_c}\right), \quad (2.36)$$

où  $\xi_x = x_i - x_j$  et  $\xi_y = y_i - y_j$  sont les décalages spatiaux en  $x$  et en  $y$  et  $\alpha_x, \alpha_y$  sont les coefficients de Corcos. Sa transformée de Fourier spatiale nous permet de l'exprimer dans l'espace des nombres d'onde et on obtient :

$$\begin{aligned} & \mathbf{\Gamma}_{pp}(k_x, k_y, \omega) \\ &= \sigma_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega}\right)^2 \frac{4\alpha_x \alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_c}\right)^2 + \left(\alpha_y - \frac{k_y}{k_c}\right)^2\right]} \end{aligned} \quad (2.37)$$

$\alpha_x$  et  $\alpha_y$  représentent le taux de décroissance de la cohérence spatiale dans le sens de l'écoulement et dans le sens orthogonal à l'écoulement. On peut aussi les exprimer en termes de longueurs de corrélation :



$$l_x = \frac{1}{|k_c|\alpha_x} \text{ et } l_y = \frac{1}{|k_c|\alpha_y}. \quad (2.38)$$

### 2.4.3.2 Réponse de la plaque à une excitation de type CLT

Si l'on connaît les fonctions de transfert  $\vec{H}_v(N, k_x, k_y, \omega)$  liant la pression pariétale à la vitesse de vibration de la plaque en un point  $N$ , on peut calculer l'inter-spectre de la vitesse de vibration entre deux points  $N$  et  $N'$  de la façon suivante [MAX13] :

$$\Gamma_{vv}(N, N', \omega) = \frac{1}{4\pi} \iint_{-\infty}^{+\infty} \vec{H}_v^*(N, k_x, k_y, \omega) \Gamma_{pp}(k_x, k_y, \omega) \vec{H}_v(N', k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y. \quad (2.39)$$

Cette fonction de transfert s'interprète comme la réponse de la plaque au point  $N$  lorsqu'elle est excitée par une onde plane pariétale de nombre d'onde  $k_x$  et  $k_y$ , suivant  $\vec{x}$  et  $\vec{y}$  respectivement. En faisant intervenir le principe de réciprocité [MAX13], cette fonction de transfert s'interprète comme la réponse de la plaque décomposée dans les nombres d'onde, lorsqu'elle est excitée par un effort normal au point  $N$ . On peut alors la calculer en résolvant l'équation de Love-Kirchhoff de la plaque excitée en un point  $N$  de coordonnées  $(x_0, 0)$  par un Dirac d'amplitude unitaire dans l'espace de Fourier :

$$\left[ \hat{q}(k_x^2 + k_y^2)^2 - \omega^2 \rho_{\text{plaque}} h - \frac{\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}} \right] \tilde{u}(k_x, k_y) = -\frac{e^{-jk_x x_0}}{(2\pi)^2}. \quad (2.40)$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} \vec{H}_v(N', k_x, k_y, \omega) &= \tilde{u}(k_x, k_y) \\ &= \frac{1}{(2\pi)^2} \frac{e^{-jk_x x_0}}{\hat{q}(k_x^2 + k_y^2)^2 - \omega^2 \rho_{\text{plaque}} h - \frac{\rho_0 \omega^2}{\sqrt{k_x^2 + k_y^2 - k_0^2}}}. \end{aligned} \quad (2.41)$$

La vitesse de l'écoulement considéré est de l'ordre de la vitesse d'écoulement du sodium liquide dans un GV,  $U_0 = 3 \text{ m/s}$ . Le nombre d'onde convectif à 500 Hz vaut alors

$k_c = 1309 \text{ m}^{-1}$ . Pour la réponse de la plaque, la vitesse de convection du fluide est donc négligée.

La Figure 2.15.a représente l'inter-spectre de la pression pariétale dans l'axe  $\vec{x}$ , calculé avec l'expression (2.36) au niveau des capteurs d'une antenne de 4 m de longueur avec un espacement inter-capteurs  $d = 0.1 \text{ m}$ . Les coefficients de Corcos valent  $\alpha_x = 0.116$  et  $\alpha_y = 0.7$  (valeurs recommandées par Aucéjo [AUC10]).

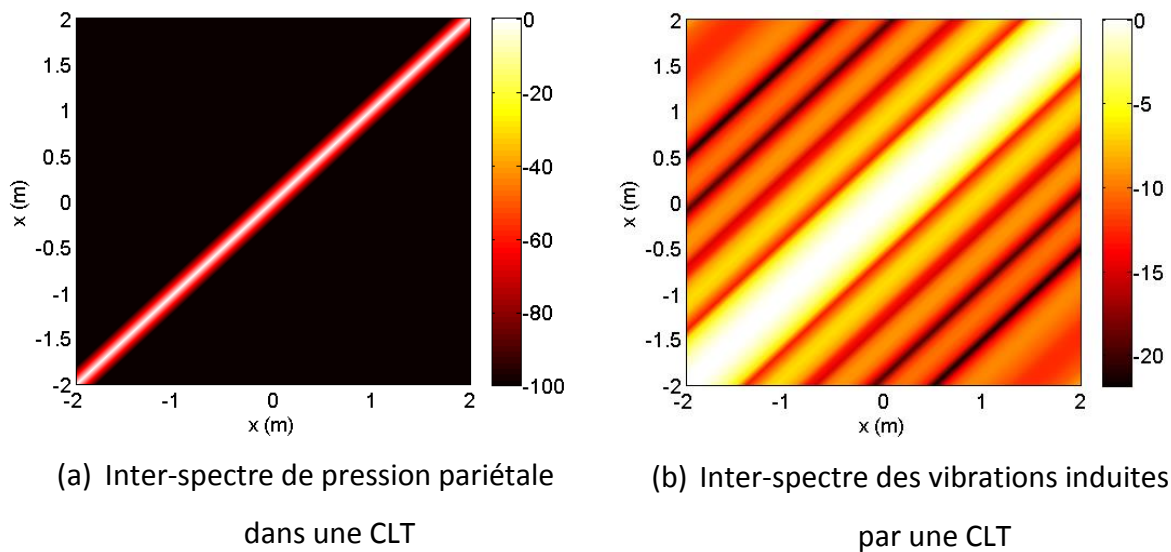


Figure 2.15. (a) Inter-spectre de pression pariétale d'une CLT (dB); (b) Inter-spectre des vitesses de vibration transverses sur la plaque, induites par une CLT (dB). Vitesse d'écoulement considérée  $U_0 = 3 \text{ m/s}$

La matrice inter-spectrale présente une décroissance exponentielle lorsqu'on s'éloigne de la diagonale. Elle est représentative d'un bruit de fond incohérent. En revanche, la matrice inter-spectrale des vibrations induites par cette excitation incohérente, représentée sur la Figure 2.15.b, présente une décroissance beaucoup moins marquée et non monotone. La plaque constitue un filtre dans les bas nombres d'onde qui tend à faire ressortir les cohérences de l'excitation de CLT.

### 2.4.3.3 Filtrage spatial du bruit de fond induit par une CLT

On s'intéresse à l'effet du traitement d'antenne sur le bruit de fond induit par les vibrations d'une CLT établie, dont la matrice d'inter-corrélation, calculée à partir des expressions (2.37) et (2.39), est représentée sur la Figure 2.15.b. Les Figure 2.16.a et 2.16.b représentent les valeurs en sortie de formation de voies correspondant au bruit de fond filtré

uniquement, lorsque le fluide s'écoule à une vitesse de  $3 \text{ m/s}$  et  $30 \text{ m/s}$ , respectivement. Contrairement au cas d'un bruit de fond spatialement incohérent, la valeur en sortie de traitement d'antenne, à une position  $u$  pointée, n'est plus équivalente à la fonction de directivité. Les valeurs du bruit de fond filtré ne sont en effet plus uniformes dans l'espace de détection.

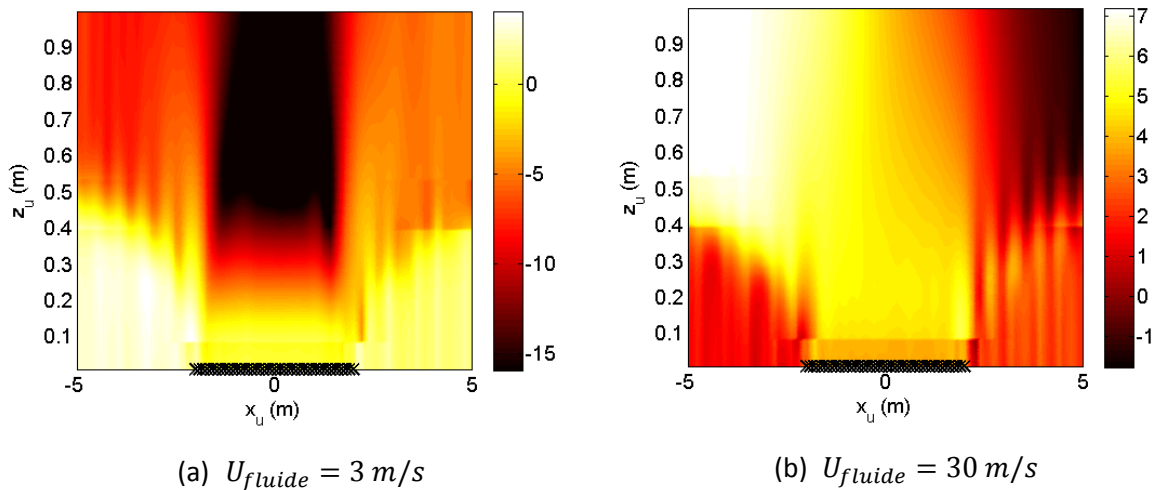


Figure 2.16. Valeurs dans l'espace de détection de la matrice inter-spectrale du bruit de fond filtrée par la formation de voies. Vecteurs de pointage calculés à partir du modèle décrivant complètement les vibrations de la plaque

L'augmentation de la vitesse de l'écoulement a pour effet de diminuer la décroissance spatiale de l'inter-spectre de pression pariétale, d'après l'expression (2.36), et donc d'augmenter la cohérence spatiale de l'écoulement. Cet effet induit une diminution de l'efficacité du filtrage sur le bruit de fond comme on peut le voir sur la Figure 2.16.b. Les valeurs du bruit de fond filtré présentent une asymétrie dans l'espace de détection. Ceci est dû à la phase de l'inter-spectre qui dépend du signe de la vitesse d'écoulement  $U_0$ , donc du sens de l'écoulement suivant l'axe  $\vec{x}$ .

#### 2.4.3.4 Filtrage spatial du signal bruité par une CLT

La valeur en sortie de formation de voies dans le cas d'un signal bruité est donnée par l'expression (1.17). Elle est égale à la somme de la valeur de la fonction de directivité, pondérée par l'auto-spectre sur le capteur de référence du signal source, et de l'inter-spectre du bruit de fond filtré, pondéré par l'auto-spectre du bruit de fond sur le capteur de référence. Connaissant le rapport signal à bruit  $\sigma_s/\sigma_{Bg}$  et les inter-spectres des signaux de la source et du bruit de fond, on peut en déduire les valeurs en sortie de traitement. Ces inter-spectres

ont été calculés respectivement aux paragraphes §2.4.2 et §2.4.3.2 dans différentes configurations.

La Figure 2.17 présente, à titre d'exemple, les valeurs en sortie de formation de voies dans le cas d'un signal correspondant aux vibrations induites par un monopôle localisé à l'abscisse  $x_s = 0 \text{ cm}$  et à l'ordonnée  $z_s = 9.2 \text{ cm}$ , bruité par les vibrations induites par la CLT d'un écoulement à une vitesse de 3 m/s. Le RSB est égal à 0 dB, c'est-à-dire que les auto-spectres du monopôle et du bruit de fond sur le capteur de référence sont égaux :  $\sigma_s = \sigma_{Bg}$ .

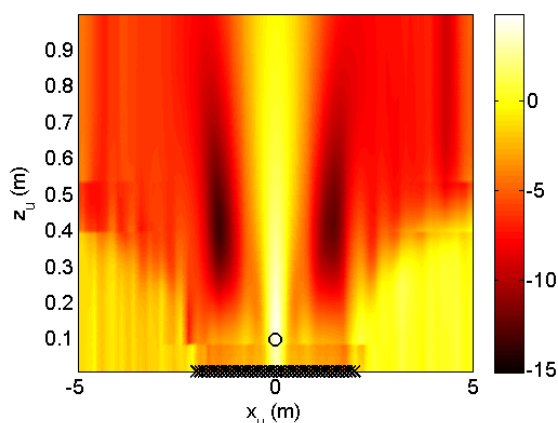


Figure 2.17. Valeurs de la sortie de traitement (en dB) dans l'espace de détection, pour une source à la position  $z_s = 9.2 \text{ cm}$ ,  $x_s = 0 \text{ cm}$ . Espacement inter capteurs  $d = 0.1 \text{ m}$ . Vecteur de pointage basé sur le modèle complet

D'après l'expression (1.19), le gain d'antenne est égal au ratio des valeurs de la fonction de directivité à la position (S) et de l'inter-spectre du bruit de fond filtré, lorsque le traitement pointe sur la position (S). L'introduction d'un bruit de fond cohérent entraîne la détérioration de la localisation par l'augmentation du second terme de  $y_u$  dans l'expression (1.17). Il entraîne une diminution du gain d'antenne qui peut être significative. La présence d'un bruit de fond cohérent est susceptible de mettre en défaut la formation de voies.

#### 2.4.3.5 Source en dehors de l'abscisse en vis-à-vis de l'antenne

Jusqu'à présent l'antenne était supposée centrée sur la source. Ce cas de figure est idéal, la source pouvant apparaître n'importe où, notamment en dehors de l'abscisse en vis-à-vis de l'antenne. Le cas d'une antenne excentrée est à présent considéré. L'écart entre l'abscisse de la source et le centre de l'antenne est égal à 3 m. Le bruit de fond est supposé spatialement incohérent. La Figure 2.18 représente les valeurs du traitement d'antenne dans l'espace de détection, lorsque la source est située à une distance  $z_s = 9.2 \text{ cm}$  (a) et  $z_s =$

92 cm (b). Le critère sur l'échantillonnage spatial est respecté dans les deux cas ( $d = 10\text{ cm}$ ) et la forme du vecteur de pointage utilisé est celle tenant compte du couplage de la plaque avec le fluide.

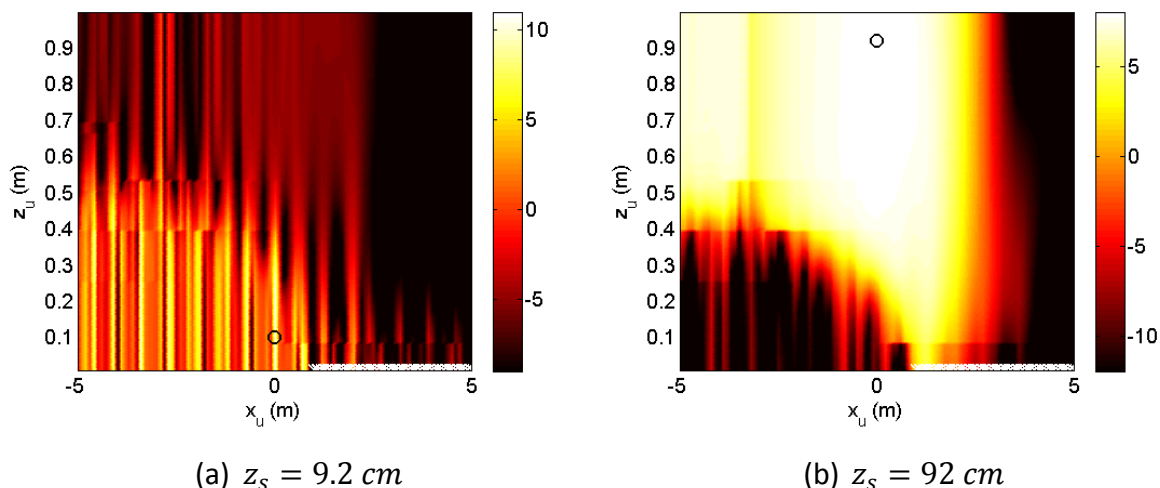


Figure 2.18. Valeurs en sortie de traitement (dB) dans l'espace de détection lorsque le monopôle est situé à proximité de la plaque (a) ou à distance de la plaque (b). x: position des capteurs de l'antenne; o: position du monopôle

Dans les deux cas présentés, il est possible de déterminer de quel côté est situé la source par rapport à l'antenne mais la position exacte du monopôle est difficile à déterminer. Lorsque la source est à proximité de l'antenne, le gain d'antenne est de 11 dB. Cependant, des oscillations importantes de la fonction de directivité rendent la localisation difficile. Lorsque la source est à distance de l'antenne, la fonction de directivité est très aplatie au niveau du lobe principal, ce qui ne permet pas de la localiser de façon efficace. Le gain d'antenne est alors de 8 dB. Les champs vibratoires mesurés par les capteurs de l'antenne sont représentés sur la Figure 2.19 respectivement lorsque le monopôle est situé aux positions de coordonnées  $(x_s = 0\text{ m}, z_s = 0.1\text{ m})$  et  $(x_s = -0.5\text{ m}, z_s = 0.1\text{ m})$ . On s'aperçoit qu'ils sont très similaires et qu'une simple translation de 0.5 m en abscisse semble avoir été effectuée. La simplicité du système considéré (géométrie régulière, dimensions infinies, matériau isotrope, etc.) ne permet pas de générer un champ vibratoire caractérisant suffisamment les différentes positions de la source lorsqu'elle n'est plus en vis-à-vis de l'antenne. Dans ce cas, la méthode permet simplement d'avoir une information approximative sur sa localisation.

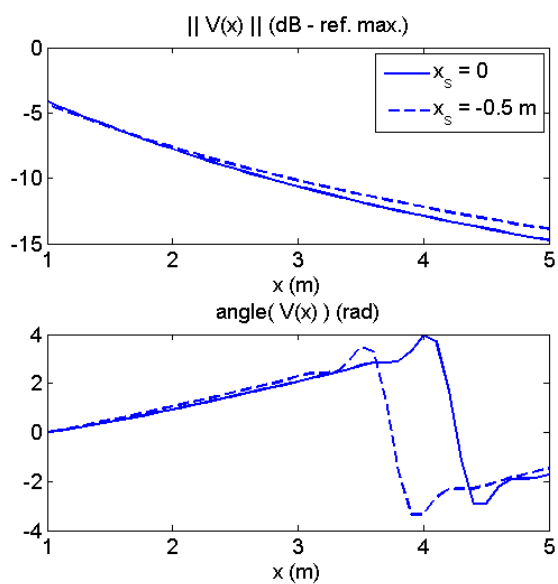


Figure 2.19. Comparaison des vecteurs de pointage correspondant aux positions de l'espace de détection (trait plein) ( $x_s = 0$  m,  $z_s = 0.1$  m) et (tirets) ( $x_s = -0.5$  m,  $z_u = 0.1$  m)

## 2.5 Conclusion

Dans ce chapitre, un modèle analytique a été établi pour décrire le comportement vibratoire d'une plaque plane en contact avec un fluide lourd. Ce système étant excité par un monopôle acoustique à l'intérieur du fluide. Le profil de vitesse transverse sur la plaque a été établi à partir du couplage des équations décrivant le comportement de la plaque (équation de Love-Kirchhoff), du milieu acoustique (équation d'Helmholtz) et la frontière entre ces deux sous-systèmes (équation d'Euler). L'analyse du champ vibratoire de la plaque dans l'espace des nombres d'onde a permis d'établir un critère sur l'espacement entre les capteurs de l'antenne pour échantillonner correctement le champ vibratoire sur la plaque. La valeur de la longueur d'onde minimale à considérer dépend de la fréquence et de la distance de la source à la plaque. En particulier, une source située à proximité de la plaque nécessitera un échantillonnage spatial plus fin qu'une source située à distance de celle-ci.

La méthode de formation de voies a ensuite été appliquée sur les signaux vibratoires de la plaque, calculés en des points discrets représentant une antenne linéaire. Une étude paramétrique a été réalisée pour estimer les performances du traitement d'antenne dans différentes conditions. Trois types de vecteurs de pointage ont été considérés. Le premier est le vecteur de pointage défini à partir du modèle représentant de façon fidèle les fonctions de transfert entre la source et les capteurs de l'antenne. Les deux autres sont des formes simplifiées des fonctions de transfert, beaucoup plus faciles à calculer. L'un considère uniquement le champ de pression incident émis par le monopôle, et néglige le comportement de la plaque. L'autre suppose une source en champ lointain (front d'onde incident plan) et en négligeant le comportement de la plaque. Le vecteur de pointage défini à partir du modèle complet donne systématiquement une localisation exacte et un gain d'antenne élevé. La seconde forme, négligeant le comportement de la plaque, donne des résultats très satisfaisants en termes de localisation et de gain d'antenne bien que la localisation ne soit pas exacte. La troisième forme ne permet pas de localiser le monopôle de façon efficace et le gain d'antenne est beaucoup plus faible qu'avec les autres formes. Cette dernière forme n'est pas préconisée.

Les résultats numériques montrent que le strict respect du critère établi pour le bon échantillonnage spatial du champ vibratoire n'est pas nécessaire pour détecter et localiser le monopôle. Globalement, le comportement de la plaque semble être négligeable. Cependant,

la diminution du nombre de capteurs entraîne une diminution du gain d'antenne. Le gain apporté par la formation de voies dépend en effet du nombre de capteurs mesurant une amplitude significative. L'évolution du gain suit une loi logarithmique en fonction du nombre de capteurs. Cette loi se superpose au résultat théorique en champ lointain (donnant le gain maximum), lorsque le monopôle s'éloigne de l'antenne, à une distance supérieure à la longueur d'onde acoustique.

Deux types de bruit de fond ont été considérés. Le premier est un bruit de fond dont les variations spatiales sont incohérentes. Ce type de bruit de fond est celui donnant les meilleures performances de la formation de voies. Il a été utilisé pour caractériser la fonction de directivité dans différentes configurations. L'inter-spectre des vibrations induites par un profil de pression pariétale représentant une couche limite turbulente a ensuite été considéré. La pression pariétale dans une CLT possède une longueur de cohérence très faible dans le sens de l'écoulement. Le profil de vibration induite sur la plaque présente toutefois une forte cohérence spatiale. Le système agit comme un filtre faisant ressortir les cohérences de l'excitation de CLT incohérente. Le filtrage du bruit de fond par le vecteur de pointage, défini à partir du modèle, ne donne pas des valeurs uniformes dans l'espace de détection, ce qui peut entraîner une erreur sur la localisation de la source dans le cas d'un faible RSB.

Enfin, la localisation a été mise en défaut lorsque la source n'est plus située à une abscisse couverte par l'antenne. La détermination de la position exacte du monopôle est possible mais l'incertitude est importante en raison de l'étalement important du lobe principal ou de l'amplitude importante des lobes secondaires. Cependant, le gain apporté par le traitement d'antenne est significatif et les valeurs en sortie d'antenne permettent de déterminer si le monopôle est situé d'un côté ou de l'autre de l'antenne.





### **Chapitre 3. Détection par formation de voies : application au cas d'un cylindre rempli d'un fluide lourd**

---

L'application de la formation de voies sur un système plus représentatif de la virole du GV est présentée dans ce chapitre. Une coque cylindrique élastique infinie, remplie par un fluide lourd est à présent considérée. Un monopôle, situé dans la cavité cylindrique, excite ce système. Une antenne linéaire de capteurs positionnés sur une génératrice de la coque est considérée pour effectuer la formation de voies et détecter le monopôle. Dans un premier temps, les équations régissant le comportement du système couplé (i.e. coque + cavité cylindrique) sont présentées ainsi que leur résolution, dans l'espace des nombres d'onde. Par rapport au cas traité au chapitre 2, le caractère du système étudié dans les directions radiales et circonférentielles fait apparaître un comportement modal. L'analyse des mouvements du système couplé dans l'espace des nombres d'onde nous permet d'établir un critère pour l'échantillonnage spatial du champ vibratoire sur la coque. Les effets de la variation de différents paramètres, comme la position du monopôle ou les amortissements dynamiques dans les deux sous-systèmes (i.e. cavité, coque), sur les performances de la formation de voies sont étudiés. Une partie des résultats présentés dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication soumise au journal *Mechanical System and Signal Processing* en juillet 2013 [MOR13].

### 3.1 Comportement vibro-acoustique d'une coque cylindrique remplie d'un fluide lourd

Le comportement vibratoire d'une coque cylindrique élastique remplie de fluide a été étudié dans la littérature [LIN56], [FUL83], [FEN94], [ZHA10], [PAV11]. Il résulte de l'interaction mécanique entre la cavité acoustique et la coque cylindrique. Le système couplé étudié est représenté sur la Figure 3.1. On souhaite calculer les déplacements radiaux de la coque couplée au fluide quand elle est excitée par un monopôle situé à l'intérieur du fluide.

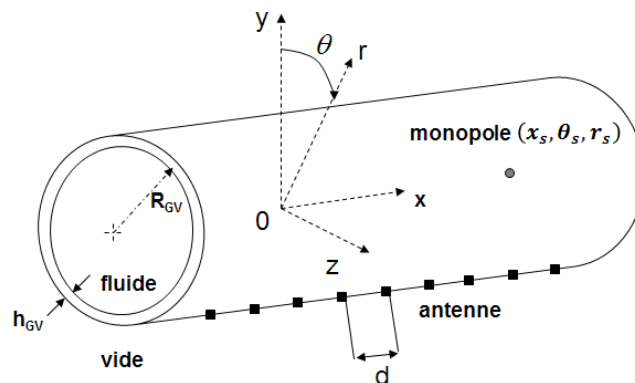


Figure 3.1. Représentation du système considéré en coordonnées cylindriques.

Un système de coordonnées cylindrique  $(x, \theta, r)$  est adopté. Une double transformée de Fourier spatiale permet d'exprimer les variables dans l'espace des nombres d'onde  $(k_x, k_\theta)$ . Elle s'exprime comme :

$$f(x, \theta) \xrightarrow{T.F.} \tilde{f}(k_x, k_\theta) = \frac{1}{(2\pi)^2} \int_{\mathbb{R}^2} f(x, \theta) e^{-j(k_x x + k_\theta \theta)} dx d\theta, \quad (3.1)$$

#### 3.1.1 Description du comportement acoustique de la cavité cylindrique

Le comportement d'une cavité acoustique a été étudié dans la littérature [JUN83]. De façon analogue au cas d'une plaque plane étudié au chapitre 2, la pression à l'intérieur de la cavité

se décompose comme la somme de la pression bloquée et de la pression rayonnée (expression (2.2)).

La pression rayonnée à l'intérieur de la cavité est solution de l'équation de Helmholtz homogène :

$$\Delta p_{ray}(x, \theta, r) + k_0^2 p_{ray}(x, \theta, r) = 0, \quad (3.2)$$

avec  $\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2}$ .

La transformée de Fourier spatiale de l'équation d'Helmholtz s'écrit :

$$\frac{\partial^2}{\partial r^2} \tilde{p}_{ray} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \tilde{p}_{ray} + \left( k_r^2 - \frac{k_\theta^2}{r^2} \right) \tilde{p}_{ray} = 0, \quad (3.3)$$

avec  $k_r^2 = k_0^2 - k_x^2$ . La périodicité du champ de pression (i.e.  $2\pi$  périodique) sur la circonférence conduit à des valeurs non nulles de la pression uniquement pour  $k_\theta = n, n \in \mathbb{Z}$  ( $n$  étant appelé l'ordre circonférentiel). L'expression (3.3) correspond à l'équation différentielle de Bessel. Les solutions sont de la forme :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, n, r) = A B_n(k_r r) + A' Y_n(k_r r), \quad (3.4)$$

où  $Y_n$  et  $B_n$  sont les fonctions de Neumann et de Bessel d'ordre  $n$ .  $A$  et  $A'$  sont des constantes à déterminer. La divergence de la fonction de Neumann lorsque  $r \rightarrow 0$  impose de fixer  $A' = 0$  et l'expression (3.4) s'exprime finalement comme :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, n, r) = A B_n(k_r r). \quad (3.5)$$

La composante radiale de l'équation d'Euler nous permet d'exprimer la continuité des déplacements radiaux à la frontière  $r = R_{GV}$  :

$$\frac{\partial \tilde{p}_{ray}}{\partial r}(k_x, n, R_{GV}) = \rho_0 \omega^2 \tilde{w}(k_x, n). \quad (3.6)$$

Le champ de pression dans le fluide est exprimé en fonction des déplacements de la coque en injectant l'expression (3.5) dans l'expression (3.6) :

$$\tilde{p}_{ray}(k_x, n, R_{GV}) = \rho_0 \omega^2 \tilde{w}(k_x, n) \frac{\mathcal{B}_n(k_r R_{GV})}{k_r R_{GV} \mathcal{B}_n'(k_r R_{GV})}, \quad (3.7)$$

qui permet d'exprimer l'impédance de couplage fluide-structure :

$$\tilde{Z}_0(k_x, n) = \frac{\tilde{p}_{ray}(k_x, n, R_{GV})}{\tilde{w}(k_x, n)} = \rho_0 \omega^2 \frac{\mathcal{B}_n(k_r R_{GV})}{k_r R_{GV} \mathcal{B}_n'(k_r R_{GV})}. \quad (3.8)$$

Cette impédance sera utilisée dans le modèle de coque au paragraphe §3.1.3 pour traduire la réaction du fluide sur la coque. Par ailleurs, on peut définir les « modes propres<sup>8</sup> » de la cavité cylindrique (considérant les parois de la coque rigides). Ils sont caractérisés par les déformées propres suivant la section droite et donnent naissance à des ondes propagatives ou évanescentes suivant la direction axiale du cylindre. Les modes propres sont caractérisés par le nombre d'onde radial  $k_r^{np}$  qui annule le dénominateur de l'impédance de couplage  $\tilde{Z}_0(k_x, n)$  :

$$\mathcal{B}_n'(k_r^{np} R_{GV}) = 0. \quad (3.9)$$

L'ordre circonférentiel  $n$  définissant le nombre de nœuds de pression diamétraux et  $p$  le nombre de nœuds de pression sur les cercles concentriques (Figure 3.2).

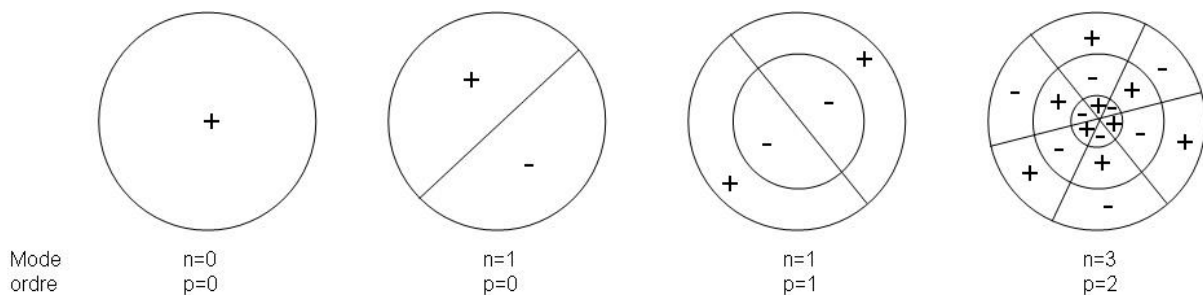


Figure 3.2. Distributions des intersections entre la phase du champ de pression et des surfaces nodales des modes acoustiques d'une cavité cylindrique infinie.

<sup>8</sup> La cavité étant infinie dans la direction axiale, le terme « modes propres » est ici utilisé par abus de langage pour définir le comportement modal de la cavité dans les directions circonférentielles et radiales qui sont finies.

Les nombres d'onde modaux axiaux et radiaux satisfont l'équation de dispersion relative à l'équation d'Helmholtz :

$$(k_x^{np})^2 = k_0^2 - (k_r^{np})^2. \quad (3.10)$$

Deux cas se présentent :

- si  $(k_r^{np})^2 > k_0^2$  alors  $k_x^{np} = \pm \sqrt{k_0^2 - (k_r^{np})^2}$  ; le mode  $(n, p)$  est propagatif suivant l'axe  $x$  ;
- si  $(k_r^{np})^2 < k_0^2$  alors  $k_x^{np} = \pm j \sqrt{(k_r^{np})^2 - k_0^2}$  ; le mode  $(n, p)$  est évanescent.

D'autre part, la fréquence d'apparition du mode  $(n, p)$  vaut [LIN56] :

$$f_{np} = \frac{c_0 k_r^{np}}{2\pi R_{GV}}. \quad (3.11)$$

### 3.1.2 Calcul de la pression bloquée

Comme dans le cas d'une plaque plane étudiée au chapitre 2, le champ de pression interne se décompose comme la somme de la pression bloquée et de la pression rayonnée par la coque (voir équation (2.2)).

Un monopôle positionné à l'intérieur du cylindre à la position  $(x_s, \theta_s, r_s)$  rayonne un champ de pression dont la transformée de Fourier spatiale 2D s'écrit :

$$\begin{aligned} & \tilde{p}_{inc}(k_x, n) \\ &= j\pi q_s e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)} \begin{cases} \mathcal{H}_n(k_r r) \mathcal{B}_n(k_r r_s), & r \geq r_s \\ \mathcal{H}_n(k_r r_s) \mathcal{B}_n(k_r r), & r_s \geq r > 0, \end{cases} \end{aligned} \quad (3.12)$$

où  $\mathcal{H}_n$  est la fonction de Hankel, d'ordre  $n$ . On rappelle que la pression bloquée est définie comme la somme de la pression incidente  $\tilde{p}_{inc}$  et de la pression réfléchie  $\tilde{p}_{refl}$  quand la paroi est supposée rigide. La pression réfléchie satisfait l'équation d'Helmholtz homogène. La solution est donc du type :

$$\tilde{p}_{refl} = A_n(k_x)\mathcal{B}_n(k_r r). \quad (3.13)$$

La constante  $A_n$  est déterminée en appliquant la condition aux limites de paroi rigide  $\frac{\partial \tilde{p}_b}{\partial r} = 0$  lorsque  $r = R_{GV}$ , ce qui donne :

$$\tilde{p}_{refl} = -j\pi q_s e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)} \frac{\mathcal{B}_n(k_r r_s) \mathcal{H}_n'(k_r R_{GV})}{\mathcal{B}_n'(k_r R_{GV})} \mathcal{B}_n(k_r r). \quad (3.14)$$

Lorsque  $r = R_{GV}$ , on obtient l'expression de la pression bloquée en paroi:

$$\begin{aligned} \tilde{p}_b &= \tilde{p}_{inc} + \tilde{p}_{refl} \\ &= j\pi q_s e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)} \mathcal{B}_n(k_r r_s) \left[ \mathcal{H}_n(k_r R_{GV}) \right. \\ &\quad \left. - \frac{\mathcal{H}_n'(k_r R_{GV}) \mathcal{B}_n(k_r R_{GV})}{\mathcal{B}_n'(k_r R_{GV})} \right], \end{aligned} \quad (3.15)$$

qui se simplifie en utilisant la relation :

$$\mathcal{B}_m'(z) \mathcal{H}_m(z) - \mathcal{B}_m(z) \mathcal{H}_m'(z) = -\frac{2j}{\pi z}. \quad (3.16)$$

On obtient finalement:

$$\tilde{p}_b = 2q_s e^{-j(n\theta_s + k_x x_s)} \frac{\mathcal{B}_n(k_r r_s)}{k_r R_{GV} \mathcal{B}_n'(k_r R_{GV})}. \quad (3.17)$$

### 3.1.3 Comportement mécanique d'une coque cylindrique : modèle de Flügge

Le modèle de Flügge permet de calculer les déplacements de la coque cylindrique lorsqu'elle est soumise au champ de pression  $p$  exercé par le fluide. On note  $u, v, w$  les déplacements axiaux, tangentiels et radiaux de la coque, respectivement.

Sous les hypothèses de Flügge, les mouvements de cette coque sont décrits dans le temps  $t$  par [KAR06]:

$$\begin{aligned}
 & \left[ R_{GV}^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \rho_{coque} R_{GV}^2 \frac{1-\nu^2}{E} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \beta^2 \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right] u \\
 & + \left[ R_{GV} \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial \theta} \right] v \\
 & + \left[ R_{GV} \nu \frac{\partial}{\partial x} - \beta^2 R_{GV}^3 \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \beta^2 R_{GV} \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^3}{\partial x \partial \theta^2} \right] w = 0,
 \end{aligned} \tag{3.18}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[ R_{GV} \frac{1+\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x \partial \theta} \right] u \\
 & + \left[ R_{GV}^2 \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} - \rho_{coque} R_{GV}^2 \frac{1-\nu^2}{E} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right. \\
 & \left. + 3\beta^2 R_{GV}^2 \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \right] v + \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} - \beta^2 R_{GV}^2 \frac{3-\nu}{2} \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial \theta} \right] w = 0,
 \end{aligned} \tag{3.19}$$

$$\begin{aligned}
 & \left[ R_{GV} \frac{\partial}{\partial x} - \beta^2 R_{GV}^3 \frac{\partial^3}{\partial x^3} + \beta^2 R_{GV} \frac{1-\nu}{2} \frac{\partial^3}{\partial x \partial \theta^2} \right] u + \left[ \frac{\partial}{\partial \theta} - \beta^2 R_{GV}^2 \frac{3-\nu}{2} \frac{\partial^3}{\partial x^2 \partial \theta} \right] v \\
 & + \left[ 1 + \beta^2 \left( R_{GV}^4 \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2R_{GV}^2 \frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial \theta^2} + \frac{\partial^4}{\partial \theta^4} \right) \right. \\
 & \left. + \rho_{coque} R_{GV}^2 \frac{1-\nu^2}{E} \frac{\partial^2}{\partial t^2} + \beta^2 \left( 1 + 2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} \right) \right] w = -\frac{(1-\nu^2)}{E h_{GV}} p,
 \end{aligned} \tag{3.20}$$

avec  $\beta = \frac{h_{GV}}{R_{GV}\sqrt{12}}$ . On rappelle que la pression  $p$  se décompose comme la somme de la pression bloquée et de la pression rayonnée. En considérant une excitation harmonique stationnaire avec une dépendance en temps en  $e^{j\omega t}$  et en effectuant une transformation de Fourier spatiale des champs des déplacements et de la pression, on obtient le système d'équations suivant :

$$\mathcal{L}_{fluide} \begin{bmatrix} \tilde{u} \\ \tilde{v} \\ \tilde{w} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \tilde{F}_{WW} \end{bmatrix}, \tag{3.21}$$

où  $\tilde{F}_{WW}$  est l'effort radial exercé sur la coque et où  $\mathcal{L}_{fluide}$  est la matrice des impédances (opérateur de Flügge) en prenant en compte la présence du fluide à l'intérieur de la coque. La contrainte exercée par la pression interne est radiale. Le vecteur des efforts est donc radial et s'exprime comme :



$$\tilde{F}_{WW} = -\frac{(1-\nu^2)}{Eh_{GV}}\tilde{p}_b. \quad (3.22)$$

La matrice  $\mathcal{L}_{fluide}$  s'exprime comme [FUL83]:

$$\mathcal{L}_{fluide} = \begin{bmatrix} \tilde{Z}_{UU} & \tilde{Z}_{UV} & \tilde{Z}_{UW} \\ \tilde{Z}_{UV} & \tilde{Z}_{VV} & \tilde{Z}_{VW} \\ \tilde{Z}_{UW} & \tilde{Z}_{VW} & \tilde{Z}_{WW} + \tilde{Z}'_{fluide} \end{bmatrix}, \quad (3.23)$$

Avec

$$\begin{aligned} \tilde{Z}_{UU} &= -R_{GV}^2 k_x^2 - k_\theta^2 \frac{1-\nu}{2} (1 + \beta^2) + R_{GV}^2 k_l^2, \\ \tilde{Z}_{UV} &= -R_{GV}^2 \frac{1+\nu}{2} k_\theta k_x, \\ \tilde{Z}_{UW} &= -jk_x \left( R_{GV}\nu + \beta^2 R_{GV}^3 k_x^2 - \beta^2 R_{GV} \frac{1-\nu}{2} k_\theta^2 \right), \\ \tilde{Z}_{VV} &= -R_{GV}^2 k_x^2 \frac{1-\nu}{2} (1 + 3\beta^2) - k_\theta^2 + R_{GV}^2 k_l^2, \\ \tilde{Z}_{VW} &= jk_\theta \left( 1 + \beta^2 R_{GV}^2 \frac{3-\nu}{2} k_x^2 \right), \\ \tilde{Z}_{WW} &= 1 + \beta^2 [R_{GV}^4 k_x^4 + k_\theta^2 (2R_{GV}^2 k_x^2 + 2) + k_\theta^4 + 1] - k_l^2, \\ k_l &= \omega \sqrt{\frac{\rho_{coque}(1-\nu^2)}{E}}. \end{aligned} \quad (3.24)$$

La présence du fluide à l'intérieur de la coque est prise en compte par le terme

$$\tilde{Z}'_{fluide} = \frac{(1-\nu^2)}{Eh_{GV}} \tilde{Z}_{fluide}$$

faisant intervenir l'impédance de couplage fluide-structure calculée au paragraphe §3.1.1 dans l'opérateur de Flügge.

Enfin, les déplacements de la structure s'expriment par :

$$\begin{aligned} \tilde{u} &= \frac{\tilde{F}_{WW}(\tilde{Z}_{UV}\tilde{Z}_{VW} - \tilde{Z}_{VV}\tilde{Z}_{UW})}{\det(\mathcal{L}_{fluide})}, \\ \tilde{v} &= \frac{\tilde{F}_{WW}(\tilde{Z}_{UW}\tilde{Z}_{UV} - \tilde{Z}_{UU}\tilde{Z}_{VW})}{\det(\mathcal{L}_{fluide})}, \end{aligned} \quad (3.25)$$

$$\tilde{w} = \frac{\tilde{F}_{WW}(\tilde{Z}_{UU}\tilde{Z}_{VV} - \tilde{Z}_{UV}^2)}{\det(\mathcal{L}_{fluid})}.$$

Une double transformée de Fourier spatiale inverse permet finalement d'exprimer les déplacements de la coque excitée par un monopôle situé à la position  $(x_s, \theta_s, r_s)$  :

$$\begin{aligned} u(x, \theta) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn\theta} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u} e^{jk_x x} dk_x, \\ v(x, \theta) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn\theta} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{v} e^{jk_x x} dk_x, \\ w(x, \theta) &= \frac{1}{(2\pi)^2} \sum_{n=-\infty}^{\infty} e^{jn\theta} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{w} e^{jk_x x} dk_x. \end{aligned} \tag{3.26}$$

En injectant (3.17) dans (3.22) que l'on injecte dans (3.25), nous obtenons les déplacements de la coque dans l'espace des nombres d'onde. Les expressions (3.26) permettent de déduire les déplacements de la coque dans l'espace physique.

### 3.1.4 Analyse des déplacements dans l'espace des nombres d'onde

#### 3.1.4.1 Caractéristiques physiques du système considéré

Le système considéré dans la suite de ce chapitre est représenté à la Figure 3.. Il est composé d'une coque cylindrique en acier inoxydable (densité :  $\rho_{coque} = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$ , module de Young :  $E = 2.03.10^{11} \text{ Pa}$ , coefficient de Poisson :  $\nu = 0.3$ , facteur de perte  $\eta_{coque} = 10^{-2}$ ) de rayon moyen  $R_{GV} = 44.6 \text{ cm}$ , d'épaisseur  $h_{GV} = 28 \text{ mm}$  et de longueur infinie. Un fluide ayant les propriétés du sodium liquide à 530°C (densité :  $\rho_0 = 830 \text{ kg.m}^{-3}$ , célérité des ondes acoustiques :  $c_0 = 2300 \text{ m.s}^{-1}$ , facteur de perte  $\eta_0 = 10^{-3}$ ) occupe l'espace à l'intérieur de la coque cylindrique. Le fluide est supposé au repos.

Pour une coque cylindrique mince, les mouvements radiaux sont quasiment découplés des mouvements axiaux et circonférentiels lorsque la fréquence d'excitation est supérieure à la fréquence d'anneau qui s'exprime comme :

$$f_{anneau} = \frac{c_l}{2\pi R_{GV}}, \quad (3.27)$$

où  $c_l$  est la célérité des ondes longitudinales :

$$c_l = \sqrt{\frac{E}{\rho_{coque}(1-\nu^2)}}. \quad (3.28)$$

Au-delà de la fréquence d'anneau, les déplacements radiaux peuvent être décrits par l'équation de Love-Kirchhoff et sont équivalents à ceux de la plaque plane étudiée au chapitre 2 (avec la périodicité sur la circonférence en plus pour la coque). La fréquence d'anneau de la coque considérée vaut 1906 Hz.

#### 3.1.4.2 Cas d'une excitation mécanique ponctuelle

Dans ce paragraphe, une force radiale ponctuelle sur la coque est considérée au point (S) de coordonnées  $(x_s, \theta_s)$ . Le terme d'excitation (3.22) est alors remplacé par le terme :

$$\tilde{F}_{WW} = e^{j(k_x x_s + n\theta_s)} \quad (3.29)$$

Cette excitation est considérée afin d'exciter tous les nombres d'onde du système de la même façon. Ceci permet d'étudier le comportement dynamique du système dans l'espace des nombres d'onde. On pourra par la suite évaluer l'effet de l'excitation monopolaire dans les nombres d'onde.

Les déplacements radiaux de la coque  $\tilde{w}(k_x, k_s)$  normalisés par rapport au maximum d'amplitude sont présentés sur la Figure 3, lorsque le système est soumis à une excitation ponctuelle harmonique appliquée sur la coque au point de coordonnées  $x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ$ . Une fréquence d'excitation inférieure et supérieure à la fréquence d'anneau est considérée sur les Figure 3.3.a et 3.3.b, respectivement. Le nombre d'onde circonférentiel  $k_{cir} = n/R_{GV}$  est considéré en ordonnée. Les cercles de rayon  $k_0$  et  $k_{f,fluide}^{plaque}$  sont aussi représentés. Ils permettent de mettre en évidence la présence de modes dans le domaine acoustique et dans le domaine structural.

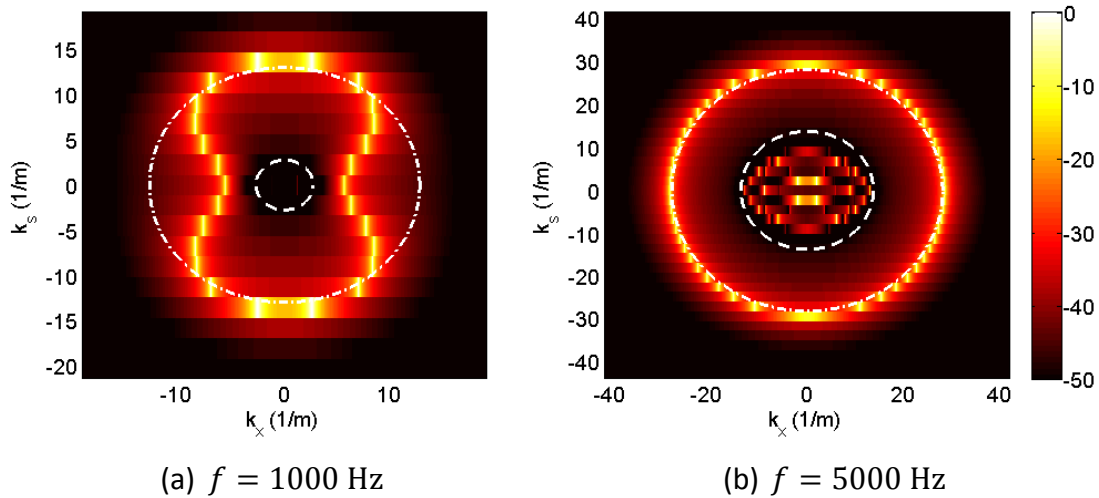


Figure 3.3. Déplacements radiaux dans l'espace des nombres d'onde du système couplé excité par une excitation ponctuelle harmonique  $\tilde{w}(k_x, k_s)$  (dB); lorsque (a)  $f = 1$  kHz et (b)  $f = 5$  kHz; --- : Cercle de rayon  $k_0$ ; -.- : cercle de rayon  $k_{f,fluide}^{plaque}$ . Effort unitaire appliqué sur la coque au point de coordonnées  $(x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ .

Sur la Figure 3.3.a, lorsque la fréquence d'excitation est inférieure à la fréquence d'anneau de la coque, les déplacements longitudinaux et tangentiels sont couplés aux déplacements radiaux du fait de la courbure de la coque qui est faible devant la longueur d'onde de flexion. Le mode acoustique d'onde plane  $n=0$ , à la position  $k_0$ , est excité mais non visible sur la Figure 3.3.a, en raison de son amplitude faible devant celle des modes de flexion de la coque. La fréquence considérée ici (1 kHz) ne permet pas d'exciter les modes acoustiques circonférentiels d'ordre  $n>0$ . En effet, le mode  $n=1$  apparaît à une fréquence théorique de 1509 Hz d'après l'expression (3.11).

Sur la Figure 3.3.b, lorsque la fréquence d'excitation devient supérieure à la fréquence d'anneau, les modes de flexion sont situés sur le cercle de rayon  $k_{f,fluide}^{plaque}$ , tandis que les modes appartenant au domaine acoustique sont situés à l'intérieur du cercle de rayon  $k_0$ . Comme dans le cas d'une plaque plane, la masse ajoutée par le fluide a pour effet d'augmenter la valeur du nombre d'onde de flexion par rapport au vide. La Figure 3.4 permet d'observer l'influence du couplage entre les deux sous-systèmes sur la position des modes situés dans le domaine acoustique. Les maxima visibles sur la Figure 3.4.a. sont les solutions de l'équation (3.9). Ils correspondent à la position des modes d'une cavité cylindrique seule dans l'espace des nombres d'onde. La Figure 3.4.b est un zoom de la Figure 3.3.b sur le cercle de rayon  $k_0$ . Les maximums de pression de la cavité seule correspondent à des minimums de déplacement

de la coque couplée à la cavité. La cavité s'oppose aux mouvements de la coque. Les maximums sont alors décalés vers des valeurs plus faibles sur l'axe  $k_x$ , par rapport à ceux de la cavité seule.

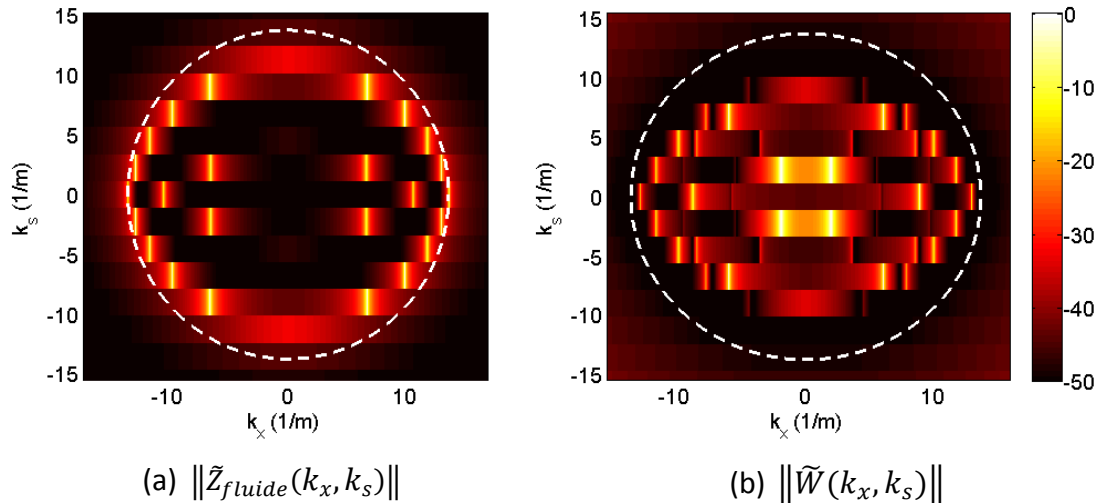


Figure 3.4. (a) Valeurs de l'impédance de couplage fluide-structure  $\tilde{Z}_{fluide}(k_x, k_s)$  (en dB) dans l'espace des nombres d'onde. (b) Déplacements radiaux du système couplé  $\tilde{w}(k_x, k_s)$  (en dB) excité par une force ponctuelle dans le domaine acoustique de l'espace des nombres d'onde; effort unitaire harmonique à la fréquence  $f = 5$  kHz appliqué sur la coque au point de coordonnées  $(x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ .

Le comportement modal du système couplé est le résultat de l'interaction entre les mouvements de la cavité acoustique et la coque cylindrique. L'énergie de vibration est alors répartie entre les deux sous-systèmes. Cet effet a été étudié par Fahy [FAH85], Fuller [FUL84] et Pavic [PAV11]. Les positions des modes appartenant à chacun de ces sous-systèmes sont décalées sous l'influence de l'autre. Dans le système couplé, on appellera « pseudo-modes acoustiques » les modes situés à l'intérieur du cercle de rayon  $k_0$  et « pseudo-modes structurels » les modes dont la position est comprise entre le cercle de rayon  $k_0$  et le cercle de rayon  $k_{f,fluide}^{plaque}$ .

### 3.1.4.3 Cas d'une excitation par un monopôle situé dans le fluide

Un monopôle acoustique situé à l'intérieur du fluide à la position  $(S)$  de coordonnées  $r_s = 0.3 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ$  est à présent considéré comme source d'excitation. De façon analogue au cas d'une plaque plane étudié au chapitre 2, on souhaite établir un critère sur l'échantillonnage spatial du champ vibratoire de la coque par une antenne de capteurs. On

s'intéresse donc aux positions des déplacements radiaux de forte amplitude dans l'espace des nombres d'onde.

La Figure 3.5 présente (a) les positions des déplacements radiaux  $\tilde{w}(k_x, k_s)$  de la coque (normalisés par rapport à la valeur maximale), lorsque le système est excité par un monopôle à la position (S) et (b) le terme de pression bloquée donné par l'expression (3.17). La fréquence d'excitation considérée est  $f = 5 \text{ kHz}$ .

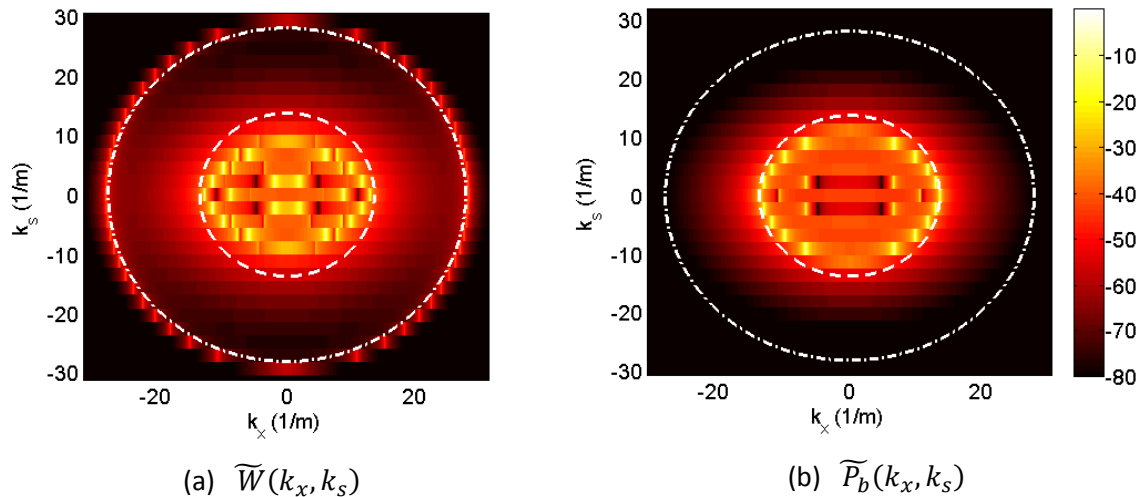


Figure 3.5. (a) Déplacements radiaux du système couplé excité par un monopôle et (b) pression bloquée, dans l'espace des nombres d'onde  $(k_x, k_s)$  (dB);  $f = 5 \text{ kHz}$ ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ .

Les déplacements sont très similaires à ceux observés sur la Figure 3.3.b, dans le cas d'une force appliquée directement sur la coque. La différence vient du fait que l'énergie de vibration est à présent surtout située au niveau des pseudo-modes acoustiques (l'amplitude des pseudo-modes de structure est d'environ -50 dB par rapport à celle des pseudo-modes situés dans le domaine acoustique), car la source d'excitation est située dans le fluide. L'énergie excitatrice est principalement située au niveau des nombres d'onde situés dans le domaine acoustique. Comme dans le cas de la plaque plane, le champ de pression incident est filtré par le milieu acoustique et l'effet de ce filtrage est d'autant plus marqué que le monopôle est situé loin de la coque (i.e. proche de l'axe de la coque). On généralise cette analyse en examinant les nombres d'onde portant l'énergie sur la plage de fréquence allant jusqu'à 6 kHz. La Figure 3.6 présente les positions sur l'axe  $k_x$  des déplacements radiaux (normalisés par rapport au maximum), dont l'amplitude est comprise entre 0 dB et -10 dB, en fonction de la fréquence du monopôle. Les valeurs du nombre d'onde de flexion  $k_{f,fluide}^{plaque}$  et du nombre

d'onde acoustique  $k_0$  sont aussi représentées sur cette figure. La position du monopôle est restée inchangée.

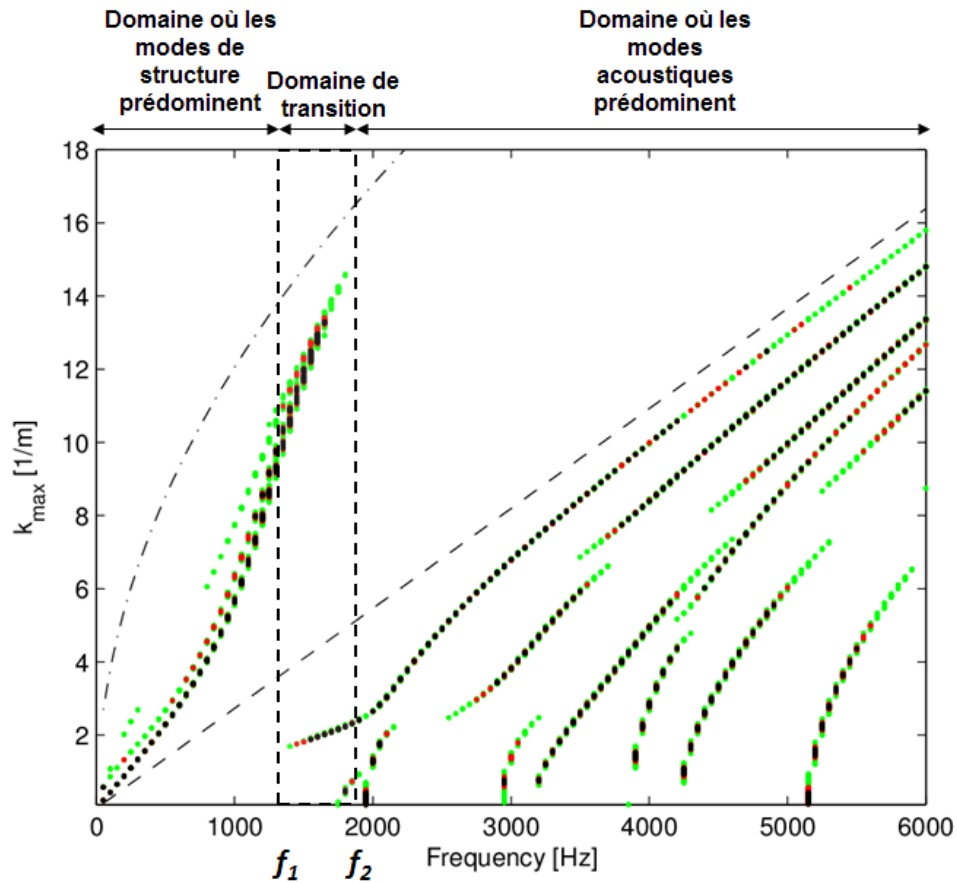


Figure 3.6. Position des maximums de déplacements radiaux  $\tilde{w}$  (en dB) sur l'axe  $k_x$  en fonction de la fréquence d'excitation. ---  $k_0$ , -.-  $k_f^{fluide}$ ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ ; facteurs de perte  $(\eta_0, \eta_s) = (10^{-3}, 10^{-2})$ ;

●  $0 \text{ dB} > \tilde{w} > -3 \text{ dB}$ ; ●  $-3 \text{ dB} > \tilde{w} > -5 \text{ dB}$ ; ●  $-5 \text{ dB} > \tilde{w} > -10 \text{ dB}$ .

Sur cette figure, trois domaines fréquentiels peuvent être identifiés:

- Lorsque  $f < f_1$ , l'énergie est portée par les nombres d'onde situés entre le nombre d'onde acoustique et le nombre d'onde de flexion. La fréquence d'excitation est inférieure à la fréquence d'apparition des modes acoustiques d'ordre  $n > 0$ . L'énergie est portée essentiellement par les modes de structure. On appelle ce domaine, le domaine de prédominance structurelle.
- Lorsque  $f_1 < f < f_2$  de l'énergie est située au niveau des nombres d'onde de flexion et au niveau des nombres d'onde dans le domaine acoustique. L'énergie migre progressivement vers les nombres d'onde situés à l'intérieur du cercle acoustique. On appelle ce domaine fréquentiel le domaine de transition.

- Lorsque  $f > f_2$ , l'énergie est essentiellement portée par les nombres d'onde situés à l'intérieur du cercle acoustique. Les pseudo-modes acoustiques d'ordre  $n > 0$  apparaissent au fur et à mesure que la fréquence augmente. L'énergie de vibration dans le domaine acoustique est alors répartie entre ces différents pseudo-modes acoustiques. On parle ici de domaine de prédominance acoustique car le comportement de la cavité semble prédominer sur celui de la structure. Les fréquences d'apparition des modes acoustiques sont différentes des fréquences d'apparition théoriques. Le couplage entre la cavité acoustique et la structure est à l'origine de ce décalage [FAH85].

De façon analogue à la détermination du critère sur l'échantillonnage spatial du champ vibratoire sur la plaque, une décomposition des déplacements dans l'espace des nombres d'onde est utilisée pour définir un critère équivalent dans le cas de la coque pleine. Le graphe présenté à la Figure 3.6 permet de déterminer la distance minimale nécessaire entre les capteurs afin d'échantillonner correctement le champ vibratoire sur la virole, pour ensuite l'utiliser comme entrée pour la formation de voies. On remarque que la position de nombres d'onde d'amplitude importante ne varie pas de façon monotone en fonction de la fréquence. L'espacement minimal entre les capteurs d'une antenne axiale doit prendre en compte ce comportement. Par conséquent, en basses fréquences, l'espacement minimal sera basé sur la valeur du nombre d'onde de flexion de la coque, tandis qu'il sera basé sur la valeur du nombre d'onde acoustique en hautes fréquences. Si l'on souhaite échantillonner le champ vibratoire sur une large plage de fréquence, on aura intérêt à fixer l'espacement entre les capteurs en fonction du nombre d'onde le plus important sur toute la plage de fréquence. Par exemple, si la plage de fréquence considérée est située entre 1 kHz et 4 kHz, le nombre d'onde maximal est situé aux alentours de 1800 Hz et vaut environ  $14 \text{ m}^{-1}$  ce qui correspond à une longueur d'onde de 45 cm. L'espacement entre les capteurs doit alors être inférieur à la demi-longueur d'onde minimum, c'est-à-dire à 22.5 cm.

Cependant, le graphe présenté à la Figure 3.6 n'est pas représentatif d'un comportement général. Plusieurs paramètres influent sur la répartition de l'énergie entre les deux sous-systèmes, notamment la position radiale du monopôle et les amortissements dynamiques des sous-systèmes [FUL83]. La Figure 3.7 représente les positions sur l'axe  $k_x$  des déplacements radiaux d'amplitude supérieure à -10 dB (par rapport au maximum



d'amplitude), en fonction de la fréquence d'excitation, lorsque le monopôle est situé à la position radiale (a)  $r_s = R_{GV}$  et (b)  $r_s = 0$  m. Le champ acoustique émis par une source située très proche de la coque (a) est très peu filtré par le milieu acoustique. Les nombres d'onde de flexion de la coque sont excités de façon prépondérante à des fréquences plus élevées que celles observées sur la Figure 3.6. Comme dans le cas précédent, une fréquence critique à partir de laquelle l'énergie est essentiellement répartie au niveau des pseudo-modes acoustiques est observée. Elle est à présent située aux alentours de 3100 Hz. Le domaine de transition énergétique entre les deux sous-systèmes est plus étendu que dans le cas d'un monopôle situé à une position radiale de 0.3 m. A l'inverse, une source positionnée exactement sur l'axe du cylindre (b) excitera essentiellement les nombres d'ondes axiaux du mode circonférentiel  $n=0$  du système couplé. La transition énergétique est plus brutale et apparaît à une fréquence plus faible que dans le cas présenté sur la Figure 3.6. Elle est ici située aux alentours de 1200 Hz.

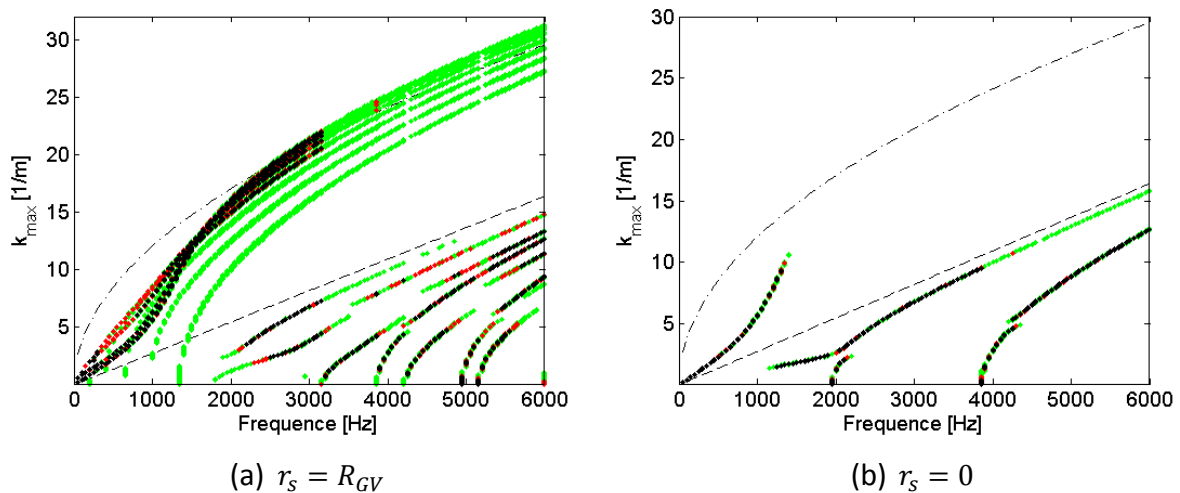


Figure 3.7. Position des maximums de déplacements radiaux  $\tilde{w}$  (en dB) sur l'axe  $k_x$  en fonction de la fréquence

d'excitation. ---  $k_0$ , -.-  $k_f^{fluide}$  ; monopôle positionné en (a) ( $r_s = R_{GV}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ$ ); (b)  $r_s = 0 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ$  ; facteurs de perte  $(\eta_0, \eta_s) = (10^{-3}, 10^{-2})$ .

●  $0 \text{ dB} > \tilde{w} > -3 \text{ dB}$  ; ●  $-3 \text{ dB} > \tilde{w} > -5 \text{ dB}$  ; ●  $-5 \text{ dB} > \tilde{w} > -10 \text{ dB}$ .

De façon analogue au cas d'une plaque plane présenté au chapitre 2, deux facteurs de perte ont été introduits dans le module de Young et dans la célérité acoustique pour introduire de la dissipation d'énergie dans les deux sous-systèmes. Dans les calculs présentés, la valeur de ces coefficients est fixée arbitrairement et supposée constante avec la fréquence. En général, la valeur du facteur de perte est propre à un mode donné et très difficile à déterminer dans les fluides et dans les structures, en particulier dans le cas d'une structure complexe comme un générateur de vapeur. Les Figure 3.8.a et 3.8.b présentent les positions  $k_x$  des déplacements radiaux d'amplitude supérieure à -10 dB (par rapport au maximum d'amplitude), en fonction de la fréquence d'excitation, lorsque le monopôle est situé à la position radiale  $r_s = 0.3$  m et lorsque les facteurs de perte  $(\eta_0, \eta_s)$  valent (a)  $(10^{-1}, 10^{-2})$  et (b)  $(10^{-3}, 10^{-1})$ .

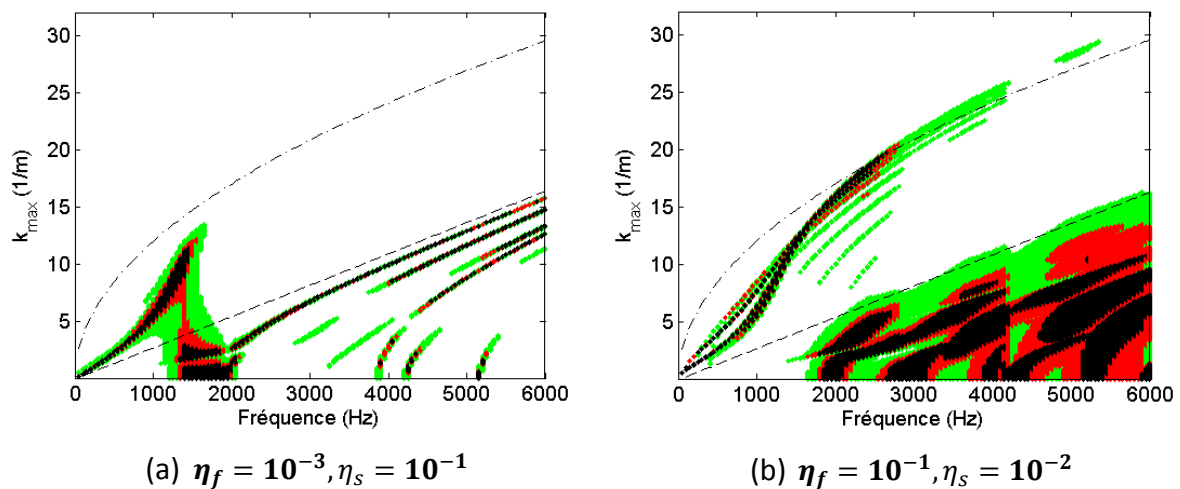


Figure 3.8. Position des maximums de déplacements radiaux  $\tilde{w}$  (en dB) sur l'axe  $k_x$  en fonction de la fréquence d'excitation. ---  $k_0$ , -.-  $k_f^{fluide}$ ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ ; facteurs de perte  $(\eta_0, \eta_s) =$  (a)  $(10^{-3}, 10^{-1})$ ; (b)  $(10^{-1}, 10^{-2})$ .

●  $0 \text{ dB} > \tilde{w} > -3 \text{ dB}$ ; ●  $-3 \text{ dB} > \tilde{w} > -5 \text{ dB}$ ; ●  $-5 \text{ dB} > \tilde{w} > -10 \text{ dB}$ .

De la même façon que pour le cas d'une plaque plane étudié au chapitre 2, l'augmentation du facteur de perte d'un des deux sous-systèmes a pour effet de réduire la réponse des pseudo-modes ainsi amortis et de transférer de l'énergie aux pseudo-modes relatifs à l'autre sous-système. Cet effet est bien visible dans le cas d'une augmentation du facteur de perte dans le milieu acoustique (b). Les déplacements dans le domaine acoustique sont étalés sur l'axe  $k_x$  et les nombres d'onde appartenant au domaine structurel sont excités au-delà du domaine

de transition établi sur la Figure 3.6. Comme dans le cas d'une source située à proximité de la coque, l'augmentation du facteur de perte acoustique modifie le critère d'échantillonnage spatial qui nécessite alors un espacement inter-capteurs plus fin en hautes fréquences. A l'inverse, l'augmentation du facteur de perte dans la structure entraîne la migration de l'énergie vibratoire principalement sur les nombres d'onde situés dans le domaine acoustique. L'effet est donc bénéfique puisqu'il allège le critère d'échantillonnage spatial. L'effet de l'augmentation des facteurs de perte dans les deux sous-systèmes sur les performances de la formation de voies sera étudié au paragraphe §3.2.4.

### 3.2 Application de la formation de voies au système couplé

Une antenne linéaire suivant l'axe du cylindre est considérée (voir Figure 3.9). Sa longueur est  $L = 10$  m, et elle est composée de  $M$  capteurs espacés d'une distance régulière  $d$ . L'antenne est positionnée sur la coque, à la position angulaire  $\theta = 0^\circ$ . Les déplacements radiaux de la coque sont calculés par l'expression (3.26) en chacun des points de l'antenne, lorsque le système est excité par un monopôle situé à la position ( $S$ ). Le fluide est supposé au repos à l'intérieur du cylindre et un bruit de fond spatialement incohérent est considéré. Ce choix permet d'étudier l'influence du système sur la formation de voies, avec un bruit de fond donnant en théorie un gain d'antenne optimal.

Les facteurs de perte ( $\eta_0, \eta_s$ ) sont égaux à ( $10^{-3}, 10^{-2}$ ).

L'espace de détection est représenté sur la Figure 3.9. Il est constitué de deux plans se coupant à la position du monopôle. Il s'agit du plan axial ( $r, \theta_s, x$ ) et du plan circonférentiel ( $r, \theta, x_s$ ). Les tailles des mailles axiales, radiales et circonférentielles sont respectivement 0.1 m, 0.01 m et  $1^\circ$ .

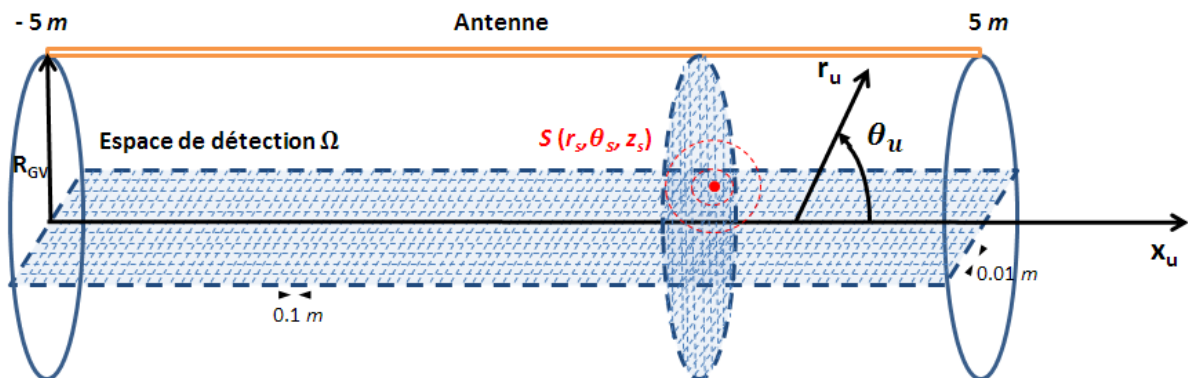
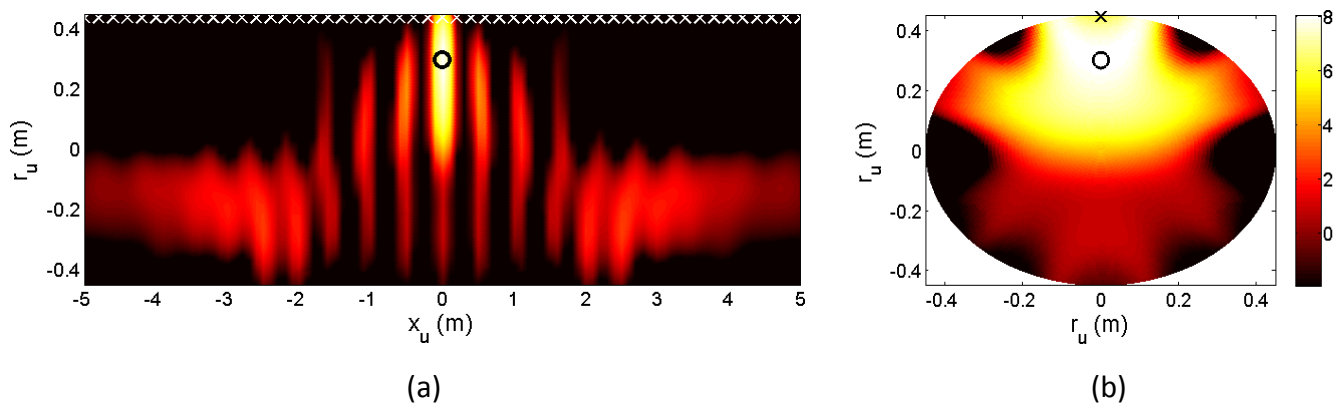


Figure 3.9. Représentation de l'espace de détection en coordonnées cylindriques.

#### 3.2.1 Vérification du critère d'échantillonnage spatial sur la formation de voies

Un monopôle situé à la position ( $S$ ) de coordonnées ( $r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 0$  m) est considéré. La fréquence d'excitation du monopôle est tout d'abord de 1 kHz. D'après la Figure 3.6, la longueur d'onde de flexion d'une plaque équivalente vaut  $\lambda_{f, fluide}^{plaque} = 0.49$  m et la longueur d'onde acoustique vaut  $\lambda_0 = 2.3$  m. Il a été vu au paragraphe §3.1.4.3 qu'à cette fréquence, les nombres d'onde dans le domaine acoustiques d'ordre  $n > 0$  ne sont pas excités

et l'énergie mécanique est essentiellement portée par les ondes de flexion. L'espacement inter-capteurs doit donc être inférieur à la demi-longueur d'onde de flexion pour respecter le critère d'échantillonnage spatial dans ce cas. Un espacement  $d = 0.2$  m est tout d'abord considéré. Les valeurs en sortie d'antenne sur les points de l'espace de détection sont représentées (en dB) sur la Figure 3.10 dans le plan axial (a) et dans le plan circonférentiel (b). Le monopôle est localisé aisément sur les deux plans et le gain apporté par l'antenne au point où se situe la source vaut 8 dB. Des lobes secondaires espacés de façon régulière suivant  $x$  apparaissent sur la Figure 3.10.a dans la direction axiale.



**Figure 3.10: Valeurs de la fonction de directivité (dB) dans le plan (a)  $\theta = \theta_s$  et dans le plan (b)  $x = x_s$  ; espacement inter-capteurs  $d = 0.2$  m ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 0$  m) ;  $f = 1$  kHz ; o : position du monopôle ; x : position des capteurs de l'antenne.**

La Figure 3.11 présente les valeurs de la fonction de directivité lorsque l'espacement inter-capteurs est égal à la demi-longueur d'onde acoustique  $d = 1.15$  m, les autres paramètres restant inchangés. Le critère d'échantillonnage établi à partir du graphe de la Figure 3.6 n'est alors plus respecté.

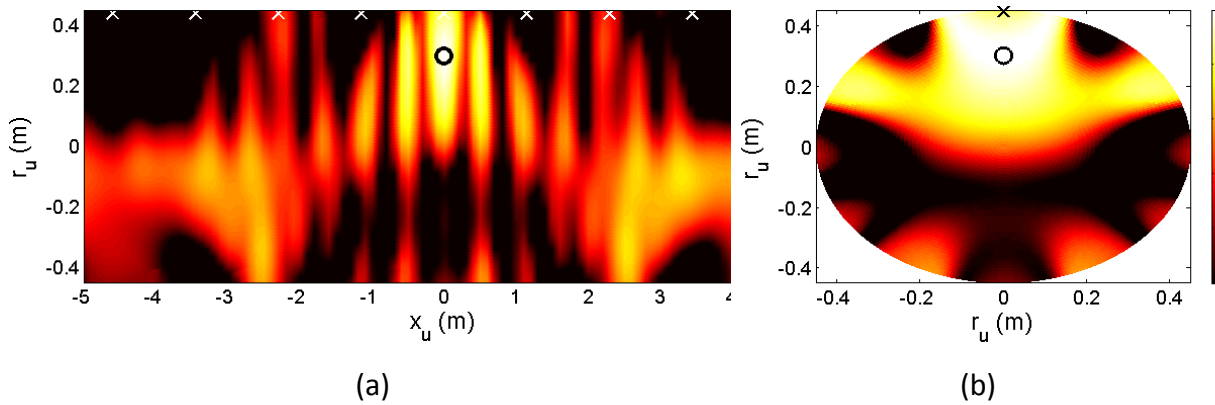


Figure 3.11: Valeurs de la fonction de directivité (dB) dans le plan (a)  $\theta = \theta_s$  et dans le plan (b)  $x = x_s$  ; espacement inter-capteurs  $d = 1.15$  m; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 0$  m) ;  $f = 1$  kHz ; o : position du monopôle ; x : position des capteurs de l'antenne.

Dans le plan axial (a), il apparaît un nombre de lobes secondaires plus important que sur la Figure 3.10, dans le cas bien échantillonné. Leur amplitude est aussi plus importante, ce qui peut induire une ambiguïté sur la localisation. Le lobe principal de la fonction de directivité est lui aussi plus aplati mais son maximum est bien localisé à la position exacte du monopôle dans les deux plans. La localisation est plus difficile dans ce cas. Le gain apporté à cette position est à présent de 2 dB. Il a chuté de 5.5 dB par rapport au cas présenté à la Figure 3.9. Le nombre de capteurs est à présent de 9 tandis qu'il y avait 51 capteurs dans le cas précédent. D'après la loi donnée par Urick (expression (2.33)), la chute du gain liée à cette diminution de capteurs est de 7.5 dB dans le cas d'une onde plane, ce qui n'est pas le cas ici étant donnée la faible distance de la source à l'antenne par rapport à la longueur d'onde acoustique.

On s'intéresse à présent à la localisation du monopôle à une fréquence appartenant au domaine de prédominance acoustique identifié sur la Figure 3.6. Les valeurs de la fonction de directivité dans l'espace de détection sont représentées sur la Figure 3.12 (en dB) lorsque la fréquence du monopôle est 5 kHz. La position du monopôle n'a pas changé. La longueur d'onde acoustique vaut  $\lambda_0 = 0.46$  m et la longueur d'onde de flexion vaut  $\lambda_{f,\text{fluide}}^{\text{plaque}} = 0.22$  m. Un espacement inter-capteur  $d = 0.2$  m qui satisfait le critère d'échantillonnage spatial d'après la Figure 3.6 est considéré.

Le monopôle est facilement localisable dans les 2 plans de l'espace de détection. Le gain d'antenne vaut 8 dB. Cette valeur est égale au gain obtenu à la Figure 3.10 où le nombre de points sur l'antenne était identique. Le doublement du nombre de capteurs (par exemple un espacement inter-capteurs  $d = 0.1$  m permettant d'échantillonner les ondes de flexion)

n'améliore pas la fonction de directivité, mais augmente le gain de 3 dB, ce qui est tout à fait normal puisque les modes de flexion de la coque ne sont pas prépondérantes dans le comportement du système couplé à 5 kHz.

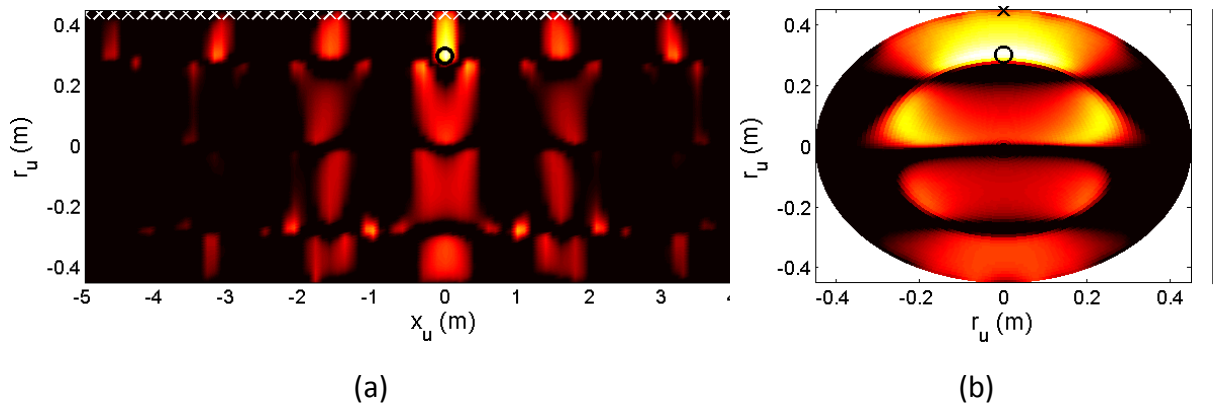


Figure 3.12. Valeurs de la fonction de directivité (dB) dans le plan (a)  $\theta = \theta_s$  et dans le plan (b)  $x = x_s$ ; espacement inter-capteurs  $d = 0.2$  m; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 0$  m);  $f = 5$  kHz; o : position du monopôle; x : position des capteurs de l'antenne.

*Remarque : Un espacement inter-capteurs égal à la demi-longueur d'onde de flexion à 5 kHz augmente le gain d'antenne (car le nombre de capteurs augmente) mais ne modifie pas l'allure de la fonction de directivité, contrairement au cas d'une excitation à 1 kHz.*

Le comportement du système couplé semble être régi surtout par les mouvements de la cavité. Ce résultat était prévisible dans le domaine de prédominance acoustique mis en évidence au paragraphe §3.1.4.3. Il l'était cependant beaucoup moins pour les fréquences situées dans le domaine de prédominance structurelle dans lequel les modes acoustiques ne sont pas excités. Il rappelle le cas de la plaque plane étudié au chapitre 2 pour lequel la prise en compte de l'expression de la vitesse acoustique incidente en négligeant le comportement de la plaque était suffisante pour localiser le monopôle.

### 3.2.2 Etude de vecteurs de pointage « simplifiés »

De façon analogue à l'étude faite dans le cas d'une plaque plane, on souhaite comparer les résultats de formation de voies lorsqu'on effectue un filtrage spatial des vibrations calculées au niveau des capteurs de l'antenne par des vecteurs de pointage, représentatif du comportement de l'un des deux sous-systèmes uniquement. Le premier vecteur de pointage

$\vec{\vec{H}}_{coque}$  est basé sur l'expression des déplacements radiaux du cylindre, donnés par le modèle développé au paragraphe §3.1, sans prendre en compte la réaction du fluide (i.e. sans prendre en compte le terme d'impédance fluide-structure dans l'opérateur de Flügge de l'expression (3.23)). Le second vecteur de pointage simplifié est noté  $\vec{\vec{H}}_0$ . Il est défini à partir de la transformée de Fourier de l'expression de la pression bloquée au niveau des capteurs de l'antenne donnée par l'expression (3.17). Les valeurs de la fonction de directivité (en dB) dans l'espace de détection (composé du plan  $(x,r)$  uniquement) sont présentés sur la Figure 3.13 lorsque le champ vibratoire dû à un monopôle à une fréquence de 1000Hz est filtré par le vecteur  $\vec{\vec{H}}_0$  (i.e. Figure 3.13.a) ou  $\vec{\vec{H}}_{coque}$  (i.e. Figure 3.13.b). L'antenne est constituée de 51 capteurs espacés de  $d = 0.2$  m, de façon à échantillonner correctement le champ vibratoire. Le monopôle est situé à la position (S) de coordonnées  $(r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 3$  m).

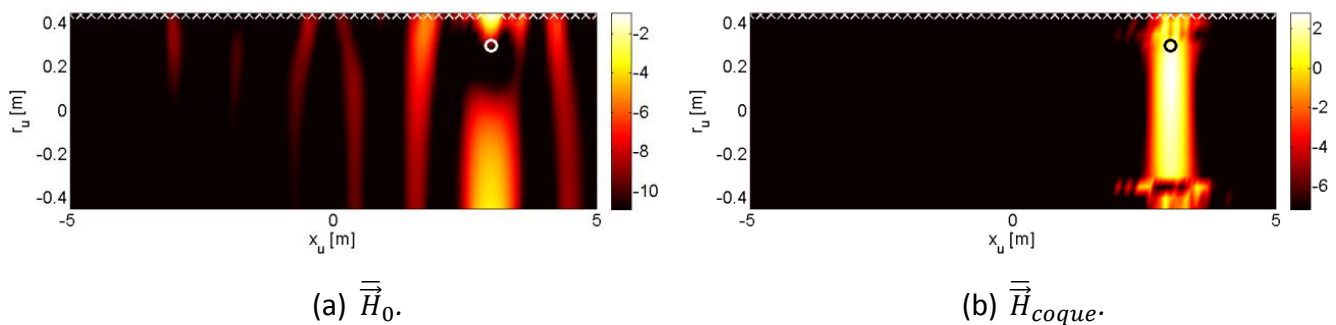
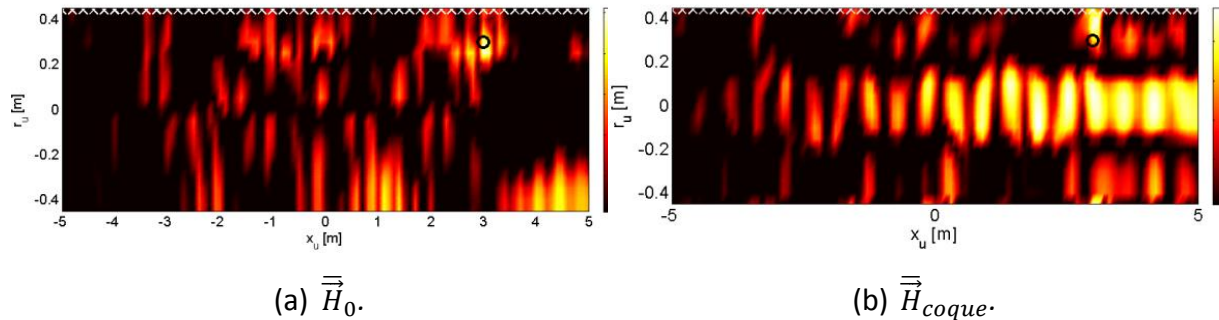


Figure 3.13. Valeurs de la fonction de directivité (dB) dans l'espace de détection ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3$  m,  $\theta_s = 0^\circ$ ,  $x_s = 3$  m) ;  $f = 1$  kHz ; vecteur de pointage (a)  $\vec{\vec{H}}_0$  ; (b)  $\vec{\vec{H}}_{coque}$  ; x : position des capteurs de l'antenne ; o : position du monopôle.

La Figure 3.13 permet de voir qu'un vecteur de pointage basé sur le comportement vibratoire de la coque seule ou de la cavité seule diminue la précision de la localisation. Le gain d'antenne est aussi plus faible que celui obtenu sur la Figure 3.10, où le vecteur de pointage prenait en compte le comportement des deux sous-systèmes couplés.

La Figure 3.14 représente la fonction de directivité dans les mêmes conditions que précédemment, seule la fréquence d'excitation du monopôle a varié. Elle est à présent égale à 5 kHz.





**Figure 3.14.** Valeurs de la fonction de directivité (dB) dans l'espace de détection ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, x_s = 3 \text{ m})$  ;  $f = 5 \text{ kHz}$  ; vecteur de pointage (a)  $\vec{H}_0$  ; (b)  $\vec{H}_{coque}$  ;  $x$  : position des capteurs de l'antenne ;  $o$  : position du monopôle.

La précision de la localisation est diminuée lorsqu'un vecteur de pointage est basé sur le comportement acoustique de la cavité seule. Le gain d'antenne est aussi légèrement moins élevé que lorsque le comportement exact du système était pris en compte dans le vecteur de pointage. On rappelle que les modes de cavité, en considérant les parois de la coque rigides, sont très différents des modes de la cavité couplée à la coque dans le cas d'un fluide lourd. Ces résultats confirment la prédominance vibratoire sur le système de la coque en basses fréquences et de la cavité en hautes fréquences. Cependant, la prise en compte du comportement de l'un ou de l'autre des sous-systèmes uniquement dans les vecteurs de pointage ne donne pas de résultats satisfaisants.

### 3.2.3 Influence de la position radiale du monopôle

Fuller a étudié la répartition de l'énergie vibratoire entre la coque et le fluide en fonction de la position radiale du monopôle dans le fluide [FUL83]. Lorsque celui-ci est situé à proximité de la coque, (respectivement, à distance de la coque), l'énergie vibratoire est plutôt dans la coque (respectivement, dans le fluide), ce qui peut impacter la détection par l'antenne. Ce phénomène a été observé au paragraphe §3.1.4.3. Nous avons cependant vu au paragraphe §3.2.1 que l'échantillonnage spatial basé sur la demi-longueur d'onde acoustique était suffisant dans le domaine de prédominance acoustique mais qu'un échantillonnage spatial basé sur la demi-longueur d'onde de flexion était préférable pour localiser le monopôle dans le domaine de prédominance structurelle.

Dans ce paragraphe, l'influence de la position radiale du monopôle sur le gain d'antenne est étudiée. L'espacement entre les capteurs de l'antenne est  $d = 0.2$  m, afin de respecter un bon échantillonnage spatial du champ vibratoire à 1 kHz et à 5 kHz qui sont les deux fréquences considérées.

Sur la Figure 3.15.a, le gain d'antenne est tracé (en dB) en fonction de la position radiale du monopôle dans le cylindre. Il varie de façon significative en fonction de la position radiale et cette variation dépend de la fréquence considérée. Des pics d'amplitude apparaissent, ils sont plus nombreux à 5 kHz qu'à 1 kHz. Pour comprendre cette évolution du gain, il est nécessaire d'analyser les signaux calculés au niveau des capteurs de l'antenne. Pour cela, l'amplitude de la vitesse radiale au niveau du capteur de référence (i.e. le capteur mesurant l'amplitude la plus importante) a été représentée sur la Figure 3.15.b. L'écart moyen normalisé par rapport à la valeur de référence (NMD) est aussi représenté sur la Figure 3.15.c. Il est défini par analogie avec l'écart-type par :

$$NMD = \sqrt{\frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \left( \frac{|w_i| - |w_{ref}|}{|w_{ref}|} \right)^2} \quad (3.30)$$

où  $M$  est le nombre de capteurs de l'antenne.  $w_i$  et  $w_{ref}$  sont les composantes du vecteur des déplacements, calculées au niveau du capteur  $i$  et du capteur de référence respectivement.

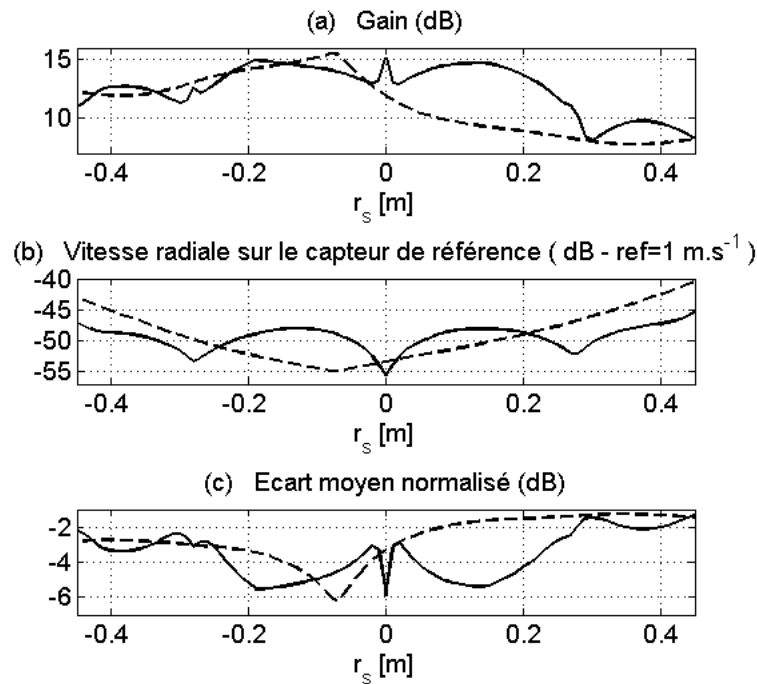


Figure 3.15. (a) Gain d'antenne (dB), (b) Vitesse radiale sur le capteur de référence (dB - ref=1 m.s<sup>-1</sup>), (c) écart moyen normalisé au capteur de référence (dB), en fonction de la position radiale du monopôle, à 1 kHz (tirets) et à 5 kHz (trait plein).

Un *NMD* faible correspond à une atténuation spatiale faible du champ vibratoire dans la direction axiale. L'amplitude calculée au niveau des capteurs de l'antenne est alors homogène et un nombre important de capteurs contribue à la formation de voies. A l'inverse, un *NMD* élevé indique une forte atténuation spatiale du champ vibratoire, donc un faible nombre de capteurs contribuant à la formation de voies, ce qui peut entraîner une faible efficacité du traitement d'antenne. Sur la Figure 3.6.b, les positions des pics du gain correspondent à des minimums d'amplitude au point de référence. Le traitement d'antenne est donc plus efficace lorsque la source est localisée aux positions pour lesquelles de faibles amplitudes de vibration auraient été mesurées avec un seul capteur. Ces positions, pour lesquelles le système est faiblement excité, correspondent à des points nodaux du système couplé. De plus, on peut voir sur la Figure 3.6.c que les valeurs du *NMD* sont minimales pour ces mêmes positions, ce qui est caractéristique d'un champ vibratoire plutôt homogène sur l'antenne. Un nombre plus important de capteurs participe alors à la formation de voies, ce qui a pour conséquence d'augmenter le gain d'antenne. Dans les autres cas, seuls les capteurs situés proche du capteur de référence contribuent à la formation de voies et le gain est plus faible.

### 3.2.4 Influence des facteurs de perte dans la structure et dans le fluide

Une étude paramétrique ayant pour but d'étudier l'impact des facteurs de perte structurel et acoustique sur la performance de la détection est ici effectuée.

Le gain d'antenne est représenté sur la Figure 3.16 en fonction du facteur de perte dans le fluide  $\eta_0$  et de la fréquence d'excitation. Le facteur de perte dans la structure  $\eta_{coque}$  est fixé à  $10^{-2}$  et le monopôle est situé à la position (S), de coordonnées ( $r_s = 0.3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, x_s = 0 \text{ m}$ ). La répartition énergétique entre les deux sous-systèmes est représentée par la Figure 3.6 dans ce cas. Les valeurs maximales du gain sont atteintes pour les basses fréquences, appartenant au domaine de prédominance structurelle, et pour lesquelles les pseudo-modes de structure dominant le comportement vibratoire du système couplé. L'influence du facteur de perte acoustique est négligeable à ces fréquences. Par conséquent, l'augmentation de ce facteur de perte impacte très peu les performances de la détection dans les basses fréquences. Dans le domaine de prédominance acoustique, le gain atteint des valeurs significatives aux fréquences où l'énergie vibratoire est portée par des nombres d'onde axiaux de faible valeur (voir Figure 3.6). Ces fréquences correspondent aux fréquences d'apparition d'un pseudo-mode acoustique circonférentiel. Au-delà de ces fréquences particulières, le nombre d'onde axial de forte énergie augmente et le gain diminue.

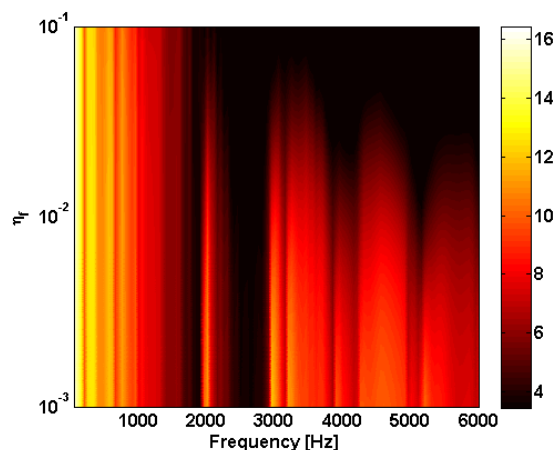


Figure 3.16. Valeur du gain d'antenne (dB) en fonction de la fréquence du monopôle et du facteur de perte acoustique.

Coefficient d'amortissement structurel :  $\eta_{coque} = 1\%$ .

Dans ce domaine de fréquence, l'augmentation du facteur de perte acoustique augmente la décroissance spatiale du champ de pression dans le fluide. Ceci induit une baisse de

l'amplitude vibratoire mesurée au niveau des points situés loin du capteur de référence. Par conséquent, de moins en moins de capteurs contribuent de façon significative à la formation de voies, et le gain diminue rapidement lorsque le facteur de perte acoustique augmente. Les performances de la détection sont donc réduites lorsque le facteur de perte augmente dans le domaine de prédominance acoustique.

On s'intéresse à présent à l'effet d'une augmentation du facteur de perte structurel sur les performances de la détection. La Figure 3.17 présente les valeurs du gain d'antenne en fonction de la fréquence d'excitation et du facteur de perte dynamique de structure. Le facteur de perte acoustique est fixé à 0.1% et la position du monopôle est inchangée.

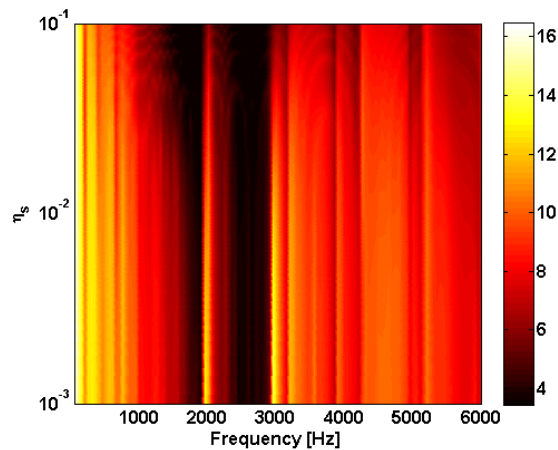


Figure 3.17. Valeur du gain d'antenne (dB) en fonction de la fréquence du monopôle et du facteur de perte structurel.  
Coefficient d'amortissement acoustique :  $\eta_0 = 0.1\%$ .

Le gain est élevé et à peu près constant dans le domaine de prédominance structurelle, quelle que soit la valeur du facteur de perte structurel. Des valeurs significatives sont aussi observées dans le domaine de prédominance acoustique lorsque le nombre d'onde axial dominant est « petit ». Contrairement à ce qu'on observait dans la Figure 3.16, le gain est globalement faiblement impacté par l'augmentation du facteur de perte structurel sur toute la plage de fréquences.

En conclusion, la performance de la formation de voies est faiblement impactée par une augmentation du facteur de perte dynamique acoustique et structurel dans le domaine basses fréquences, dans lequel les pseudo-modes de structure dominant le comportement vibratoire du système couplé. Le gain est au contraire très réduit dans le domaine de

prédominance acoustique, lorsque le facteur de perte acoustique augmente. Pour un fluide faiblement amorti, le gain d'antenne reste satisfaisant.

### 3.2.5 Influence de la position angulaire du monopôle : ambiguïté spatiale

Le système considéré est symétrique par rapport au plan  $\theta = 0^\circ$  où se situe l'antenne. Cette symétrie se retrouve nécessairement sur le champ vibratoire. Jusqu'à présent, le monopôle acoustique était situé à la même position angulaire que l'antenne, en  $\theta = 0^\circ$ , c'est-à-dire sur l'axe de symétrie. Cette position permettait une localisation sans ambiguïté puisqu'un lobe primaire bien distinct des lobes secondaires était présent dans l'espace de détection (voir Figure 3.10.b, Figure 3.11.b et Figure 3.12.b). On s'intéresse à présent à la localisation d'un monopôle qui serait situé à une position angulaire différente de celle de l'antenne. Les valeurs de la fonction de directivité sont représentées (en dB) dans le plan circconférentiel lorsque la source est située à une position (S) ( $r_s = 0.3 \text{ m}$ ,  $\theta_s = 75^\circ$ ,  $x_s = 0 \text{ m}$ ). La position du monopôle est représentée par un cercle noir. Le traitement permet de localiser de façon évidente la position du monopôle avec un gain d'environ 12 dB. Cependant, les vibrations sur les points de l'antenne sont les mêmes que celles qui seraient calculées si le monopôle était situé à la position angulaire  $-75^\circ$ . Un second lobe strictement identique au lobe principal est présent à cette position, et il est impossible de déterminer laquelle des deux positions identifiées correspond à celle de la vraie source.

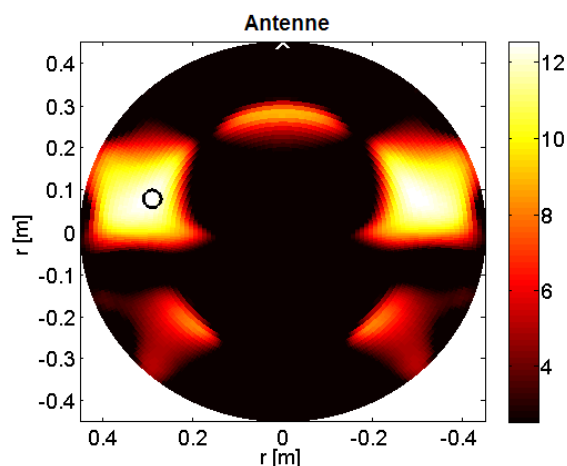


Figure 3.18. Valeurs de la fonction de directivité dans le plan circconférentiel, lorsque la source est située à la position angulaire  $\theta_s = 75^\circ$ . x : position des capteurs de l'antenne ; o : position du monopôle.

Cette situation illustre bien l'ambiguïté spatiale qui peut apparaître lorsque l'on considère une antenne linéaire. Le manque d'information sur la position de la source peut toutefois être compensé en rompant la symétrie du système, en ajoutant par exemple une seconde antenne, à une position angulaire différente de la première (modulo  $\pi$ ) comme on peut le voir sur la Figure 3.19. L'échantillonnage est alors effectué en considérant que l'antenne est constituée des deux sous-antennes.

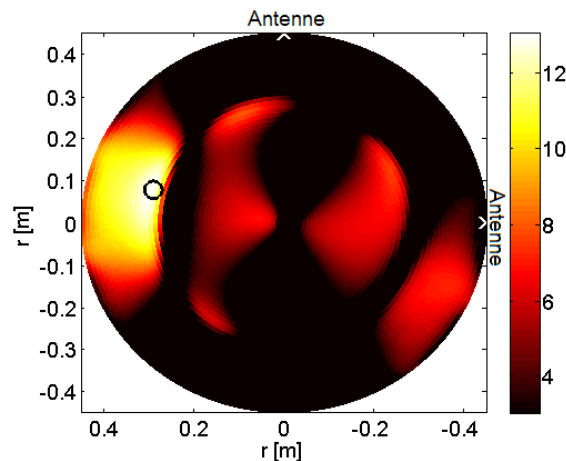


Figure 3.19. Valeurs de la fonction de directivité dans le plan circonférentiel, lorsque la source est située à la position angulaire  $\theta_s = 75^\circ$ , en utilisant deux antennes. x : position des capteurs de l'antenne ; o : position du monopôle.

L'atténuation du lobe secondaire image est proportionnelle au nombre de capteurs de la seconde sous-antenne. La disparition de ce lobe est complète lorsque le nombre de capteurs est égal sur les deux sous-antennes.

### 3.2.6 Source en dehors du champ de l'antenne

Comme dans le cas d'une plaque plane étudié au chapitre 2, on s'intéresse à la possibilité de détecter une source lorsqu'elle n'est pas en vis-à-vis de l'antenne. La Figure 3.20 présente les valeurs de la fonction de directivité lorsque le monopôle est situé à la position  $\mathbf{s}$  de coordonnées  $(x_s = 3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, r_s = 0.3 \text{ m})$  tandis que le centre de l'antenne est situé à la position  $x = -5 \text{ m}$  (le monopôle est situé à 3 m du capteur le plus proche). Les fréquences considérées sont 1 kHz (a) et 5 kHz (b). L'antenne est constituée de 51 capteurs espacés de 0.1 m.

Contrairement au cas de la plaque plane, une localisation exacte du monopôle est ici observée. Le gain d'antenne est aussi significativement élevé. Un résultat similaire est obtenu

pour différentes positions du monopôle. Il paraît donc possible de détecter et de localiser une source qui n'est pas en vis-à-vis de l'antenne de façon efficace contrairement à la formation de voies effectuée sur une plaque plane.

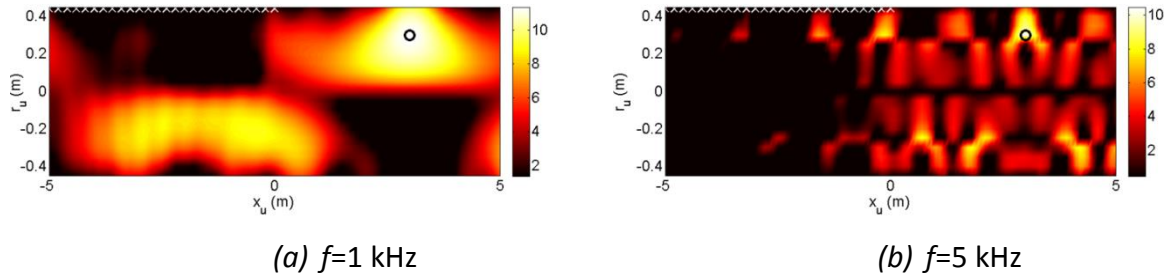


Figure 3.20: Valeurs de la fonction de directivité (en dB) de la formation de voies pour un monopôle situé hors du champ de l'antenne. Fréquence du monopôle égale à (a) 1 kHz et (b) 5 kHz.  $x$  : position des capteurs de l'antenne ;  $o$  : position du monopôle.

La Figure 3.21 présente deux vecteurs de pointage correspondant aux positions de coordonnées  $(x_s = 3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, r_s = 0.3 \text{ m})$  et  $(x_s = 3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, r_s = 0.35 \text{ m})$ . Une différence beaucoup plus prononcée que dans le cas d'une plaque plane est observée (i.e. Figure 2.19).

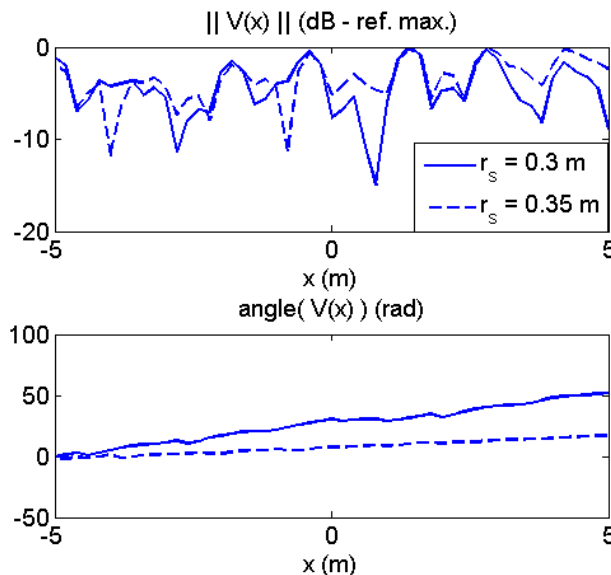


Figure 3.21 : Comparaison des vecteurs de pointage correspondant aux positions de l'espace de détection (trait plein)  $(x_s = 3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, r_s = 0.3 \text{ m})$  et (tirets)  $(x_s = 3 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ, r_s = 0.35 \text{ m})$  ;  $f = 5 \text{ kHz}$ .



Les dimensions finies du système dans les directions radiales et circonférentielles font apparaître un comportement vibratoire modal permettant de caractériser chacune des positions du monopôle, même lorsqu'il n'est pas situé en vis-à-vis de l'antenne. La base des vecteurs de pointage permet ainsi de discriminer les différentes positions du monopôle de façon plus efficace que dans le cas d'une plaque plane.

### 3.3 Conclusion

Dans ce troisième chapitre, les mouvements radiaux d'une coque cylindrique infinie, élastique (représentant la virole du GV), remplie par un fluide lourd (représentant le sodium liquide), ont été analysés. Un monopôle acoustique situé à l'intérieur du fluide, simulant l'onde générée lors d'une fuite, excite le système. Les mouvements radiaux du système couplé ont été décomposés sur la base des nombres d'onde axiaux et circonférentiels. Cette décomposition nous a permis de déterminer les valeurs des nombres d'onde pour lesquels les mouvements sont les plus importants. L'espacement maximum entre les capteurs de l'antenne, permettant d'échantillonner correctement ces nombres d'ondes en vue d'appliquer la formation de voies, peut être déterminé grâce à cette analyse. Trois domaines fréquentiels ont ainsi pu être identifiés. En basses fréquences, les mouvements du système couplé font apparaître une prédominance des modes de flexion de la coque, tandis qu'une prédominance des modes de la cavité acoustique apparaît en hautes fréquences. Le critère d'échantillonnage ainsi établi a été validé par l'analyse des fonctions de directivité à différentes fréquences, en considérant différents espacements inter-capteurs basés sur la longueur d'onde de flexion et sur la longueur d'onde acoustique. Cependant, le comportement de la cavité semble dominer le mouvement du système global même en basses fréquences. Un échantillonnage spatial basé sur la longueur d'onde acoustique permet ainsi une localisation du monopôle correcte sur toute la plage de fréquences. La prédominance des différents sous-systèmes a par ailleurs été validée par l'utilisation de vecteurs de pointage simplifiés, basés uniquement sur le comportement d'un sous-système. Toutefois, l'utilisation de ce type de vecteur de pointage ne permet pas une bonne performance de la formation de voies.

La performance de la formation de voies est faiblement impactée par une augmentation du facteur de perte acoustique et structurel dans le domaine basses fréquences, dans lequel les pseudo-modes de structure dominant le comportement vibratoire du système couplé. Le gain est au contraire très réduit dans le domaine de prédominance acoustique, lorsque le facteur de perte acoustique augmente. Pour un fluide faiblement amorti, le gain d'antenne reste satisfaisant. Le domaine basses fréquences (en dessous de la fréquence d'apparition du premier pseudo-mode acoustique circonférentiel) paraît plus favorable à la détection du monopôle. Lorsque le monopôle est situé à des positions radiales,

pour lesquelles le système est faiblement excité, le gain d'antenne est élevé. Ce résultat est dû à la faible atténuation d'amplitude au niveau des capteurs de l'antenne éloignés du capteur de référence. La méthode semble donc complémentaire avec une méthode de détection de type dépassement de seuil qui permettrait de détecter le monopôle lorsqu'il se situe proche de la paroi par exemple.

Des cas de localisation dans des situations moins favorables ont été étudiés. L'ambiguïté spatiale de la localisation a été introduite en considérant un monopôle situé en dehors du plan de symétrie du système. Cette situation entraînant une erreur de localisation de la source peut être atténuée, voire annulée en modifiant la géométrie de l'antenne (antenne non linéaire). La détection d'un monopôle, lorsqu'il n'est plus en vis-à-vis de l'antenne, a aussi été étudiée. Contrairement à une plaque plane, il est possible de localiser assez précisément le monopôle et avec un gain d'antenne élevé. Ce résultat est dû au couplage des modes circonférentiels et radiaux du système, qui offrent une signature vibratoire caractérisant de façon plus précise chaque position du monopôle dans l'espace de détection.

## Chapitre 4 :

## Validation expérimentale de la méthode

---

Les résultats présentés au chapitre 3 offrent des perspectives encourageantes en termes de détection et de localisation d'une source acoustique par formation de voies. Une maquette, représentant la virole d'un générateur de vapeur à échelle réduite, a été conçue et réalisée pour une expérimentation au centre d'études techniques d'AREVA-NP au Creusot. Cette maquette a pour objectif d'étudier les performances du traitement par formation de voies pour détecter une source acoustique dans un fluide à partir de mesures vibratoires sur la virole. Un hydrophone simulant la source est utilisé pour générer un signal acoustique harmonique à différentes positions dans le fluide. La formation de voies est ensuite appliquée pour détecter et localiser l'hydrophone en considérant différents débits d'eau dans la conduite et différents rapports signal sur bruit. L'effet de la cohérence spatiale du bruit de fond est alors étudié. Les objectifs de l'expérimentation ainsi que les calculs préliminaires de dimensionnement de la maquette sont tout d'abord présentés dans ce chapitre. Les résultats obtenus avec l'hydrophone permettent de valider la méthode. Ils ont été présentés au congrès ANIMMA 2013 (Advancements in Nuclear Instrumentation Measurement Methods and their Applications) [MOR13b]. Par ailleurs, un second dispositif permettant d'injecter de l'air sous pression dans la maquette a également été utilisé pour se rapprocher de l'onde acoustique générée lors d'une fuite d'eau dans le sodium et détecter cette source par formation de voies. Une méthode de fusion de données permettant d'exploiter la propriété large bande du signal d'injection pour augmenter les performances de la formation de voies est introduite. Elle permet ainsi de localiser l'injecteur d'air lorsque l'eau est au repos.

## 4.1 Présentation de l'expérience

### 4.1.1 Objectifs de l'expérimentation

La maquette est une représentation simplifiée du GV basée sur le modèle développé au chapitre 3. Elle doit permettre dans un premier temps de valider la méthode de formation de voies pour détecter une source acoustique à partir de mesures vibratoires. Un cylindre rempli d'eau, excité par une source acoustique à l'intérieur du fluide est considéré. La source acoustique à détecter doit être la plus représentative possible d'un monopôle (i.e. ayant une petite taille et émettant un signal harmonique, spatialement cohérent). Elle doit pouvoir être déplacée à l'intérieur du fluide de façon à tester la méthode en différentes positions et à permettre la mesure des vecteurs de pointage dans l'espace de détection. Afin de pouvoir générer un bruit de fond représentatif d'un écoulement de sodium dans le GV, le fluide doit pouvoir être mis en mouvement avec différents débits. Une grille de mélange est utilisée pour brasser l'écoulement à la manière des entretoises présentes dans le GV. Enfin, une antenne linéaire de capteurs et un système d'acquisition multivoies permet l'échantillonnage spatio-temporel du champ vibratoire sur le tube. La Figure 4.1 représente la maquette utilisée pour valider la méthode compte-tenu des contraintes évoquées.

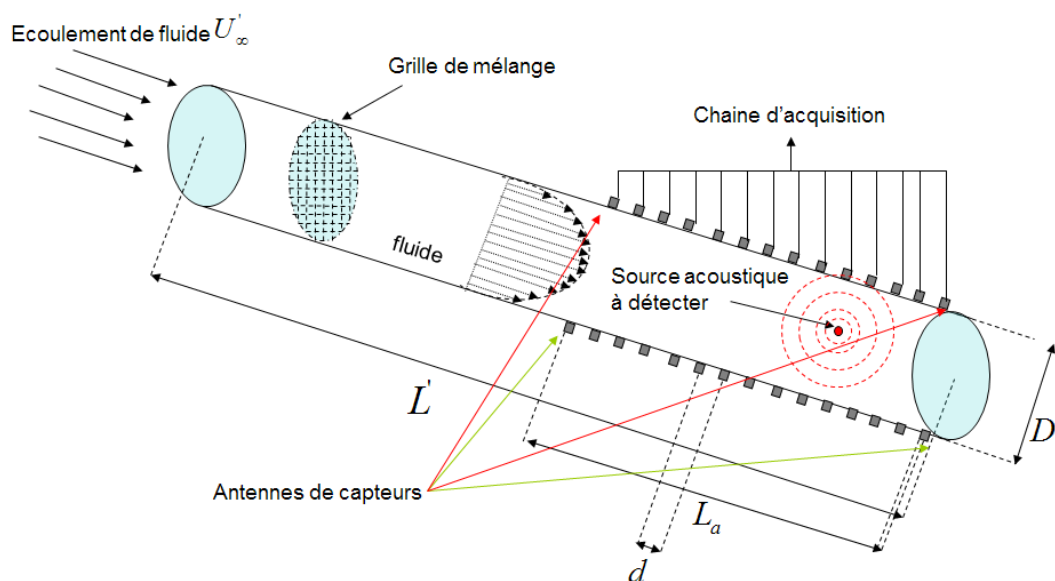


Figure 4.1. Schéma de la maquette permettant la validation expérimentale de la méthode de formation de voies.

Dans un second temps, l'expérimentation doit permettre de tester la formation de voies pour détecter une source représentative d'une fuite d'eau dans le sodium. Un système d'injection de gaz sous pression est utilisé pour générer une telle source.

La conduite est en acier inoxydable, comme le générateur de vapeur. Pour des raisons de facilité de mise en œuvre du fait des dispositions de sécurité à assurer, le fluide utilisé n'est pas du sodium, mais de l'eau à température ambiante et à une pression d'environ 2 bars. La viscosité et la densité de l'eau à température ambiante sont voisines de celles du sodium à 530°C. Cependant, les célérités acoustiques de ces deux fluides sont différentes (i.e.  $c_0 = 2300 \text{ m/s}$  pour le sodium et  $c'_0 = 1500 \text{ m/s}$  pour l'eau). Cette différence doit être prise en compte dans le calcul de similitude. Par ailleurs, le sodium s'écoule dans le GV à une vitesse  $U_0 = 4 \text{ m/s}$  environ. L'excitation induite par cet écoulement sur la virole est simulée grâce à l'écoulement d'eau dans la maquette. Par ailleurs, on rappelle que la fréquence d'anneau de la virole du GV considéré vaut 1906 Hz. Le diamètre hydraulique du GV est le diamètre de la section équivalente au travers de laquelle le fluide s'écoule. Il s'agit de la section de la virole interne à laquelle la section occupée par l'ensemble des tubes a été retranchée. Le diamètre hydraulique du GV modulaire à tubes droits considéré au chapitre 3 vaut 754 mm.

#### 4.1.2 Calculs de similitudes pour le dimensionnement de la maquette

Un calcul de similitudes entre le système GV et la maquette expérimentale est effectué afin de :

- conserver le nombre de longueurs d'onde acoustique suivant la circonférence du cylindre,
- établir un domaine fréquentiel équivalent entre les deux systèmes, permettant d'étudier le comportement vibratoire de part et d'autre de la fréquence d'anneau,
- conserver la longueur de cohérence spatiale de la couche limite turbulente dans l'écoulement définie par le modèle de Corcos.

Le premier point impose que le rapport du diamètre hydraulique (noté  $\phi'$  pour la maquette et  $\phi$  pour le GV) sur la longueur d'onde acoustique du fluide (notée  $\lambda'_0$  pour l'eau et  $\lambda_0$  pour le sodium) soit conservé entre les deux systèmes:

$$\frac{\phi'}{\lambda'_0} = \frac{\phi}{\lambda_0}, \quad (4.1)$$

ce qui permet de déduire le rapport des longueurs :

$$\chi_L = \frac{\phi}{\phi'} = \frac{\lambda_0}{\lambda'_0} = \frac{c_0}{c'_0 \chi_F}, \quad (4.2)$$

où  $\chi_F = \frac{f_{max}}{f'_{max}}$  est le rapport des fréquences maximales considérées dans le GV et dans la maquette. Le rapport des longueurs est lié au rapport des fréquences. Une conduite dont le diamètre interne vaut 20 cm correspond à un rapport d'échelle  $\chi_L = 3.8$  et à un rapport de fréquences  $\chi = 0.4$ . La fréquence d'anneau d'une telle conduite vaut 8511 Hz d'après l'expression (3.27). La fréquence maximale considérée au chapitre 3 pour étudier le comportement vibratoire de la virole du GV était égale à 6 kHz, ce qui permettait de considérer les fréquences en-dessous et au-dessus de la fréquence d'anneau de la virole. Le rapport  $\sigma_F$  donne une fréquence maximale de 15 kHz, ce qui est bien supérieur à la fréquence d'anneau de la maquette et permet de respecter le second point.

Le modèle de Corcos a été utilisé au chapitre 2 pour calculer l'inter-spectre de pression pariétale théorique d'une couche limite turbulente établie sur une plaque plane, en fonction de la vitesse de convection  $U_{conv}$  du fluide et de la fréquence  $f$ . La longueur de cohérence de la CLT dans le sens de l'écoulement  $l_x = \frac{1}{|k_{conv}| \alpha}$ , peut être définie, où  $\alpha = 1/9$  [AUC10], avec  $k_{conv} = \frac{\omega}{U_c}$  le nombre d'onde convectif.  $\omega = 2\pi f$  est la pulsation considérée de la source acoustique et  $U_{conv} = 0.6U_0$  est la vitesse convective définie en fonction de la vitesse de l'écoulement  $U_0$  à l'extérieur de la couche limite. On souhaite que cette longueur de cohérence respecte le rapport d'échelles :

$$\chi_L = \frac{l_x}{l'_x}. \quad (4.3)$$

Après développement de l'expression (4.3), on obtient la relation suivante :

$$U'_0 = U_0 \frac{c'_0}{c_0}, \quad (4.4)$$

qui donne la vitesse maximale de l'écoulement d'eau dans la conduite en fonction de celle du sodium dans le GV. L'eau doit pouvoir circuler à une vitesse maximale d'environ 2.5 m/s équivalent à un débit volumique de 75 l/s.

La turbulence d'un écoulement dans une conduite peut être quantifiée en calculant le nombre de Reynolds:

$$\mathcal{R}_e = \frac{U_0 \phi \rho_0}{\mu}, \quad (4.5)$$

où  $\mu$  et  $\rho_0$  sont respectivement la viscosité dynamique du fluide ( $\mu' = 1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  pour l'eau et  $\mu = 0.24 \text{ Pa}\cdot\text{s}$  pour le sodium) et sa masse volumique ( $\rho'_0 = 1000 \text{ kg}/\text{m}^3$  pour l'eau et  $\rho'_0 = 830 \text{ kg}/\text{m}^3$  pour le sodium). Le profil de pression pariétale de cet écoulement sur la virole interne n'est pas une couche limite turbulente (CLT) en raison de la présence des différentes structures internes, notamment des plaques entretoises, situées à intervalle régulier, qui vont brasser l'écoulement du sodium, empêchant ainsi la couche limite turbulente de s'établir dans l'espace. Il ne s'agit pas ici de réaliser une expérience dans laquelle l'écoulement serait représentatif de celui que l'on observerait dans un générateur de vapeur. D'une part, ceci serait très compliqué à mettre en œuvre et d'autre part, on risquerait de passer à côté des phénomènes qui nous intéressent. On vérifie simplement par le calcul des nombres de Reynolds que le degré de turbulence est équivalent dans le GV et dans la maquette. Les nombres de Reynolds associés aux vitesses d'écoulement maximales du sodium dans le GV et de l'eau dans la maquette valent respectivement  $1,9 \cdot 10^6$  et  $8,2 \cdot 10^6$ . Ils correspondent à un écoulement complètement turbulent dans les deux cas. Les valeurs caractéristiques du GV et de la maquette sont données dans le Tableau 4..



	Diamètre hydraulique	Epaisseur	Vitesse d'écoulement	Masse volumique	Célérité acoustique	Viscosité dynamique	Fréquence d'anneau	Fréquence max
$\chi_L = 3.7$	$\phi$ [mm]	$h$ [mm]	$U_0$ [m/s]	$\rho_0$ [kg/m <sup>3</sup> ]	$c_0$ [m/s]	$\mu$ [mPa/s]	$f_{anneau}$ [kHz]	$f_{max}$ [kHz]
Maquette	205	8	2	1000	1500	1	7.26	15
GV	754	28	3	830	2300	0.24	1.91	6.25

Tableau 4.1. Caractéristiques géométriques et acoustiques du générateur de vapeur et du banc expérimental.

#### 4.1.3 Echantillonnage spatio-temporel du champ vibratoire

Une antenne linéaire suivant la direction axiale de la conduite est considérée. Elle est composée d'accéléromètres permettant d'échantillonner le champ d'accélération radiale sur la coque. Le modèle établi au chapitre 3 permet de déterminer les valeurs des nombres d'onde axiaux correspondant à des déplacements radiaux dont l'amplitude est supérieure à -10 dB. Ils sont représentés sur la Figure 4.2.

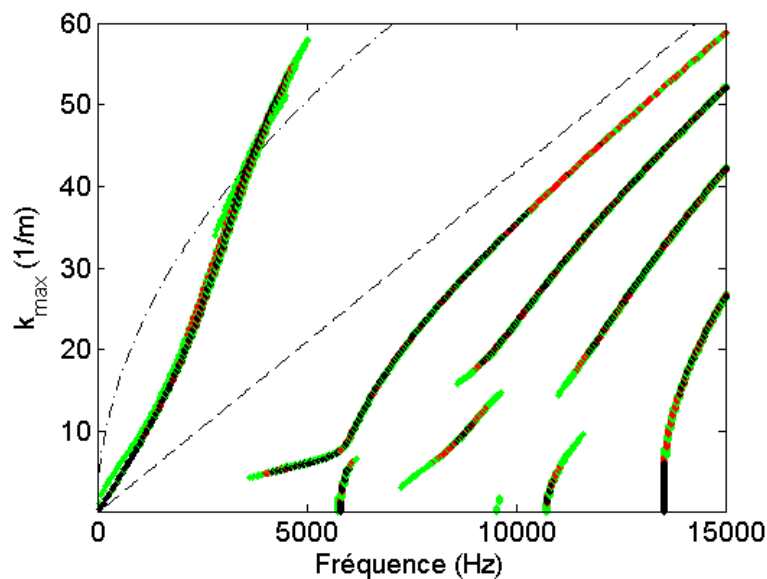


Figure 4.2. Position des maximums de déplacements radiaux  $\tilde{w}$  (en dB) de la maquette, sur l'axe  $k_x$ , en fonction de la fréquence d'excitation. ---  $k_0$ , -.-  $k_f^{fluide}$ ; monopôle positionné en  $(r_s = 0.05 \text{ m}, x_s = 0 \text{ m}, \theta_s = 0^\circ)$ ; facteurs de perte  $(\eta_0, \eta_s) = (10^{-3}, 10^{-2})$ ;

●  $0 \text{ dB} > \tilde{w} > -3 \text{ dB}$ ; ●  $-3 \text{ dB} > \tilde{w} > -5 \text{ dB}$ ; ●  $-5 \text{ dB} > \tilde{w} > -10 \text{ dB}$ .

Le nombre d'onde axial maximal à échantillonner sur la plage de fréquences utile est  $k_{max} = 60 \text{ m}^{-1}$ . Il correspond à une longueur d'onde minimale  $\lambda_{min} = 0.1 \text{ m}$ . L'espacement

maximal entre les capteurs satisfaisant le critère établi au chapitre 3 doit être inférieur à 5 cm. Par précaution, l'espacement inter-capteurs a été fixé à  $d = 2 \text{ cm}$  afin de sur échantillonner le champ vibratoire. Il est donc théoriquement possible d'échantillonner correctement les ondes aux longueurs d'onde allant jusqu'à 4 cm, ou encore de nombres d'onde axiaux inférieurs à  $158 \text{ m}^{-1}$ .

L'antenne a une longueur de 1 m et est composée de 50 capteurs de type KISTLER 8704B50. Un système d'acquisition B&K Pulse de 64 voies permet l'enregistrement des signaux temporels sur les 50 accéléromètres simultanément. La fréquence d'échantillonnage des 50 signaux est  $f_e = 32768 \text{ Hz}$ .

#### 4.1.4 Sources acoustiques

Deux sources acoustiques sont considérées. La première est un hydrophone B&K 8103 (i.e. Figure 4.5.a) permettant d'émettre un signal acoustique. Ce modèle d'hydrophone est petit, ce qui permet d'approximer au mieux une source monopolaire. Il est utilisé pour générer un signal harmonique à différentes positions afin de mesurer les fonctions de transfert entre la source et les capteurs. Ceci permet de créer une base expérimentale de vecteurs de pointage. Par ailleurs, il sera possible, grâce à l'hydrophone, de tester la formation de voies pour détecter et localiser une source simple. On souhaite balayer une plage de fréquences en-dessous et au-dessus de la fréquence d'anneau du système en limitant le nombre de fréquences constituant l'espace de détection. Cinq fréquences d'excitation sont alors considérées :  $f = [2000; 4000; 6000; 8000; 10000] \text{ Hz}$ . Le gain de l'hydrophone utilisé comme émetteur est proportionnel à la fréquence d'excitation. Il est très faible dans le domaine de fréquences qui nous intéresse en raison de sa petite taille par rapport à la longueur d'onde acoustique et il est proportionnel à la fréquence d'excitation.

Un amplificateur B&K 2713, spécifiquement conçu pour fonctionner avec cet hydrophone, est utilisé pour amplifier le signal en entrée de l'hydrophone. Des tests expérimentaux préliminaires, détaillés au paragraphe §4.2 nous ont permis de nous assurer que le couple hydrophone 8103 et amplificateur 2713 permettent de générer un signal suffisamment fort pour sortir du bruit de fond.

Une seconde source acoustique constituée d'un orifice de 0.5 mm de diamètre permet d'injecter de l'air à une pression d'environ 180 bars dans l'eau. Elle permet de comparer les vibrations induites par un jet turbulent à celles induites par une injection d'eau dans du

sodium. Elle permet aussi de tester la formation de voies sur une se rapprochant d'un bruit de fuite. Le système sur lequel sont montées les deux sources est représenté sur la Figure 4.3.

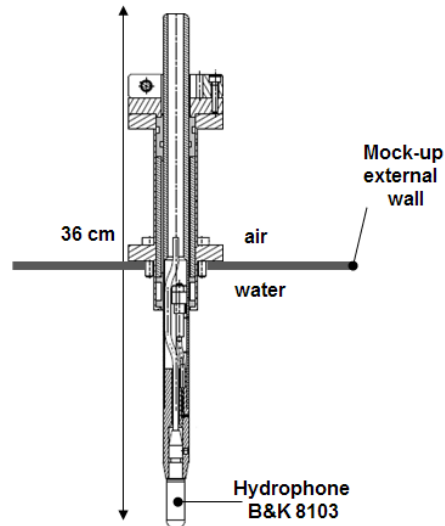
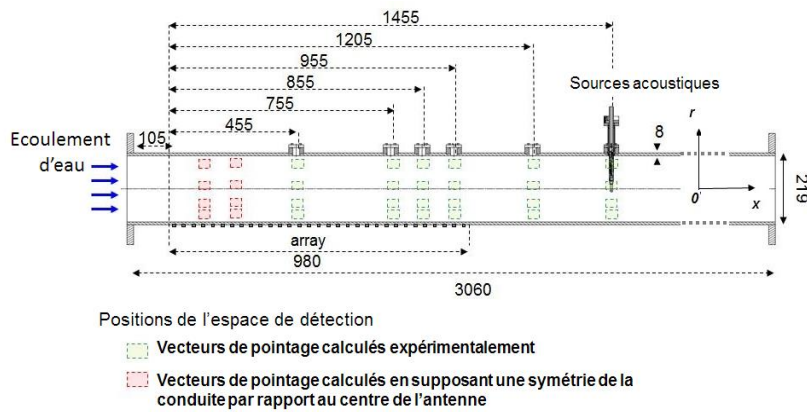


Figure 4.3. Représentation schématique des sources considérées.

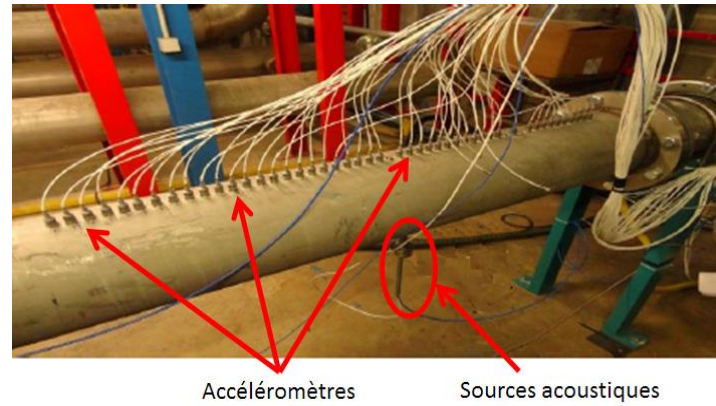
Ce système peut être inséré dans six trous répartis le long de l'axe du tube (i.e. Figure 4.4), constituant ainsi les six positions axiales de l'espace de détection. La position radiale des sources peut être fixée en insérant plus ou moins le dispositif.

#### 4.1.5 Présentation de la maquette et de l'espace de détection

La Figure 4.4 présente la section instrumentée de la maquette. Les expériences sont réalisées lorsque l'eau est à une pression de 2 bars et que tout l'air contenu dans la section instrumentée a été vidangé (en faisant circuler l'eau à sa vitesse maximale pendant quelques secondes).



(a) Schéma de la maquette



(b) Photographie de la conduite instrumentée

Figure 4.4. Représentation de la section instrumentée avec les 50 capteurs et la source acoustique.

Un système de coordonnées cylindrique est considéré. L'origine est prise à l'extrémité du tube par laquelle arrive l'écoulement. Six orifices situés aux positions axiales  $x = [455; 755; 855; 955; 1205; 1455] \text{ mm}$  permettent d'insérer les sources acoustiques. Les positions dans l'espace de détection sont représentées par des carrés verts qui correspondent aux points de coordonnées axiales donnés précédemment et de coordonnées radiales  $r = [-64; -2; 47; 88] \text{ mm}$ . Les vecteurs de pointage sont déterminés en mesurant la réponse des capteurs et en calculant l'inter-spectre entre les capteurs, lorsque le système est excité par l'hydrophone, situé à chacune des 24 positions de l'espace de détection. Les vecteurs de pointage sont ainsi déterminés pour chacune des 5 fréquences d'excitations considérées. Afin d'avoir un espace de détection plus complet, 8 positions, situées aux abscisses  $x = 255 \text{ mm}$  et  $x = 355 \text{ mm}$ , et représentées par des carrés rouges sur la Figure 4.4, ont été ajoutées aux 24 autres. Comme il est impossible d'introduire une source à ces positions, les vecteurs de pointage correspondants à ces positions sont obtenus en supposant que la conduite est symétrique par rapport au centre de l'antenne. Ils sont alors déduits à partir des vecteurs de pointage correspondants aux positions d'abscisses  $x = 955 \text{ mm}$  et  $x = 855 \text{ mm}$ , respectivement. L'espace de détection est finalement constitué de 32 positions à chacune des 5 fréquences, soit 160 positions spatio-fréquentielles.

## 4.2 Expériences préliminaires

### 4.2.1 Caractérisation de l'hydrophone

Avant la réalisation de la maquette, une expérience préliminaire a été réalisée dans un récipient cylindrique en inox rempli d'eau (i.e. Figure 4.5) pour étudier les caractéristiques de l'excitation envisagée, c'est-à-dire l'hydrophone B&K 8103 avec l'amplificateur 2713.



Figure 4.5. (a) Hydrophone B&K 8103 utilisé comme émetteur ; (b) Photo de l'expérience préliminaire réalisée.

Cette expérience a montré que l'hydrophone sélectionné permet d'exciter suffisamment le système (i.e. de façon à ce que le signal mesuré par les accéléromètres ressorte du bruit de fond) lorsque la fréquence est supérieure à 2 kHz. La nécessité d'avoir une source de dimension petite (pour se rapprocher d'un monopôle acoustique) nous a conduit à conserver ce système d'excitation même si les « basses fréquences » ne sont pas accessibles.

Pour les fréquences supérieures à 2 kHz, le signal mesuré par les accéléromètres est écrêté par l'hydrophone lorsque son amplitude est trop élevée, typiquement lorsque le gain de l'amplificateur est supérieur à 25 dB pour un signal sinusoïdal d'amplitude 5  $V_{RMS}$ .

#### 4.2.2 Représentativité du bruit d'injection d'air

On souhaite regarder si le signal vibratoire mesuré lors d'une injection d'air dans de l'eau est représentatif de celui mesuré lors d'une injection d'eau dans du sodium liquide.

Des injections d'eau ont été effectuées dans du sodium liquide dans l'installation SOWART à l'institut IGCAR (Indira Gandhi Centre for Atomic Research) en Inde. La cuve à l'intérieur de laquelle ont été effectuées les injections est représentée sur la Figure 4.6. Il s'agit d'une cuve cylindrique de 50 cm de longueur et de 8.7 cm de diamètre, à l'intérieur de laquelle circule du sodium liquide à une température de 500°C à pression ambiante. Un tuyau d'inox traversant la cuve suivant l'axe contient de l'eau liquide à une température de 500°C et à une pression de 172 bars. L'eau est injectée à l'intérieur du sodium par un orifice situé sur ce tube, dont le diamètre est égal à 0.12 mm. Le débit d'injection est de 0.45 g/s. Neuf guides d'onde disposés selon trois génératrices régulièrement réparties suivant la circonférence (à 120° l'un de l'autre) sont soudés à la cuve permettant de fixer neuf accéléromètres. Trois accéléromètres B&K 4383 ont été fixés sur la génératrice du milieu. Il est impossible d'obtenir une représentation de la cohérence spatiale avec seulement trois capteurs aussi éloignés : seule la DSP sur un capteur est ici considérée. Les accélérations radiales de la cuve durant une injection ont été enregistrées durant 90 secondes avec une fréquence d'échantillonnage de 200 kHz. La fréquence de résonance de l'accéléromètre B&K 4383 est égale à 41 kHz. La divergence des mesures est de 5% jusqu'à 9.1 kHz et de 10% entre 9.1 kHz et 12.6 kHz. On ne considèrera donc pas les fréquences au-delà de 12 kHz.

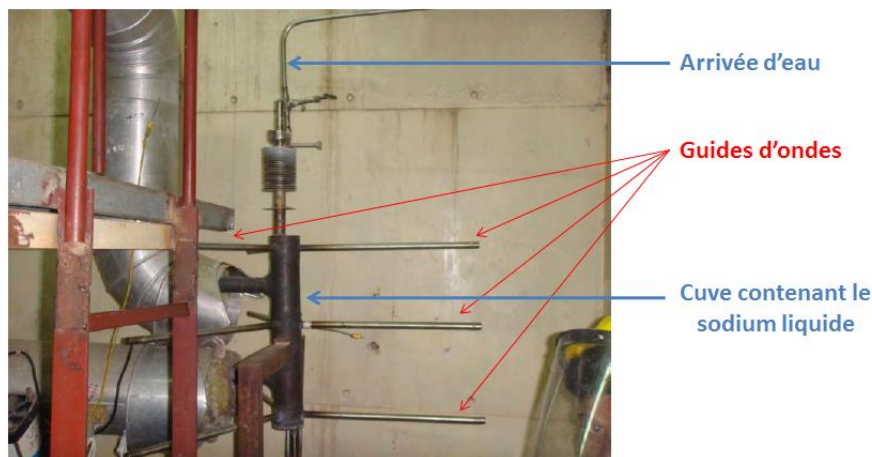


Figure 4.6. Photographie de l'installation SOWART équipée avec trois accéléromètres.

La Figure 4.7 compare la DSP des accélérations mesurées (rouge) durant l'injection d'eau dans le sodium et (bleu) durant une injection d'air dans de l'eau, dans la boucle expérimentale au Creusot.

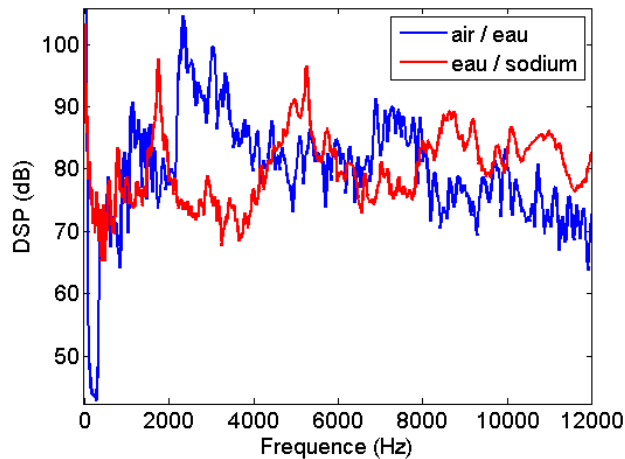


Figure 4.7. Densités spectrales de puissance (en dB) des accélérations radiales mesurées (bleu) lors d'une injection d'air dans de l'eau au repos et (rouge) lors d'une injection d'eau dans du sodium.

L'énergie moyenne lors d'une injection d'eau dans le sodium est de l'ordre de celle d'une injection d'air dans de l'eau au repos, bien que les spectres ne présentent aucune similarité entre eux. L'accéléromètre est monté sur un guide d'onde, lui-même soudé sur la cuve, et la fonction de transfert du guide d'onde n'est pas connue. Ce système constitue un filtre qui est susceptible de modifier le spectre de la réponse vibratoire de la virole. D'autre part, la réaction sodium-eau génère de l'hydrogène qui est en partie dissous par le sodium. Le sodium contenant de l'hydrogène et le nuage de bulles d'hydrogène ont pour effet d'absorber en partie l'onde acoustique générée lors de l'injection. Enfin, la réaction entre le sodium et l'eau génère une onde acoustique dont le spectre n'est pas connu. Ces effets peuvent être à l'origine des différences observées entre les DSP présentées. Le bruit d'une injection d'air dans de l'eau n'est pas représentatif de celui d'une fuite d'eau dans du sodium liquide. Toutefois, ces signaux sont tous les deux des signaux large bande. Cette propriété peut être exploitée pour effectuer la formation de voies à différentes fréquences.

#### 4.2.3 Analyse du comportement vibratoire de la maquette

Une analyse du comportement vibratoire de la maquette a été réalisée. Quarante-huit accéléromètres disposés en six couronnes de huit capteurs, réparties de façon uniforme sur

l'axe du tube sont utilisés pour mesurer ses déformées propres (voir Figure 4.8). La conduite est remplie d'eau au repos et à une pression de 2 bars et l'excitation, réalisée au pot vibrant, est un bruit blanc entre 0 et 12.8 kHz.

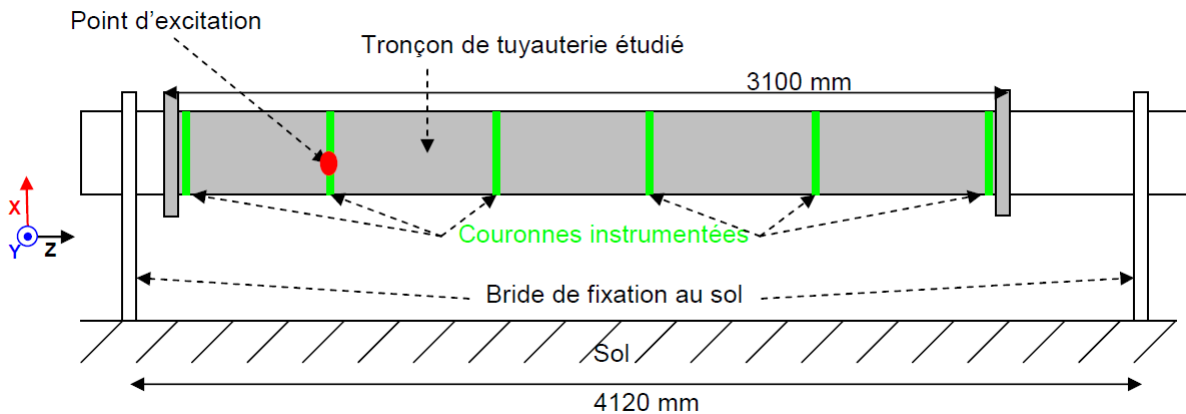


Figure 4.8. Schéma de la section instrumentée pour l'analyse vibratoire.

Par rapport au modèle considéré au chapitre 3, où la coque cylindrique est de longueur infinie, la conduite considérée pour représenter la virole du GV présente des brides de fixation aux extrémités, permettant de la relier à la boucle hydraulique. Cette boucle est elle-même reliée au sol via des brides de fixation. L'analyse expérimentale nous a permis d'étudier l'influence éventuelle de ces brides (par l'apparition de modes propres axiaux) sur le comportement vibratoire de la conduite.

Les principaux modes propres ont pu être déterminés seulement en dessous de 2 kHz car la densité modale est trop importante au-delà de cette fréquence, empêchant de distinguer les modes prépondérants. L'analyse modale ne permet donc pas de déterminer d'éventuelles fréquences favorables ou défavorables pour effectuer la formation de voies puisque l'hydrophone ne permet pas de générer un signal dont la fréquence est inférieure à 2 kHz. Cependant, les facteurs de perte du système couplé ont été mesurés et semblent diminuer lorsque la fréquence augmente. Pour les derniers modes observés vers 1800 Hz ces facteurs de perte sont égaux à environ 0.2 %. En supposant que l'amortissement continue de diminuer lorsque la fréquence augmente, cette analyse permet de justifier les valeurs des amortissements considérés dans le modèle établi au chapitre 3 et utilisé au paragraphe §4.1.3, pour déterminer les positions des déplacements de forte amplitude dans l'espace des



nombres d'onde. L'hypothèse d'une diminution du facteur de perte avec la fréquence est difficilement vérifiable en raison de l'augmentation de la densité modale au-delà de 1800 Hz.

### 4.3 Génération de la base des vecteurs de pointage

#### 4.3.1 Description du processus expérimental

Les vecteurs de pointage sont déterminés expérimentalement pour chacune des 24 positions de l'espace de détection et des 5 fréquences d'excitation considérées. L'hydrophone est tout d'abord positionné à la position voulue. Le système d'acquisition envoie un signal harmonique dans l'amplificateur qui le transmet à l'hydrophone et déclenche l'enregistrement des 50 accéléromètres simultanément. Le temps d'acquisition est de 5 secondes. Cette durée permet de faire un nombre suffisamment important de moyennes temporelles avec un recouvrement de 66% et suffisamment faible pour ne pas être perturbé par d'éventuelles sources extérieures (travaux, chute d'objet, déplacement de matériel dans le hangar, ...). Le calcul des 50 transformées de Fourier et des inter-spectres entre chaque paire d'accéléromètres est trop conséquent pour être réalisé en temps réel. Une étape de post-traitement est nécessaire. A la fréquence d'excitation, les inter-spectres entre chacun des capteurs et le capteur de référence (i.e. celui pour lequel l'amplitude est la plus élevée à la fréquence considérée) sont les composantes du vecteur de pointage. Ce processus expérimental est répété pour les 120 positions spatio-fréquentielles de l'espace de détection pour lesquelles le vecteur de pointage peut être mesuré.

Le vecteur de pointage doit caractériser uniquement la source à détecter ; Il faut s'assurer que le bruit de fond ne perturbe pas l'acquisition. Pour s'assurer que le bruit de fond est négligeable durant l'acquisition, l'amplitude du signal est la plus élevée possible (amplitude  $5 V_{RMS}$  amplifié de 25 dB).

#### 4.3.2 Comparaison avec les vecteurs de pointage calculés numériquement

Pouvoir calculer les vecteurs de pointage sans passer par la mesure serait évidemment intéressant car l'étape d'apprentissage décrite au paragraphe §4.3.1 peut être très longue dans le cas d'une grande structure. Le modèle développé au chapitre 3 est utilisé pour générer numériquement les 160 vecteurs de pointage de l'espace de détection expérimental. A titre d'exemple, le module et la phase (déroulée) du vecteur de pointage mesuré (rouge) et calculé à partir du modèle (bleu), correspondant au signal émis par l'hydrophone positionné en  $(x, r) = (455 \text{ mm}, 47 \text{ mm})$ , émettant à une fréquence de (a) 4 kHz et (b) 10 kHz est

représenté sur la Figure 4.9. Les droites correspondant à  $\pm k_0 \cdot (x_i - x_{ref})$  et  $\pm k_{f,fluide}^{plaque} (x_i - x_{ref})$  sont aussi représentées, avec  $x_i$  la position du capteur  $i$  et  $x_{ref}$  la position du capteur de référence déterminé à partir du modèle théorique.

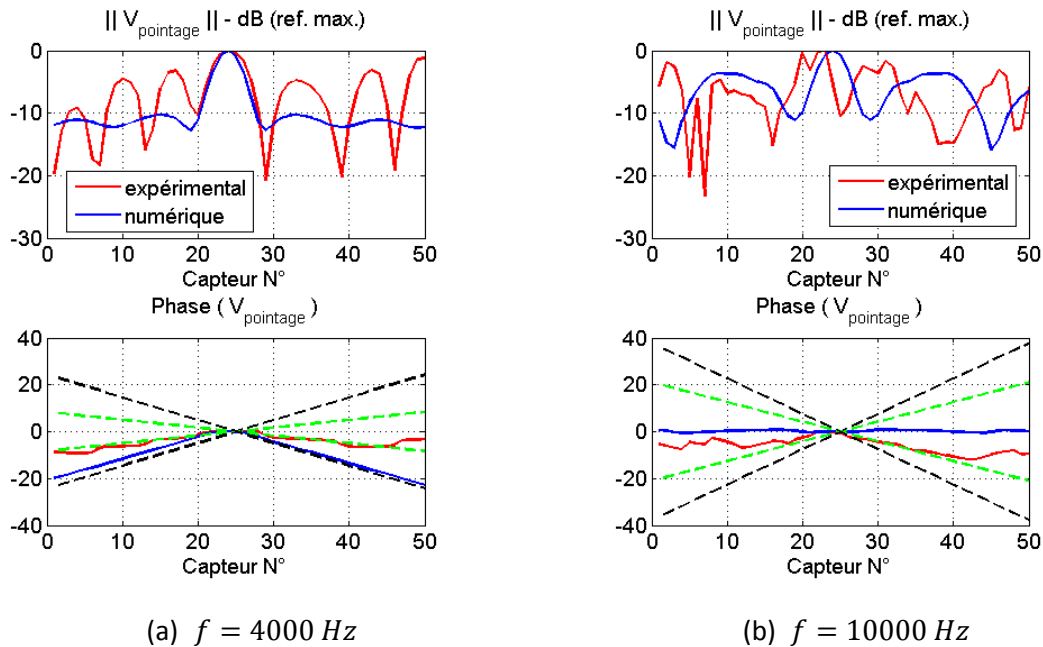


Figure 4.9: Vecteur de pointage (rouge) mesuré expérimentalement et (bleu) calculé à partir du modèle numérique, lorsque la source est située à la position (455 mm, 47 mm) et émet un signal harmonique à (a) 4 kHz et (b) 10 kHz ; (pointillés verts)  $\pm k_0 \cdot (x_i - x_{ref})$  ; (pointillés noirs)  $\pm k_{f,fluide}^{plaque} (x_i - x_{ref})$ .

A 4 kHz, le module des vecteurs de pointage expérimentaux et théoriques présente des similitudes. Le maximum d'amplitude est obtenu à la position axiale de l'hydrophone et des oscillations apparaissent, dont la longueur d'onde semble à peu près équivalente lorsqu'on s'éloigne peu du capteur de référence, de l'ordre de 20 cm. L'atténuation spatiale du vecteur de pointage numérique est forte car le cylindre est supposé infini dans la direction axiale. La présence de brides de couplage de part et d'autre de la maquette expérimentale impose des conditions aux limites réfléchissantes, donc un comportement modal faisant apparaître des oscillations dont la décroissance spatiale est beaucoup plus faible. La phase du vecteur de pointage, calculée à partir du modèle, est toujours très proche de la valeur du nombre d'onde de flexion. Ceci est en accord avec le fait que la structure domine le comportement vibratoire à cette fréquence. En revanche, le vecteur de pointage expérimental présente une phase caractérisée par un nombre d'onde caractéristique de l'acoustique.

A 10 kHz, les modules des vecteurs de pointage, expérimentaux et théoriques, présentent des oscillations qui sont très différentes car le modèle ne prend pas en compte la réflexion des ondes aux extrémités de la conduite. L'effet est d'autant plus marqué que la fréquence est élevée. La phase montre une variation spatiale faible dans les deux cas (le nombre d'onde correspondant est situé à l'intérieur du domaine acoustique). A cette fréquence, les vibrations du fluide de la cavité acoustique sont supposées dominer le comportement du système, d'après le modèle théorique. Ceci est aussi observé pour le vecteur de pointage expérimental dans ce cas. En revanche, des comportements différents sont observés en fonction de la position du monopôle, et ne vont pas forcément dans le sens du comportement décrit par le modèle.

Le modèle n'est pas suffisamment représentatif du système réel pour définir les vecteurs de pointage. Il repose en effet une longueur infinie de la coque et de la cavité, entraînant la non-réflexion des ondes mécaniques et acoustiques. Les brides de couplage aux extrémités de la conduite ont pour effet de réfléchir les ondes de flexion. La cavité acoustique peut en première approximation être supposée infinie car les tuyaux de raccordement au système hydraulique sont souples et ne présentent qu'un rétrécissement progressif de sa section. Le modèle numérique ne prend pas non plus en compte le fait que la structure soit appuyée sur deux supports situés à ses extrémités ni la présence des orifices d'insertion du dispositif d'émission acoustique. Enfin, on suppose que le signal émis par l'hydrophone transite entièrement dans le fluide alors qu'une partie de ce signal génère des vibrations dans le dispositif et donc, dans les parois de la conduite. Cet effet n'est pas pris en compte dans le modèle. En conclusion, le modèle est trop éloigné du comportement de la maquette et les vecteurs de pointage expérimentaux seront utilisés pour générer l'espace de détection.

## 4.4 Détection et localisation d'une source harmonique par formation de voies

Dans cette partie, les vecteurs de pointage mesurés expérimentalement sont utilisés pour localiser l'hydrophone par formation de voies. Différentes configurations expérimentales (position, fréquence, amplitude de la source) et différents bruits de fond, correspondant à des débits d'écoulement différents, sont considérés. Il a été montré aux chapitres 1 et 2 que la cohérence spatiale de la source et du bruit de fond sont des paramètres critiques influant sur la performance de la formation de voies. Ce paramètre sera étudié en détail.

### 4.4.1 Caractéristiques du signal émis par l'hydrophone et des bruits de fond

#### 4.4.1.1 Caractéristiques du signal harmonique émis par l'hydrophone

L'hydrophone placé à la position de coordonnées  $(x, r) = (455 \text{ mm}, 47 \text{ mm})$  émet un signal harmonique à 6 kHz durant 5 secondes. Les accélérations radiales de la conduite sont mesurées par les 50 accéléromètres pendant cette durée. La densité spectrale de puissance (DSP) au niveau du capteur de référence ainsi que la matrice de cohérence spatiale à 6 kHz sont présentées sur les Figure 4.10.a et 4.8.b, respectivement.

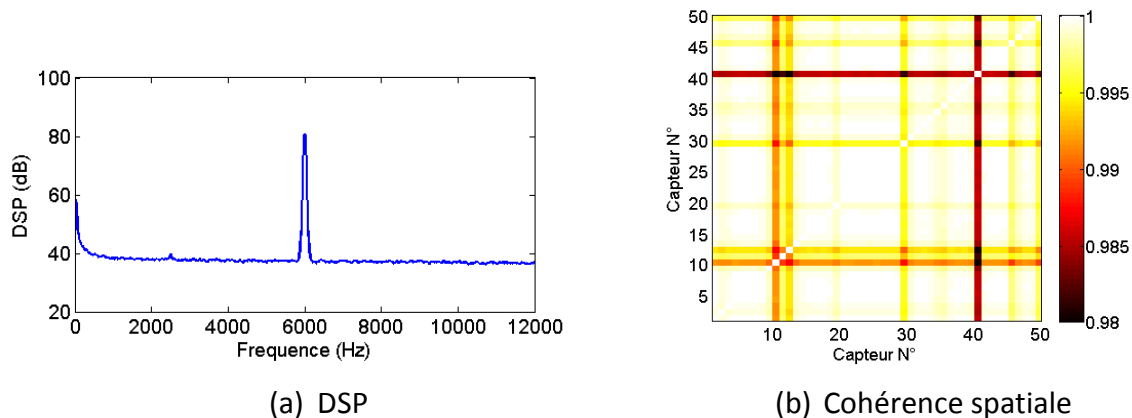


Figure 4.10. (a) Densité spectrale de puissance (DSP) du signal émis par l'hydrophone à 6 kHz (en dB) ; (b) matrice de cohérence spatiale entre les capteurs de l'antenne.

La densité spectrale de puissance (DSP) de l'accélération radiale au niveau du capteur de référence est un pic situé à 6 kHz, caractéristique d'un signal harmonique sans distorsion. La cohérence spatiale est quasiment égale à 1 entre tous les capteurs de l'antenne. La source considérée permet de bien générer des signaux cohérents sur tous les capteurs de l'antenne.

#### 4.4.1.2 Caractéristiques du bruit de fond

L'écoulement d'eau dans la conduite permet de simuler les vibrations induites par un écoulement du sodium en contact avec la virole interne du générateur de vapeur. Afin de caractériser ce bruit de fond, des mesures d'accélération radiale sur l'antenne ont été effectuées lorsque l'eau circule à différents débits. Les signaux sont acquis durant 10 secondes à une fréquence d'acquisition de 32768 Hz. Les DSP des accélérations au niveau du capteur de référence sont présentées sur la Figure 4.11 pour des vitesses d'écoulement de 0 l/s, 20 l/s, 50 l/s et 70 l/s.

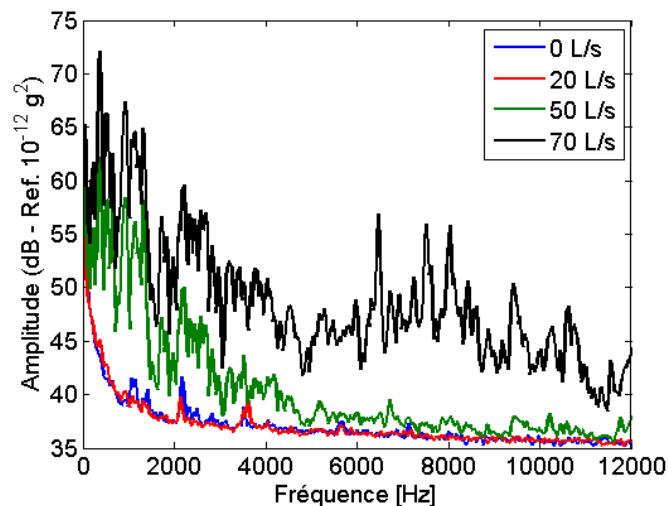


Figure 4.11. Densités spectrales de puissance (DSP) de l'accélération radiale sur le capteur de référence (en dB) lorsque l'eau circule à (bleu) 0 l/s, (rouge) 20 l/s, (vert) 50 l/s et (noir) 70 l/s.

Lorsque que le fluide est au repos dans la conduite, le bruit de fond est constitué du bruit électronique des capteurs et du bruit de fond dans le hangar où sont effectués les essais. On appelle ce bruit de fond le bruit « ambient ». La DSP décroît d'abord rapidement lorsque la fréquence augmente jusqu'à 1 kHz, puis elle décroît plus lentement avec la fréquence. L'énergie est donc surtout située en basses fréquences, en-dessous de 10 kHz. La DSP sur le capteur de référence d'un écoulement de débit égal à 20 l/s est similaire au bruit de fond ambient. L'écoulement dans la conduite est turbulent puisque le nombre de Reynolds correspondant à cette vitesses est de l'ordre de  $4 \cdot 10^5$ . Il ne permet cependant pas d'exciter la conduite suffisamment pour que les vibrations induites par l'écoulement ressortent du bruit ambient. Lorsque l'eau circule à 50 l/s, l'amplitude de la DSP sur le capteur de référence

augmente de 10 dB à 20 dB aux fréquences inférieures à 2 kHz. L'écoulement engendre des vibrations de la conduite surtout en basses fréquences. Le niveau énergétique rejoint à peu près celui du bruit de fond ambiant au-delà de 5 kHz. Pour un débit d'écoulement de 70 l/s, l'amplitude de la DSP aux fréquences inférieures à 6 kHz a augmenté de 10 dB environ par rapport à l'amplitude à 50 l/s. Les amplitudes aux fréquences au-delà de 6 kHz ont augmenté de 10 dB avec des pics dont l'amplitude peut atteindre 20 dB de plus que celle observée à 50 l/s. L'énergie vibratoire est à présent répartie sur une plage fréquentielle plus large, allant au moins jusqu'à 12 kHz.

Les matrices de cohérence spatiale entre les cinquante capteurs de l'antenne à 2 kHz, 4 kHz, 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz sont représentées sur la Figure 4.12 lorsque le débit d'eau vaut 0 l/s, 20 l/s, 50 l/s et 70 l/s.

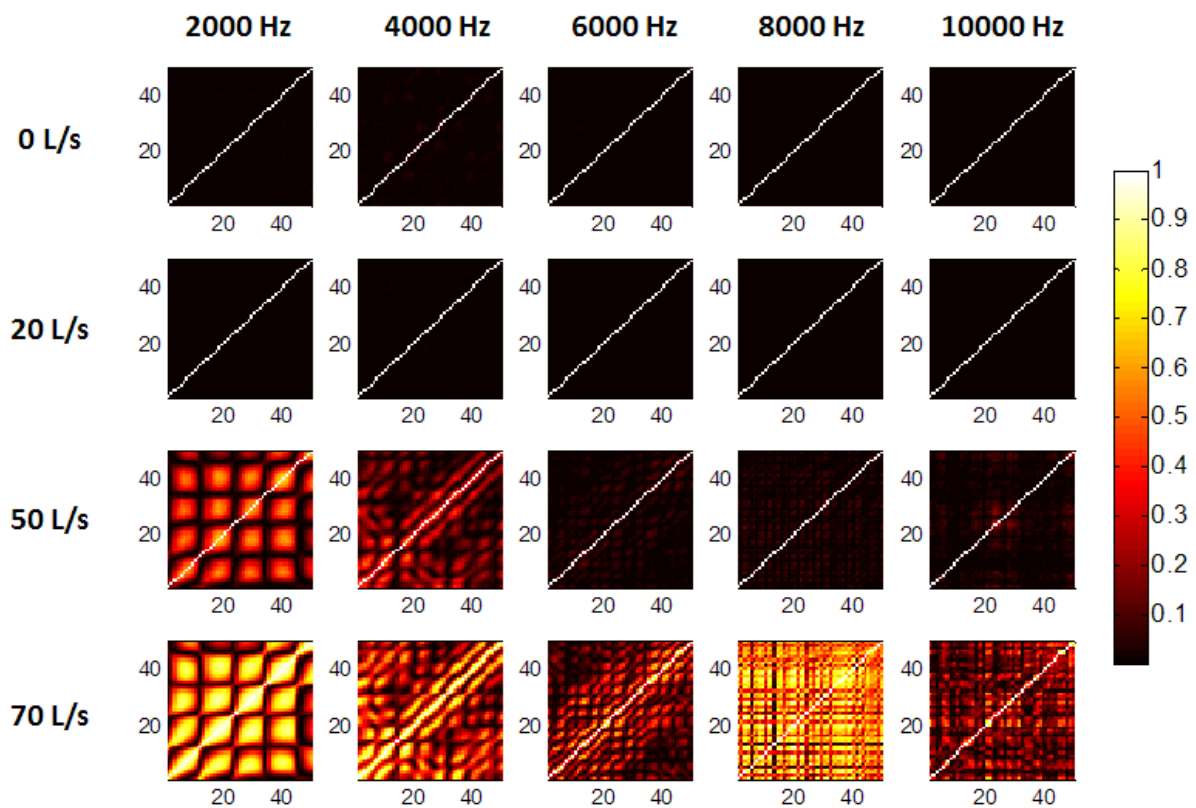


Figure 4.12: Matrices de cohérence spatiale entre les signaux d'accélération radiale au niveau des capteurs de l'antenne à 2 kHz, 4 kHz, 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz pour des écoulements de débit égal à 0 l/s, 20 l/s, 50 l/s et 70 l/s.

Les matrices de cohérence spatiale entre les capteurs sont diagonales lorsque le débit d'écoulement est nul ou égal à 20 l/s pour les cinq fréquences considérées. Ce résultat est caractéristique d'un signal spatialement incohérent (i.e. le signal mesuré par un capteur n'est

cohérent qu'avec lui-même) et confirme qu'un débit de 20 l/s ne permet pas d'exciter suffisamment la virole pour que ces mouvements induits soient mesurables par les accéléromètres. Seul le bruit ambiant est alors mesuré. Lorsque le débit est égal à 50 l/s, le signal est spatialement cohérent à 2 kHz et à 4 kHz. Ce résultat est en accord avec la DSP du signal qui présente de l'énergie surtout aux fréquences inférieures à 5 kHz environ. Les signaux mesurés lorsque le débit est égal à 70 l/s sont spatialement cohérents aux cinq fréquences considérées. Là encore, ce résultat est en accord avec la DSP du signal sur le capteur de référence qui présente un signal dont l'énergie est répartie sur une large plage de fréquences. Les matrices de cohérence spatiale à 2 kHz et à 4 kHz et 6 kHz, font apparaître des oscillations dont la période ne dépend que de la fréquence considérée et pas de la vitesse de l'écoulement. D'après la Figure 4.2, seuls les modes de structures sont excités à ces fréquences et la longueur d'onde axiale de ces modes est égale à la longueur d'onde des oscillations observées. Pour des fréquences égales à 8 kHz et 10 kHz, la cohérence spatiale ne présente pas de période particulière. Cependant, on note une cohérence spatiale importante du signal à 8 kHz, à 70 l/s, qui correspond à un pic d'amplitude de la DSP sur la Figure 4.11.

Bien que les longueurs de corrélation des fluctuations de pression dans une CLT soient petites par rapport à la distance inter-capteurs, on note une forte cohérence entre les signaux accélérométriques. Un résultat similaire avait été observé en simulant la réponse d'une plaque plane excitée par un profil de pression pariétale de type couche limite turbulente, décrit par le modèle de Corcos, à l'aide du modèle numérique développé au chapitre 2. Le système répondant exclusivement sur ses modes propres agit comme un filtre qui rend cohérent une excitation qui ne l'est a priori que très peu.

Les résultats présentés dans ce paragraphe ont permis de caractériser la répartition d'énergie et la cohérence spatiale des accélérations mesurées lorsque l'hydrophone émet un signal harmonique et pour différents débits d'eau dans la conduite, représentant l'écoulement du sodium dans le GV. Le niveau de cohérence spatiale augmente avec le débit d'écoulement et le spectre du bruit de fond s'élargit. La performance de la formation de voies est censée être maximale lorsqu'il s'agit de détecter un signal spatialement cohérent dans un bruit de fond complètement incohérent. L'augmentation du débit est donc susceptible de réduire les performances de la formation de voies.



#### 4.4.2 Formation de voies pour détecter une source harmonique

La formation de voies est à présent utilisée pour détecter et localiser le signal émis par l'hydrophone positionné au point de coordonnées ( $x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ). Différentes configurations expérimentales sont considérées. Les valeurs du débit d'eau et du rapport signal sur bruit sur le capteur de référence sont données dans le Tableau 4.2. Le rapport signal sur bruit est déterminé à partir d'un signal de référence dont la tension est  $V_{ref}$  et pour lequel le RSB est important et peut être déterminé facilement. Le RSB d'un signal  $i$  dont la tension d'entrée  $V_i < V_{ref}$  est alors calculé par :

$$RSB_i = RSB_{ref} - 20 \cdot \log_{10} \left( \frac{V_{ref}}{V_i} \right). \quad (4.6)$$

	Enregistrement 1	Enregistrement 2	Enregistrement 3	Enregistrement 4
Fréquence (Hz)	6000	6000	6000	6000
Q (L/s)	0	0	70	70
RSB (dB)	-3 dB	3 dB	-4 dB	4 dB

Tableau 4.2. Configurations expérimentales des différents essais.

Les performances de la formation de voies sont étudiées en fonction de différents paramètres : le RSB du capteur de référence, le niveau de cohérence spatiale du bruit de fond, le nombre de capteurs, la fréquence et la position de la source dans l'espace de détection.

##### 4.4.2.1 Influence du RSB

L'influence de l'amplitude de la source à détecter sur la performance de la formation de voies est tout d'abord étudiée. Les valeurs en sortie de formation de voies, calculées avec l'expression (1.21), sont représentées en dB sur la Figure 4.13 lorsque l'eau est au repos. Aucun signal n'est considéré dans la Figure 4.13.a, seul le bruit de fond ambiant a été enregistré. La Figure 4.13.b et la Figure 4.13.c correspondent à la formation de voies effectuée respectivement sur les signaux 1 et 2, dont les paramètres sont donnés dans le Tableau 4.2.

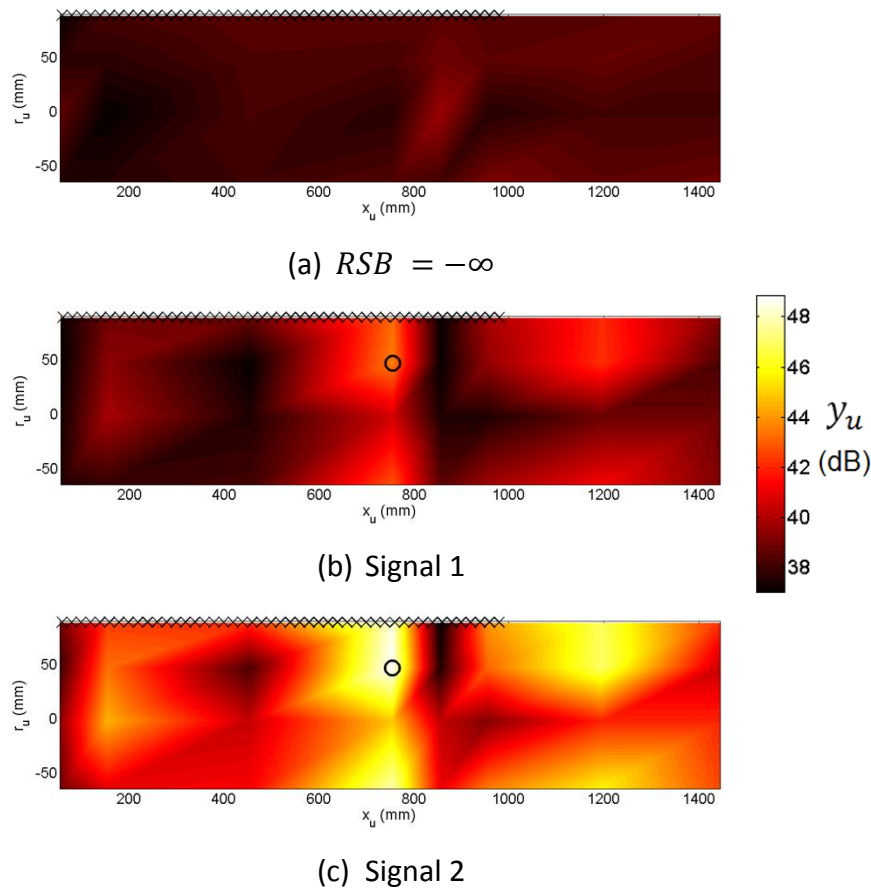


Figure 4.13. Valeurs en sortie de formation de voies (en dB) dans l'espace de détection. Eau au repos dans la conduite ; signal émis au point ( $x = 755 \text{ mm}$ ,  $r = 47 \text{ mm}$ ) ; (a) pas de signal ; (b) signal 1 ; (c) signal 2.  $x$  : position des accéléromètres ;  $o$  : position de l'hydrophone.

Lorsque l'hydrophone n'émet aucun signal (a), les valeurs en sortie de formation sont égales à 38 dB environ et uniformes sur l'espace de détection. Le signal en entrée de formation de voies est l'inter-spectre du bruit ambiant, qui est incohérent spatialement. La formation de voies ne discrimine aucune position, aucune source n'est donc détectée. La figure (b) correspond au filtrage du signal émis par l'hydrophone avec un RSB égal à -3 dB, c'est-à-dire que l'amplitude de la source à détecter est inférieure à celle du bruit ambiant. Les valeurs en sortie de formation de voies ne sont plus uniformes. Le maximum est situé à la position de la source (représentée par un cercle) et vaut 43 dB environ. Ce maximum correspond au lobe principal de la sortie d'antenne. Des lobes secondaires, caractérisés par une amplitude élevée mais moins importante que celle du lobe principal, apparaissent également à différentes positions. La valeur en sortie d'antenne à la position de l'hydrophone a augmenté d'environ 5 dB par rapport au cas sans source. Le gain apporté par l'antenne à une position  $u$  dans l'espace de détection s'exprime comme :

$$G_u = 10 \log_{10} \left( \frac{\zeta_u^{s+Bg}}{\zeta_u^{Bg}} \right) - RSB. \quad (4.7)$$

Le gain apporté par la formation de voies à la position exacte de l'hydrophone est donc de 8 dB (car le RSB initial est de -3 dB) et permet de le localiser dans l'espace de détection. Lorsque le signal émis par l'hydrophone vaut 3 dB (il est à présent plus élevé que le bruit de fond), toutes les valeurs en sortie d'antenne semblent avoir augmenté de 3 dB. La valeur à la position de la source est à présent de 49 dB c'est-à-dire qu'elle a augmenté de 11 dB par rapport au cas (a). Le gain apporté par la formation de voies n'a pas augmenté, il est toujours de 8 dB. Ce résultat montre que la performance de la formation de voies est indépendante du RSB initial de la source.

#### 4.4.2.2 Influence de la cohérence du bruit de fond

Un bruit de fond correspondant à un écoulement turbulent dans la conduite de débit égal à 70 l/s est à présent considéré. Il a été montré au paragraphe §4.4.1.2 que le bruit de fond présentait une certaine cohérence spatiale à 6 kHz, contrairement au bruit ambiant. Les valeurs (en dB) en sortie de formation de voies, sur l'espace de détection, sont représentées sur la Figure 4.14 lorsque (a) le bruit de fond seul est considéré et lorsque (b) le signal 3 est considéré.

Les valeurs en sortie d'antenne lorsque le traitement est effectué sur les vibrations induites uniquement par un écoulement à 70 l/s ne sont pas uniformes, contrairement au cas où le fluide était au repos. Une dynamique importante est observée puisque la valeur maximale dans l'espace de détection est égale à 55 dB tandis que la valeur minimale est d'environ 51 dB. Ceci peut conduire à une fausse détection, le maximum pouvant être interprété comme une source. Lorsque l'hydrophone émet un signal dont le RSB est égal à 4 dB, la valeur en sortie de traitement, à la position de la source, est de 60 dB. Le gain apporté par le traitement est de 1 dB ce qui est beaucoup plus faible que les 8 dB obtenus lorsque le fluide était au repos.

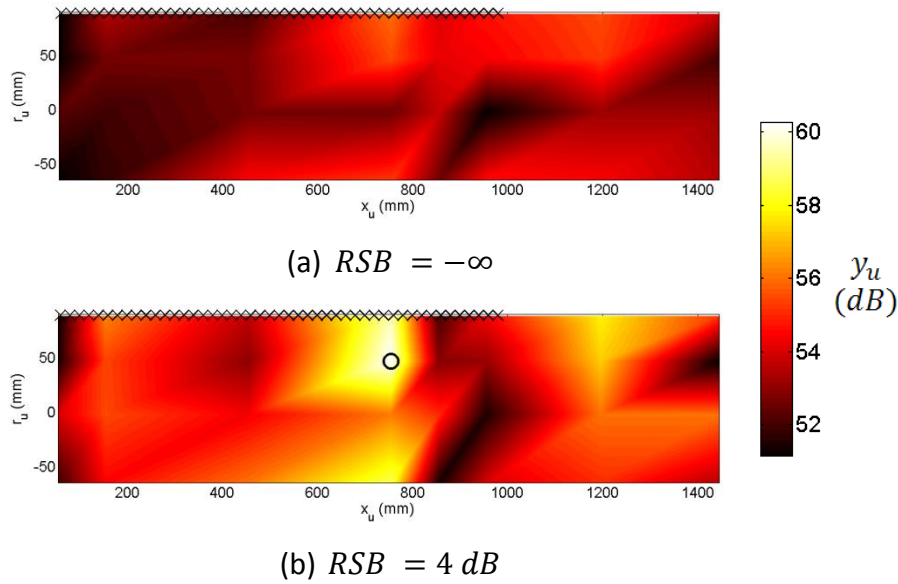


Figure 4.14. Valeurs en sortie de formation de voies (en dB) dans l'espace de détection. Débit d'eau de 70 l/s ; signal émis au point ( $x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ) ; (a) pas de signal ; (b) signal 3. x : position des accéléromètres ; o : position de l'hydrophone.

Ce résultat illustre la baisse de performance de la formation de voies lorsque le bruit de fond présente un certain degré de cohérence spatiale.

#### 4.4.2.3 Evolution du gain d'antenne

Les valeurs du gain d'antenne en fonction de la fréquence du signal émis par l'hydrophone et du débit d'eau dans la conduite sont présentées sur la Figure 4.15. L'hydrophone est situé à la position de coordonnées ( $x = 455 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ).

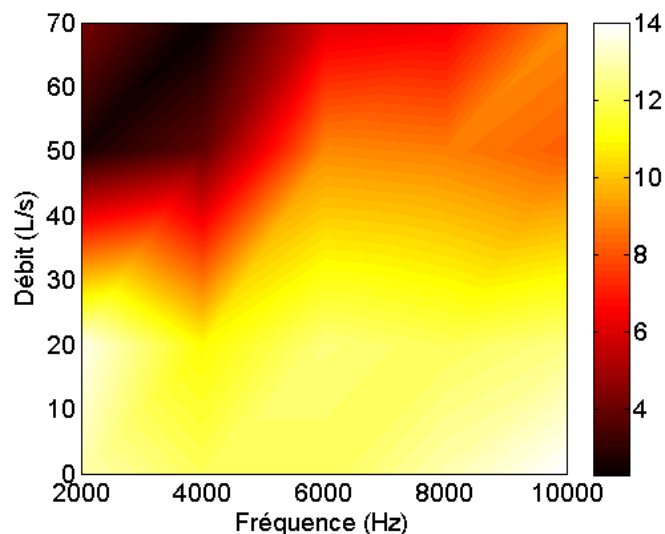


Figure 4.15. Gain d'antenne (en dB) en fonction du débit d'eau et de la fréquence du signal. L'hydrophone à la position ( $x = 455 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ).

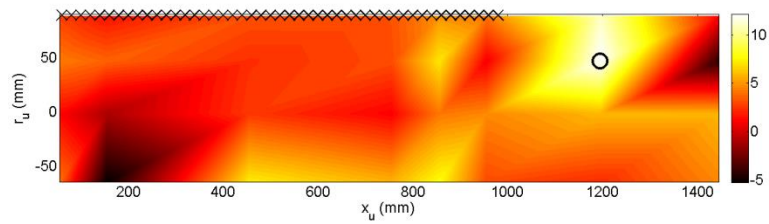
Pour un débit d'eau compris entre 0 l/s et 20 l/s, le champ d'accélération radiale mesuré par l'antenne est spatialement incohérent, tandis que celui engendré par la source constitue un signal cohérent, et ce pour toutes les fréquences considérées. Dans cette région, le gain d'antenne est élevé et sa valeur fluctue entre 11 dB et 14 dB. La performance de la formation de voies est optimale dans cette plage de fonctionnement. Lorsque le débit d'eau augmente, les vibrations engendrées par l'écoulement entraînent un signal spatialement cohérent ce qui fait chuter le gain. L'énergie du bruit de fond est surtout située en basses fréquences : c'est à ces fréquences que la diminution du gain est la plus importante. Le gain commence à chuter de façon significative en hautes fréquences lorsque le débit atteint 70 l/s. L'énergie de vibration pour un tel débit est répartie sur toute la bande de fréquences considérée, allant au moins jusqu'à 12 kHz. Le niveau de cohérence spatiale du bruit de fond en hautes fréquences est alors augmenté. Le même comportement est observé quel que soit la position de la source dans l'espace de détection.

#### 4.4.2.4 Localisation dans l'espace de détection

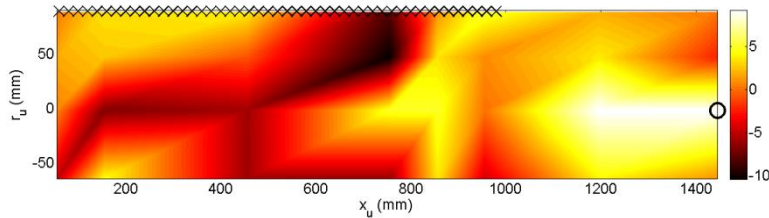
Comme dans le cas de la plaque plane et de la coque, présentés aux chapitres 2 et 3 respectivement, la localisation de la source lorsqu'elle se situe à une position de l'espace de détection qui n'est pas en vis-à-vis de l'antenne est à présent étudiée. Deux résultats sont présentés à la Figure 4.16 à titre d'exemples.

Les cartographies présentées sur ces deux figures montrent que le maximum est bien observé à l'endroit où se situe la source. La localisation est cependant moins précise que lorsque la source est située en vis-à-vis de l'antenne.

Ces deux résultats sont représentatifs des cartographies obtenues pour n'importe quelle position de l'hydrophone. La formation de voies effectuée avec des vecteurs de pointage obtenus expérimentalement permet toujours de localiser l'hydrophone, quel que soit le débit d'eau dans la boucle. Le lobe principal est généralement plus étalé en basses fréquences car les longueurs d'onde sont plus grandes qu'en hautes fréquences et le gain d'antenne diminue généralement lorsque le débit d'eau augmente.



(a) ( $x = 1195 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}, f = 10 \text{ kHz}$ ).



(b) ( $x = 1445 \text{ mm}, r = -2 \text{ mm}, f = 4 \text{ kHz}$ ).

Figure 4.16. Représentation de valeurs en sortie d'antenne dans l'espace de détection; (a) signal source positionné en ( $x = 1195 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}, f = 10 \text{ kHz}$ ); (b) signal source positionné en ( $x = 1445 \text{ mm}, r = -2 \text{ mm}, f = 4 \text{ kHz}$ ).

Par exemple, les gains d'antenne obtenus lorsque l'eau est au repos et que l'hydrophone émet un signal harmonique à 6 kHz à chacune des 24 positions de l'espace de détection sont présentés sur la Figure 4.17.

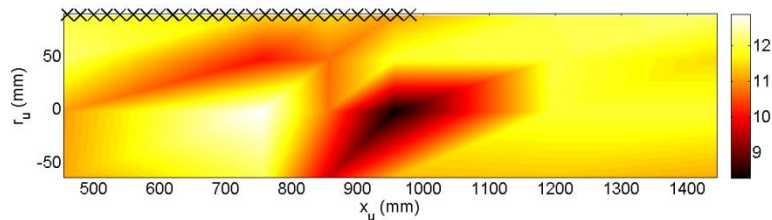


Figure 4.17. Gains d'antenne obtenus à toutes les positions dans l'espace de détection à 6 kHz.

Cette figure montre que le gain d'antenne varie entre 8 dB et 13 dB environ. Certaines positions semblent plus favorables que d'autres à la détection. La raison est certainement que le profil de pression acoustique présente des positions nodales pour lesquelles l'excitation est peu transmise au système. Ce profil dépend de la fréquence d'excitation et les positions nodales varient donc en fonction de la fréquence.

## 4.4.2.5 Diminution du nombre de capteurs

Afin de tester la robustesse de la méthode, on s'intéresse aux performances de la formation de voies lorsque le nombre de capteurs diminue. La Figure 4.18 représente les gains apportés (en dB) aux différentes positions de l'espace de détection lorsque la source est positionnée en  $(x = 455 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}, f = 10 \text{ kHz})$  et lorsque l'antenne est constituée de (a) seize capteurs espacés de 7 cm et de (b) sept capteurs espacés de 14 cm.

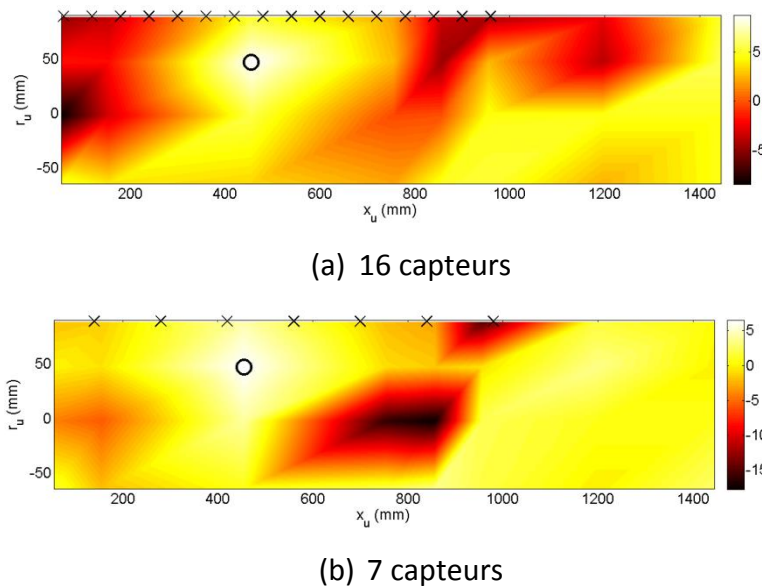


Figure 4.18. Représentation de la fonction de directivité en sortie de traitement dans l'espace de détection pour une source  $(x = 455 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}, f = 10 \text{ kHz})$ ; (a) 16 capteurs ; (b) 7 capteurs.

L'antenne de seize capteurs permet d'échantillonner correctement le champ vibratoire d'après la Figure 4.2. Lorsque le nombre de capteurs est supérieur à sept, la fonction de directivité a toujours la même allure que la Figure (a) (mais les valeurs des gains dépendent du nombre de capteurs). En-dessous de huit capteurs, le lobe principal s'aplati et la cartographie devient de plus en plus uniforme, de sorte qu'il est de plus en plus difficile de déterminer où se trouve la source. Une analyse de la fonction de directivité en fonction du nombre de capteurs a été effectuée pour toutes les positions de la source dans l'espace de détection. Un comportement similaire est systématiquement observé. Le nombre de capteurs en-dessous duquel le champ est sous-échantillonné dépend de la fréquence considérée et de la position de la source. Ce résultat est en accord avec les résultats obtenus par le modèle présenté au chapitre 3. L'échantillonnage spatial a été volontairement surévalué pour pallier

les imperfections du modèle. On rappelle que les sous-domaines de prédominance structurelle et acoustique ont été identifiés de façon théorique grâce à une représentation du champ vibratoire dans l'espace des nombres d'onde (i.e. Figure 4.2). La présence de ces sous-domaines laisse supposer que la distance inter-capteurs minimale nécessaire à une acquisition correcte du champ vibratoire de la conduite doit être basée sur la longueur d'onde de flexion pour les fréquences en-dessous de 5 kHz, tandis qu'il peut être basé sur la longueur d'onde acoustique pour des fréquences supérieures. Le gain d'antenne à la position de la source est représenté (en dB) en fonction du nombre de capteurs de l'antenne sur la Figure 4.19. Le gain théorique donné par Urick (2.33) dans le cas d'une onde plane en milieu infini et une antenne linéaire de capteurs est aussi représenté.

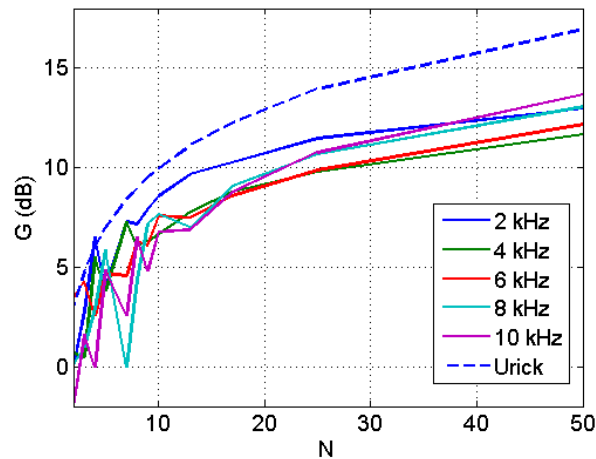


Figure 4.19. Gain d'antenne (en dB) en fonction du nombre  $N$  de capteurs pour une source positionnée en  $(x = 445 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm})$ , à une fréquence de (bleu) 2 kHz, (vert) 4 kHz, (rouge) 6 kHz, (cyan) 8 kHz, (violet) 10 kHz ; (bleu tirets) loi donnée par Urick.

Pour toutes les fréquences considérées, le gain d'antenne fluctue de façon plus ou moins importante en fonction du nombre de capteurs dans un premier temps puis se stabilise et augmente en suivant une fonction logarithmique en fonction du nombre de capteurs. L'augmentation logarithmique prédite par Urick caractérise un champ spatial correctement échantillonné. On peut associer les oscillations au fait que le signal est sous-échantillonné. Un comportement similaire avait été observé sur le modèle utilisé au chapitre 2 pour simuler numériquement la formation de voies sur une plaque plane. Le gain d'antenne ne dépend pas de la fréquence considérée, uniquement du nombre de capteurs et de la distance inter-capteurs (la longueur de l'antenne étant constante). Le nombre de capteurs en-dessous



duquel le gain oscille, fluctue entre huit pour les fréquences 2 kHz et 4 kHz et dix-sept pour les fréquences 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz. Ce comportement n'est pas en accord avec l'existence des deux sous-domaines théoriques mis en évidence avec le modèle numérique et dont l'influence sur le comportement vibratoire du système est visible sur la Figure 4.2. La présence de ces sous-domaines suppose qu'un espacement inter-capteurs inférieur à la demi-longueur d'onde de flexion est nécessaire en-dessous de 4 kHz tandis qu'un espacement inférieur à la demi-longueur d'onde acoustique est suffisant au-delà de 5 kHz.

L'évolution du gain en fonction du nombre de capteurs est en fait très similaire aux différentes fréquences considérées. D'après la Figure 4.19, diminuer de moitié le nombre de capteurs (voir plus dans certains cas) semble donner des résultats satisfaisants en termes d'échantillonnage, par rapport à la précision optimale de la fonction de directivité obtenue avec cinquante capteurs.

## 4.5 Bruit de fuite

### 4.5.1 Analyse du bruit d'injection

Le système décrit au paragraphe §4.1.4 est utilisé pour injecter de l'air à une pression de 180 bars à l'intérieur de l'eau contenue dans la boucle, à travers un orifice de 0,5 mm de diamètre. Les accélérations radiales de la conduite lors de l'injection sont enregistrées par les cinquante capteurs de l'antenne pendant 10 s, avec une fréquence d'échantillonnage égale à 65536 Hz. L'orifice d'injection est situé à la position de coordonnées ( $x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ), et dirigé dans le sens  $-x$ . L'eau est au repos dans la boucle. La densité spectrale de puissance sur le capteur de référence est représentée sur la Figure 4.20 entre 0 et 12 kHz, lorsque l'on considère la première seconde d'acquisition (bleu) et lorsqu'on considère la dernière seconde d'acquisition (rouge).

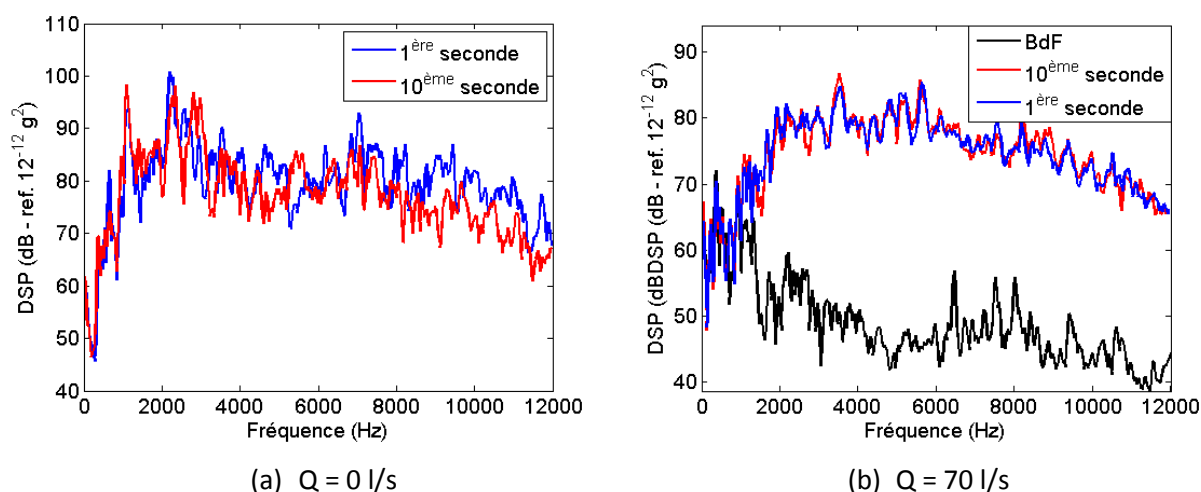


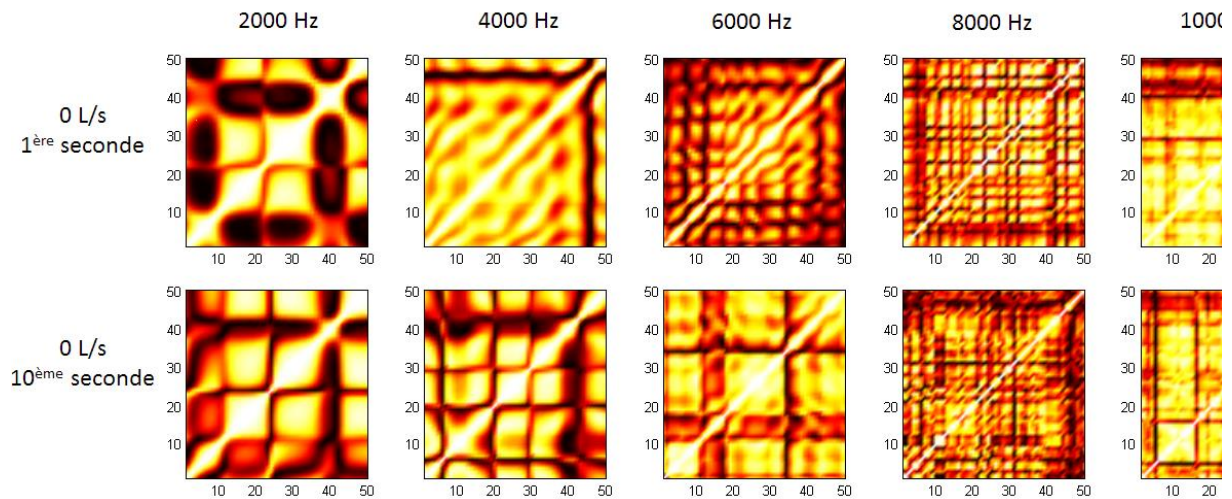
Figure 4.20. Densité spectrale de puissance (DSP) de l'accélération radiale lors d'une injection d'air dans l'eau (a) au repos et (b) circulant avec un débit de 70 l/s, durant la première seconde d'injection (bleu) et durant la dixième seconde d'injection (rouge); injecteur positionné en ( $x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ) dans le sens opposé à l'écoulement.

Les DSP des accélérations radiales lors d'une injection présentent une énergie répartie sur une large plage de fréquences, allant au moins jusqu'à 12 kHz. Lorsque l'eau est au repos, l'amplitude de la DSP est élevée au-delà de 1 kHz environ et fluctue de façon importante. Durant la première seconde d'injection, l'énergie moyenne est plutôt stable jusqu'à 9 kHz et diminue régulièrement au-delà. Durant la 10<sup>ème</sup> seconde d'injection, le niveau énergétique est similaire à celui observé durant la première seconde, jusqu'à 7 kHz environ, puis l'amplitude

diminue d'environ 10 dB pour les fréquences au-delà de 7 kHz. A ces fréquences, la décroissance de l'énergie en fonction de la fréquence est toutefois identique à celle observée durant la première seconde. La présence d'air dans la conduite semble masquer le bruit de la fuite pour les fréquences au-delà de 7 kHz. Cependant, les pics d'amplitude observés autour de 2 kHz, ne sont pas modifiés par cet engagement.

Lorsque l'eau s'écoule avec un débit de 70 l/s, en moyenne la DSP évolue de la même façon que lorsque l'eau est au repos. Les pics d'amplitude qui étaient présents sont atténués. L'énergie augmente de façon progressive jusqu'à 2 kHz puis diminue progressivement à partir de 6 kHz. Le fluide étant fortement brassé par l'écoulement d'eau, l'air injecté ne stagne pas à proximité des capteurs et la DSP semble stable dans le temps. L'énergie en-dessous de 1 kHz semble être due essentiellement à l'écoulement car les courbes bleu, rouge, et noir se superposent dans cette plage de fréquence.

Les matrices de cohérence spatiale entre les cinquante capteurs de l'antenne à 2 kHz, 4 kHz, 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz sont représentées sur la Figure 4.21, lorsque l'eau est au repos, durant la première et la dixième seconde d'injection et lorsqu'elle circule avec un débit de 70 l/s, durant la première seconde d'injection.



**Figure 4.21. Matrices de cohérence spatiale entre les signaux d'accélération radiale au niveau des capteurs de l'antenne à 2 kHz, 4 kHz, 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz, lors d'une injection d'air, lorsque l'eau est au repos, durant la première et la dixième seconde d'injection.**

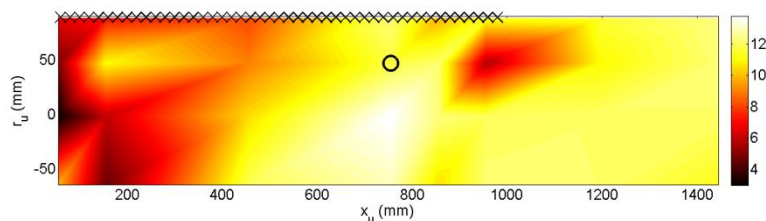
En général, la période des oscillations du signal semble diminuer avec la fréquence. Cette observation avait été faite dans l'analyse de la cohérence du bruit de fond. Lorsque l'eau

est au repos les cohérences spatiales des vibrations durant la 1<sup>ère</sup> et la 10<sup>ème</sup> seconde d'acquisition sont similaires à 2 kHz, 8 kHz et 10 kHz.

Les fonctions de transfert entre la source et les capteurs, données par les vecteurs de pointages, sont les données critiques de la méthode. La modification des conditions expérimentales, comme la présence d'une double phase, a été remarquée, notamment à la Figure 4.21. Lorsque l'eau est au repos, la DSP et la cohérence spatiale du signal sont différentes au début et à la fin de l'injection. On peut donc supposer que la présence d'air modifie les fonctions de transfert et on s'attend donc à une diminution de la performance de la formation de voies au cours de l'injection. Lorsque l'eau est en mouvement, l'air est brassé dans la boucle et les fonctions de transfert ne sont pas modifiées au cours de l'injection. Cependant, la présence de l'écoulement tend à diminuer la cohérence spatiale du signal, ce qui devrait diminuer les performances de la formation de voies d'après les observations faites au paragraphe §4.4.

#### 4.5.2 Application de la formation de voies sur le signal d'injection

L'injecteur d'air est positionné en  $(x = 445 \text{ mm}, r = 38 \text{ mm})$  et dirigé dans la direction  $-x$ . Le fluide est au repos dans la conduite. Les accélérations radiales sont mesurées par les cinquante accéléromètres de l'antenne durant les dix premières secondes de l'injection et la formation de voies est effectuée sur les inter-spectres à 2 kHz, 4 kHz, 6 kHz, 8 kHz et 10 kHz calculés durant la première seconde d'injection (représentés sur la Figure 4.21). Les vecteurs de pointage et l'espace de détection sont identiques à ceux du paragraphe §4.4. Les gains d'antennes (en dB) calculés avec l'expression (4.7) aux différentes positions de l'espace de détection sont présentés sur la Figure 4.22, pour les cinq fréquences considérées.



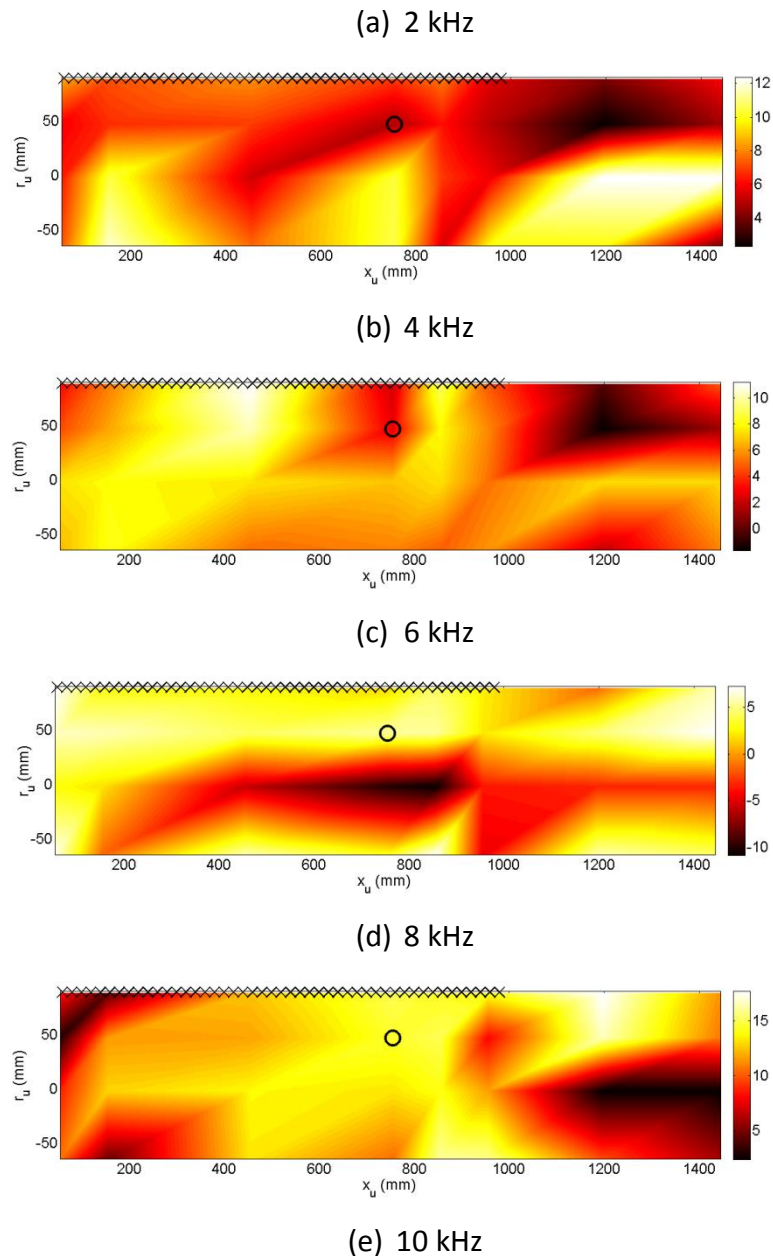


Figure 4.22. Fonction de directivité (en dB) aux différentes positions de l'espace de détection lors d'une injection d'air dans l'eau au repos; inter-spectre calculé sur la première seconde d'injection, aux fréquences : (a) 2 kHz, (b) 4 kHz, (c) 6 kHz, (d) 8 kHz, (d) 10 kHz; injecteur positionné en  $(x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm})$ .

La position de l'orifice d'injection n'est jamais correctement localisée sur les cartographies présentées. Ceci provient certainement du fait que la cohérence spatiale du signal émis par l'injection est beaucoup moins importante que celle d'un signal harmonique émis par l'hydrophone. En revanche, les valeurs de la fonction de directivité sont généralement supérieures à celles observées lors d'une excitation à l'hydrophone. Bien que

la formation de voies soit effectuée en considérant une seule fréquence et que l'orifice d'injection soit une source ponctuelle, le jet turbulent lors de l'injection constitue une source acoustique spatialement étendue. Les hypothèses de source ponctuelle et de signal spatialement cohérent ne sont donc plus respectées mais le nombre de capteurs mesurant un signal d'amplitude significative (par rapport au capteur de référence) est plus important en raison de cette étendue spatiale. La localisation est donc mise en défaut mais la détection du signal d'injection est meilleure que celle de l'hydrophone.

#### 4.5.3 Utilisation d'une méthode de formation de voies multi-fréquence

Le bruit d'injection est un bruit large bande, ce qui a permis d'appliquer la formation de voies à plusieurs fréquences prises indépendamment au paragraphe §4.5.2. Des méthodes utilisant les propriétés « large bande » (Ultra Wide Band) d'un signal impulsionnel permettent de définir des vecteurs de pointage basés sur la forme de la DSP du signal à détecter [MUR97], [RIE05], [SON12]. Les vecteurs de pointage ayant été définis et mesurés au préalable dans l'espace de détection, on n'essayera pas d'appliquer ces méthodes. Cependant, la propriété large bande du bruit d'injection peut être exploitée en multipliant entre eux les résultats en sortie de formation de voies obtenus à différentes fréquences.

Les résultats présentés à la Figure 4.22 sont ainsi multipliés entre eux pour obtenir une cartographie couplant les résultats de la formation de voies aux différentes fréquences. Si l'on note  $D_u^f$  la valeur de la fonction de directivité obtenue à la position  $u$  de l'espace de détection lorsqu'on considère la fréquence  $f$ , on calcule les valeurs de la fonction de directivité issues de la fusion de données comme :

$$D_u^{fusion} = \left( D_u^{f_1} \times D_u^{f_2} \times \dots \times D_u^{f_N} \right)^{1/N}. \quad (4.8)$$

Cette expression prend en compte la contribution des résultats obtenus aux différentes fréquences sans augmenter artificiellement le gain d'antenne.

La fonction de directivité calculée avec l'expression (4.8), à partir des données de la Figure 4.22, est représentée (en dB) sur la Figure 4.23.

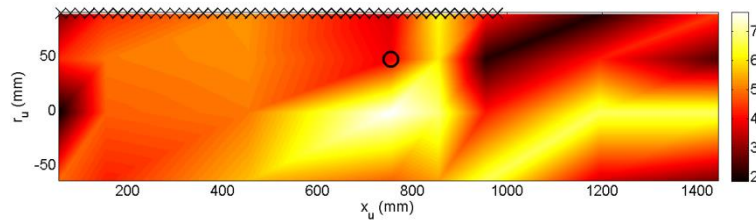


Figure 4.23. Fonction de directivité issue de la fusion de données sur cinq fréquences (en dB), lors d'une injection d'air dans l'eau au repos, considérant la première seconde d'injection; injecteur positionné en  $(x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm})$ , dans la direction opposée à l'écoulement.

La fusion de données permet d'améliorer la localisation de l'injecteur par rapport aux résultats obtenus à une seule fréquence. Le gain d'antenne est d'environ 8 dB, ce qui est proche des valeurs obtenues avec l'hydrophone.

La fonction de directivité est représentée sur la Figure 4.24 lorsque les vibrations mesurées durant la dixième seconde d'injection sont considérées.

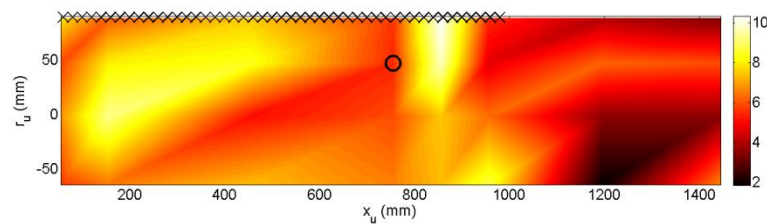
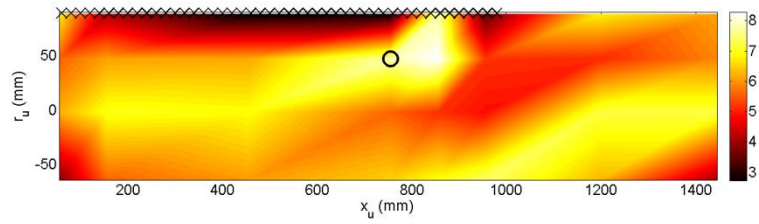


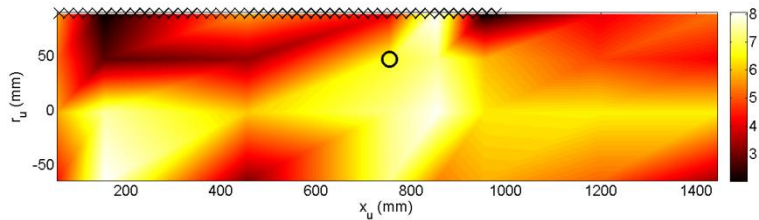
Figure 4.24. Fonction de directivité issue de la fusion de données sur 5 fréquences (en dB), lors d'une injection d'air dans l'eau au repos considérant la dixième seconde d'injection; injecteur positionné en  $(x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm})$ , dans la direction opposée à l'écoulement.

En considérant les données acquises durant la 10<sup>ème</sup> seconde d'injection, la fusion de données permet de focaliser sur une position proche de celle de l'injecteur. On peut noter la présence d'un lobe secondaire d'amplitude importante. La présence d'air dans la boucle ne diminue pas de façon significative les performances de la formation de voies.

Le cas d'une injection dirigée perpendiculairement à l'antenne est présenté sur la Figure 4.25 lorsque le fluide est au repos.



(a) Première seconde

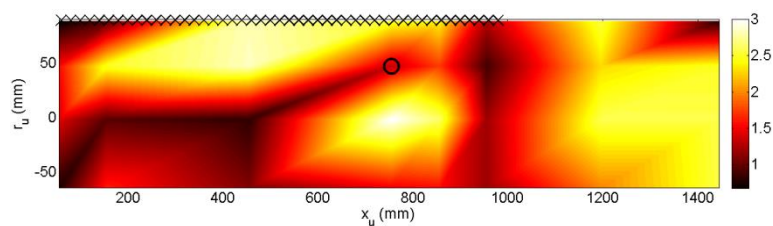


(b) Dixième seconde

**Figure 4.25. Fonction de directivité issue de la fusion de données sur cinq fréquences (en dB), lors d'une injection d'air dans l'eau au repos considérant (a) la première seconde d'injection et (b) la dixième seconde d'injection; injecteur positionné en  $(x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm})$ , dans la direction perpendiculaire à l'écoulement.**

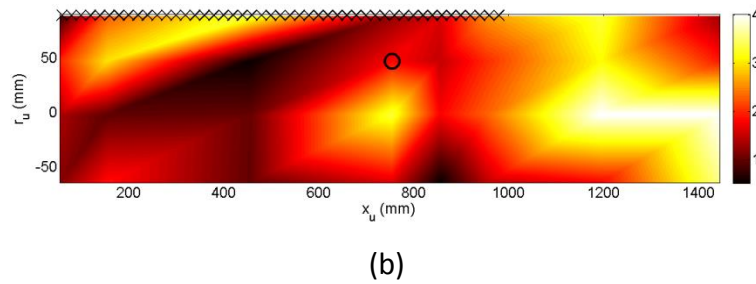
Là encore, la fusion de données permet de focaliser à une position proche de celle de l'injecteur si l'on considère la première seconde d'injection. A la dixième seconde, la présence de lobes secondaires d'amplitude importante diminue la performance de la méthode qui se détériore en présence d'air dans la boucle. En effet, la présence d'air modifie les fonctions de transfert dans le fluide tandis que les vecteurs de pointage sont basés sur le système initial.

La Figure 4.26 présente les cas d'une injection dirigée (a) perpendiculaire à l'écoulement et (b) dans le sens opposé à l'écoulement, lorsque l'eau circule à 70 l/s dans la boucle.



(a)





**Figure 4.26. Fonction de directivité issue de la fusion de données sur cinq fréquences (en dB), lors d'une injection d'air dans l'eau circulant à 70 l/s, considérant la première seconde d'injection; injecteur positionné en ( $x = 755 \text{ mm}, r = 47 \text{ mm}$ ), dans la direction (a) perpendiculaire à l'écoulement et (b) opposé à l'écoulement.**

La méthode permet de focaliser sur une position proche de celle de l'injecteur mais la valeur maximale de la fonction de directivité n'est pas toujours située sur cette position, ce qui peut induire une mauvaise localisation. Le gain apporté par la méthode est globalement plus faible que lorsque l'eau est au repos. Ce résultat est en accord avec les observations faites lorsqu'on essayait de détecter un hydrophone émettant un signal harmonique en présence d'un écoulement turbulent. On supposait alors que le signal mesuré était simplement la somme du signal émis par l'hydrophone et du signal correspondant aux vibrations induites par l'écoulement turbulent. Dans le cas d'une injection, on suppose que l'écoulement a un impact direct sur la source acoustique par l'entraînement des bulles d'air, la modification de la forme du jet ou encore la pression relative au niveau de l'injecteur. Ceci entraîne certainement une modification des performances de la formation de voies mais celle-ci est alors difficilement quantifiable dans le cas d'une injection.

La détection d'une source acoustique large bande offre la possibilité d'appliquer la formation de voies sur plusieurs fréquences. Dans les travaux effectués, cinq fréquences avaient été déterminées en amont pour générer l'espace de détection et détecter un signal harmonique. Effectuer la formation de voies à cinq fréquences n'est probablement pas suffisant pour effectuer la fusion de données, mais améliore déjà les capacités de localisation de la méthode. On peut aussi supposer que certaines fréquences sont plus favorables à la formation de voies car elles correspondraient à des signaux spatialement plus cohérents que les fréquences considérées. Le choix d'un nombre important de fréquences caractéristiques devrait être analysé pour améliorer la méthode.

## 4.6 Conclusion

Dans ce chapitre, la méthode de formation de voies a été testée expérimentalement. Afin d'être la plus représentative possible du GV, la maquette a été réalisée en tenant compte des caractéristiques du GV modulaire à tubes droits. Une antenne linéaire de cinquante accéléromètres a été utilisée pour échantillonner spatialement les vibrations du tube en respectant le critère établi à partir du modèle numérique. Une source acoustique, harmonique et la plus ponctuelle possible, a été utilisée pour générer les vecteurs de pointage dans l'espace de détection de façon expérimentale. Cette source a aussi permis de valider la méthode de formation de voies dans une configuration se rapprochant de celle étudiée numériquement au chapitre 3. Les cohérences spatiales du signal à détecter et du bruit de fond apparaissent comme étant des paramètres critiques de la méthode. Lorsque la source à détecter constitue un signal spatialement cohérent, tandis que le bruit de fond est un signal spatialement incohérent, les performances de la méthode sont optimales. Cette hypothèse est respectée lorsqu'un hydrophone émet un signal harmonique à l'intérieur de la maquette et que l'eau est au repos. La formation de voies permet alors d'apporter un gain pouvant aller jusqu'à 13 dB à un signal noyé dans le bruit de fond. Ceci permet alors de détecter la source par une méthode basée sur un dépassement de seuil. L'augmentation du débit d'écoulement d'eau génère un champ vibratoire cohérent sur la conduite qui diminue les performances de la formation de voies.

De l'air sous pression a été injecté dans de l'eau au repos à travers un orifice afin de simuler l'onde acoustique générée lors d'une fuite d'eau dans le sodium. La DSP des vibrations induites par l'onde acoustique générée durant l'injection et la cohérence spatiale de ce signal ont été analysées. La DSP est un signal large bande, dont l'énergie va au-delà de 12 kHz et décroît linéairement avec la fréquence. Lorsque l'eau est au repos, la densité spectrale de puissance du champ vibratoire sur la conduite lors de l'injection évolue avec le temps : son énergie en hautes fréquences diminue en raison de l'apparition d'une poche de gaz entre la source et les capteurs. Lorsque l'eau circule avec un débit important, la DSP n'évolue pas dans le temps en raison du brassage de cette poche de gaz. La formation de voies telle qu'elle a été employée jusqu'alors ne permet pas de détecter ni de localiser l'injecteur dans le fluide. Une méthode de fusion des données obtenues en utilisant les inter-spectres calculés à différentes fréquences a donc été introduite. Elle permet d'améliorer légèrement les performances de la

méthode. L'injecteur est alors détecté et localisé avec une faible erreur sur la position lorsque l'eau est au repos et durant la première seconde d'injection. La présence d'une poche de gaz dans la boucle modifie les fonctions de transfert et diminue légèrement les performances de la formation de voies.

Conclusion générale.

## Conclusion générale

---

Les travaux présentés dans cette thèse s'inscrivent dans le cadre du développement d'une méthode de détection vibro-acoustique passive d'une réaction sodium-eau à l'intérieur d'un générateur de vapeur d'un réacteur nucléaire de type RNR-Na. La méthode de la formation de voies appliquée à des signaux vibratoires mesurés sur la structure, pour détecter une source acoustique à l'intérieur de celle-ci, a été étudiée. Le fluide considéré est lourd, ce qui implique une interaction forte entre le fluide et la structure. La source acoustique est supposée monopolaire. L'objectif de la formation de voies est double : faire ressortir le signal dû à la source quand celle-ci est noyée dans un bruit de fond spatialement incohérent, et localiser le point d'excitation.

Le premier chapitre présentait un état de l'art des études réalisées dans le domaine de la détection acoustique passive et introduisait la formation de voies dans le cas général. Dans les chapitres 2 et 3, l'analyse numérique a permis d'étudier le comportement vibro-acoustique d'une structure couplée à un fluide lourd et son influence sur les performances de la formation de voies. Cette étude a permis d'établir un critère d'échantillonnage spatial, d'abord sur un modèle simple, puis en utilisant un modèle plus représentatif de la virole d'un générateur de vapeur. Au chapitre 4, la méthode a été validée expérimentalement sur une maquette. La détection d'une source acoustique large bande (bruit de fuite) est possible en fusionnant les données de la formation de voies effectuée à plusieurs fréquences. Des améliorations de la méthode peuvent être envisagées, elles sont présentées à la fin de cette conclusion.

## Rappel des principaux résultats obtenus

**Définition des vecteurs de pointage** Les vecteurs de pointage constituent la base de projection (c'est-à-dire les filtres spatiaux) du signal mesuré par l'antenne de capteurs. Pour chacune des positions de l'espace de détection, ils correspondent aux fonctions de transfert entre la source à détecter et les capteurs de l'antenne. Ils définissent ainsi complètement l'espace de détection et supposent une connaissance a priori de la source que l'on souhaite détecter et/ou du bruit qui doit être rejeté. Leur construction nécessite donc de disposer d'un modèle numérique suffisamment représentatif du problème pour calculer ces fonctions de transfert ou de pouvoir les mesurer expérimentalement. Les fonctions de transfert varient lors de toute modification du système, en particulier l'apparition de bulles de gaz dans le fluide fait évoluer les fonctions de transfert dans le fluide. Il est donc indispensable que la formation de voies soit effectuée sur un système correspondant exactement à l'état du système lors de la détermination des vecteurs de pointage.

**Prédominance des sous-domaines acoustique et structurel** L'analyse vibratoire d'une plaque plane couplée à un fluide lourd puis d'un cylindre rempli par ce même fluide a été effectuée aux chapitres 2 et 3, respectivement. Elle a permis d'observer le rôle joué par chacun des deux sous-systèmes dans le comportement vibratoire du système couplé, dans différentes configurations. Dans l'espace des nombres d'onde, le champ vibratoire du système couplé est composé des nombres d'onde caractérisant les deux sous-systèmes avec la prise en compte de l'interaction de chacun des sous-systèmes sur l'autre.

Lorsqu'un monopôle acoustique est positionné dans le fluide, les vibrations de la structure sont dominées par le comportement dynamique de l'un ou de l'autre des sous-systèmes en fonction de sa position dans le système et de sa fréquence.

- Dans le cas de la plaque plane infinie, le champ vibratoire dépend essentiellement de la distance entre la source et la plaque par rapport aux longueurs d'onde acoustique et de flexion.
- Dans le cas d'une coque cylindrique infinie, un comportement modal est observé dans les directions radiales et circonférentielles. La position radiale de la source et sa fréquence sont ici les paramètres critiques influant sur la répartition d'énergie de vibration entre la cavité cylindrique et la coque. Les modes de flexion de la

coque seront excités principalement en basse fréquence tandis que la cavité cylindrique dominera le comportement vibratoire en hautes fréquences. La forme du champ de pression à l'intérieur de la cavité donne lieu à des positions nodales pour lesquelles l'excitation est peu transmise à la coque.

**Critère d'échantillonnage spatial** La mesure des vibrations de la structure par un réseau de capteurs espacés de façon régulière constitue un échantillonnage spatial du champ vibratoire du système couplé. Ce processus, analogue au processus d'échantillonnage temporel, est limité par l'équivalent spatial du critère de Shannon. C'est-à-dire que le signal sera échantillonné de façon correcte si les longueurs d'onde porteuses d'une énergie significative sont prises en compte. L'espacement inter-capteurs doit alors être inférieur à la demi-longueur d'onde la plus petite contenue dans le champ vibratoire.

La prédominance de l'un ou de l'autre des sous-systèmes est caractérisée par la présence d'une longueur d'onde critique qu'il faut alors échantillonner. En basses fréquences, la longueur d'onde de flexion doit ainsi être prise en compte, alors qu'en hautes fréquences, l'échantillonnage de la longueur d'onde acoustique est suffisant.

La localisation d'une source acoustique par formation de voies vibratoire nécessite l'échantillonnage spatial du champ vibratoire, dont la capacité à représenter fidèlement le champ réel est conditionnée par le respect du critère défini précédemment. Les analyses numériques et expérimentales montrent cependant que le strict respect de ce critère d'échantillonnage n'est pas nécessaire à la bonne localisation de la source, mais il permet de l'améliorer (par la réduction des lobes secondaires dans la fonction de directivité) et d'augmenter le gain apporté par le traitement.

**Cohérence spatiale du signal et du bruit de fond** La formation de voies donne des résultats optimaux lorsque la source génère des signaux cohérents sur l'antenne alors que le bruit de fond induit des signaux incohérents.

Les vibrations générées par l'écoulement du sodium sur la virole du générateur de vapeur ont été modélisées. Pour cela, on a supposé que cet écoulement était turbulent et que son profil de pression pariétal était celui d'une couche limite turbulente. Ce type d'excitation est spatialement très faiblement cohérent (i.e. longueurs de corrélation petites). Cependant,

la réponse vibratoire de la structure à une telle excitation est spatialement cohérente. La structure constitue un filtre dans les bas nombres d'onde qui tend à faire ressortir les cohérences de l'excitation de CLT. Ce résultat a été observé sur le modèle numérique décrivant le mouvement de la plaque et expérimentalement. Il en résulte que la présence d'un écoulement turbulent réduit le gain apporté par la formation de voies par rapport à un bruit complètement incohérent ainsi que la précision de la localisation de la source dans l'espace de détection.

**Gain d'antenne** La formation de voies permet d'augmenter le rapport signal sur bruit par rapport à celui qui serait mesuré sur le capteur de référence uniquement.

Le gain apporté augmente avec le nombre de capteurs mesurant une amplitude significative par rapport au capteur de référence. Plus le champ vibratoire mesuré aura une décroissance spatiale faible, plus le gain apporté sera important. Dans le cas d'une plaque plane, le gain maximum est obtenu lorsque le champ vibratoire correspond à une onde plane, c'est-à-dire lorsque la source est à distance de la plaque. Dans le cas d'un système fermé, cette situation est obtenue lorsque la source se trouve sur un point nodal de la pression acoustique.

Le gain apporté dépend aussi de la cohérence spatiale relative du champ vibratoire généré par la source et par le bruit de fond. Lorsque le bruit de fond induit des signaux cohérents, le gain diminue, et cette diminution est d'autant plus marquée que l'amplitude du bruit de fond est importante.

**Détection d'une fuite** Le bruit généré par la décompression de l'air dans de l'eau (ou de l'eau dans du sodium, lors d'une fuite) ne peut être complètement assimilé à une source monopolaire. En effet, les signaux mesurés par l'antenne ne présentent pas une cohérence parfaite (contrairement à ce que l'on a pu obtenir pour l'excitation par un hydrophone). Ce type de source ne correspond donc pas à une situation optimale pour la formation de voies. Il a cependant été possible de détecter et de localiser une injection d'air dans de l'eau en mixant les résultats de formation de voies à différentes fréquences. L'utilisation d'une méthode de formation de voies large bande peut permettre d'obtenir des résultats satisfaisants sur ce type de source.



## Perspectives d'études et d'amélioration de la méthode

Dans cette thèse, l'accent a été mis sur l'analyse vibratoire d'un système composé d'une structure couplée à un fluide lourd et sur les performances d'une méthode de formation de voies appliquée aux vibrations de la structure.

**Géométrie d'antenne** La géométrie de l'antenne est un paramètre essentiel en traitement d'antenne. Dans la thèse, une antenne linéaire composée de capteurs régulièrement espacés a été considérée. En règle générale, la géométrie de l'antenne doit être adaptée au problème. Par exemple, l'atténuation spatiale du champ vibratoire suivant la direction circonférentielle est généralement plus faible que celui suivant la direction axiale en raison du comportement modal du système dans la direction circonférentielle. Une antenne d'accéléromètres disposés suivant la circonférence peut ainsi permettre d'augmenter le gain d'antenne. Une méthode numérique innovante, permettant de déterminer la position optimale des capteurs d'une antenne en procédant par des jets aléatoires a été introduite par Le Courtois *et al.* [LEC10].

Pinnington et Briscoe ont mis au point un capteur permettant de ne mesurer que les modes propagatifs d'onde plane d'une conduite cylindrique [PIN94].

**Amélioration du traitement d'antenne** Un traitement du signal mesuré par l'antenne de capteurs en entrée de formation de voies peut être effectué afin d'améliorer le gain de traitement. Par exemple, on peut sélectionner une bande de fréquence optimale pour détecter la fuite (i.e. application d'un filtre passe-bande).

On a vu que la formation de voies classique était mise en défaut dans le cas d'une source dont la cohérence spatiale et la forme sont complexes et dont le spectre présente de l'énergie dans une large bande de fréquence. Des méthodes dites à « bande large » existent pour détecter ce type de source. Le mixage de fréquence tel qu'il a été effectué au chapitre 4 est aussi envisageable à condition de sélectionner un nombre important de fréquences.

**Développement de moyens numériques et expérimentaux plus élaborés** Disposer d'un modèle numérique représentant fidèlement le système et la source à détecter peut

permettre de générer une base de vecteurs de pointage complète de façon rapide. En particulier, il serait intéressant d'étudier l'influence des structures internes du GV (tubes, grilles entretoises, etc.) sur la formation de voies et leur impact sur la cohérence de la source et du bruit de fond. Etablir un modèle théorique dans le cas de structures internes paraît toutefois compliqué. Une maquette expérimentale représentant un GV à échelle réduite permettrait une telle étude. Des essais de réactions sodium-eau réalisés à l'institut IGCAR ont permis de réaliser des mesures de vibrations induites lors d'une RSE. D'autres essais mieux instrumentés seraient utiles pour appliquer la méthode de formation de voies.

**Critère de détection**            Le critère de décision est un élément essentiel en théorie de la détection. Il permet d'évaluer la robustesse de la méthode employée. Pour cela, on peut envisager de créer un espace de détection expérimental grâce à la maquette qui a été utilisée dans cette thèse. Cet espace de détection permet de mettre en place des estimateurs et des tests de décision (e.g. loi de décision) sur les signaux de l'antenne (e.g. récepteurs), au sens de la théorie de la détection [KOP03], [KOP03b].

## Références

- [AUC10] M. Aucejo. Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent. Thèse LVA. Lyon : INSA de Lyon, 2010, 186 p.
- [B&K04] Beamforming, Brüel & Kjaer technical review No.1, 2004.
- [BAQ95] F. Baqué. Présentation Générale de la Réaction sodium-eau et de ses conséquences. Note Technique CEA 95/021, 1995.
- [BIE85] G. Bienvenue et L. Kopp. Méthodes haute résolution après formation de voies. Proceedings du dixième colloque sur le traitement du signal et ses applications. Nice, France. Mai 1985.
- [BOU92] M. Bouvet. Traitements des signaux pour les systèmes sonar. Ch. 6, pp.193-235, Ch. 7, pp.237-266. France : Masson, 1997, Collection technique et scientifique des télécommunications, 484 p, ISBN 2225826153.
- [BUI78] H. Buis, J. Freycenon. Détection acoustique de fuites d'eau dans une maquette de générateur de vapeur à faisceau hélicoïdal. Note technique, CEA/DRNR/068, 1978.
- [CAS10] P. Castellini, A. Sassaroli. Acoustic source localization in a reverberant environment by average beamforming. Mechanical System and Signal Processing, Vol. 20, pp. 796-808, 2010.
- [CAV10] M. Cavaro. Apport de l'acoustique non linéaire à la caractérisation de l'engazement du sodium liquide. Application aux réacteurs nucléaires de quatrième génération. Thèse de l'Université de la Méditerranée Aix-Marseille II. Marseille, 2010.
- [CEB94] D. Cebon, M.F. Ashby. Materials Selection for Precision Instruments. Measurement Science and Technology, Vol. 5, pp. 296-306, 1994.
- [CHA80] D.M. Chase. Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. Journal of Sound and Vibration, Vol. 70, pp. 29-67, 1980.
- [CHA87] D. M. Chase. The character of turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumber and a suggested comprehensive model. Journal of Sound and Vibration, Vol. 112(1), pp. 127-147, 1987.
- [CHI09] Y.Chikazawa. Development of an acoustic steam generator leak detection system using delay-and-sum beamformer. Proceedings ICAPP 09, Tokyo, Japan, 2009.

## Références

- [CHO95] J-W. Choi, Y-H. Kim. Spherical beam-forming and MUSIC methods for the estimation of location and strength of spherical sound sources. *Mechanical System and Signal Processing*, Vol. 9(5), pp. 569-588, 1995.
- [CHO07] Y. Choi Y. Kim. Near Field Impulsive Source Localization in a Noisy Environment. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 303, pp. 209-220, 2007.
- [COR63] G.M. Corcos. Resolution of pressure in turbulence. *Journal of the Acoustical Society of America*, vol. 35(2), pp. 192-199, 1963.
- [DEM89] R. Demarais. Détection acoustique active sur le GV D de SuperPhénix à 93% de la puissance nominale. Note technique CEA/LSMI/89/032, 1989.
- [DES10] O. Descombin. Détection acoustique d'une réaction sodium eau (RSE) dans les générateurs de vapeur (GV) des RNR : état de l'art en 2010. Note technique CEA/LIET/NT/2010/0, 2010.
- [DEV11] Y. Deville. Traitement du signal. Signaux temporels et spatiotemporels. Ch. 2 : traitement d'antenne, pp. 141-197, France : Ellipses, 2011, Technosup, 312 p. ISBN 9782729870799.
- [EFI84] B. M. Efimtsov. Similarity criteria for the spectra of wall pressure fluctuation in a turbulent boundary layer. *Soviet Physics Acoustics*, vol. 30 (1), pp. 33-35, 1984.
- [FAH85] F. Fahy. *Sound and structural vibration : radiation, transmission and response*. 2<sup>nd</sup> Ed, Angleterre: The Academic Press, 1985, 309 p., ISBN 0122476700.
- [FEN94] L. Feng. Acoustic properties of fluid-filled elastic pipes. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 176(3), pp. 399-413, 1994.
- [FRA93] EFR non site. Specific safety report (nsssr), Steam generator leaks (Ch.4.1). Note Technique, FRAMATOME, 1993.
- [FRA02] C. Mauget. Pérennisation des connaissances sur les Réacteurs à Neutrons Rapides au sodium. Note Technique, FRAMATOME, 2002.
- [FUL83] C.R. Fuller and F. Fahy. Characteristics of wave propagation and energy distribution in cylindrical elastic shell filled with fluid. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 81(4), pp. 501-518, 1982.
- [FUL84] C.R. Fuller. Monopole excitation of vibrations in an infinite cylindrical elastic shell filled with fluid. *Journal of Sound and Vibration*, Vol. 96(1), pp. 101-110, 1983.

- [GAR82] P. Garnaud, J. P. Maupre, J. Guidez, P. Courbiere. Détection acoustique des fuites d'eau : mesure de bruits de fond et de bruits d'injection d'hydrogène et d'argon dans le générateur de vapeur n°3 de Phénix. Note Technique CEA/SDGV/82/585, 1982.
- [GAR84] P. Garnaud, R. Demarais. Essai de simulation de fuite d'eau dans le sodium par injections de gaz neutre dans la boucle Grignotin. Note Technique CEA/LMIn/84/535, 1984.
- [GAR89a] P. Garnaud, R. Demarais. Détection acoustique active (DAA) de fuite sur GV à tubes droits. Maquette en eau de 630 tubes MAGENTA 2. Note Technique CEA/LSMI/89/019, 1989.
- [GAR89b] P. Garnaud, R. Demarais. Détection acoustique active sur générateur de vapeur de Phénix à puissance nominale. Note Technique CEA/LSMI/89/001, 1989.
- [GOO04] M. C. Goody. Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. Journal of AIAA, Vol. 42 (9), pp. 1788-2794, 2004.
- [GRA97] W. R. Graham. A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. Journal of Sound and Vibration, Vol. 206(4), pp. 541-565, 1997.
- [GUI87] J. Guidez. Injection d'hydrogène au régime nominal sur le GV3 pour détection acoustique. Note Technique, Service physique-expérimentation PA345, Centrale Phénix, 1987.
- [HEC90] M. A. Heckl. Sound propagation in the steam generator: a theoretical approach. Note Technique AEA, SWRAG/P (90) 9, 1990.
- [HEC95] M. A. Heckl and L. S. Mulholland. Some recent developments in the theory of acoustic transmission in tube bundles. Journal of Sound and Vibration, Vol. 179(1), pp. 37-62, 1995.
- [HOL12] K. R. Holland and P. A. Nelson. An experimental comparison of the focused beamformer and the inverse method for the characterization of acoustic sources in ideal and non-ideal acoustic environments. Journal of Sound and Vibration, Vol. 331, pp. 4425-4437, 2012.
- [HOW91] M. S. Howe. Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls. Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 90(2), pp. 1041-1047, 1991.
- [JOU91] C. Journeau. Modélisation vibro-acoustique de l'ensemble virole + fluides. Détection acoustique de fuites dans les GV d'EFR. Note Technique CEA, LSMI/91/046, 1991.
- [JOU94] C. Journeau. Evaluation de l'avant-projet de système de détection acoustique de fuites pour les générateurs de vapeur d'EFR. Note Technique CEA, LSMI/94/0002, 1984.

## Références

- [JUN86] M. Junger and D. Feit. Sound, Structures, and Their Interaction. The MIT Press, Cambridge, 1986.
- [KAR06] D. G. Karczub. Expressions for direct evaluation of wave number in cylindrical shell vibration studies using the Flügge equations of motion. Journal of the Acoustic Society of America, Vol. 119 (6), pp. 3553-3557, 2006.
- [KAU99] C. Kauffmann. Efficiency of a monopole sound source in the vicinity of a water-loaded plate. Journal of Sound and Vibration, Vol. 221(2), pp. 251-272, 1999.
- [KIM00] T. Kim V. S. Yugay, S. Hwang, B. Kim, J. Park and C. Choi. Hydrogen Bubble Characteristics during a Water-sodium Leak Accident in a Steam Generator. Journal of Industrial and Engineering Chemistry, Vol. 6(6), pp. 395-402, 2000.
- [KIM09] T. Kim, V. S. Yugay, J. Jeong, J. Kim, B. Kim, T. Lee, Y. Lee, Y. Kim, D. Hahn. Acoustic Leak Detection Technology for Water/Steam Small Leaks and Microleaks Into Sodium to Protect an SFR Steam Generator. Nuclear Technology, Vol. 170, pp. 360-369, 2010.
- [KOP03] L. Kopp. Détection et estimation en traitement d'antenne : théorie. Techniques de l'Ingénieur, Ref. TE5225, 2003.
- [KOP03b] L. Kopp. Détection et estimation en traitement d'antenne : applications. Techniques de l'Ingénieur, Ref. TE5226, 2003.
- [KRI96] H. Krim and M. Viberg. Two Decades of Array Signal Processing Research. IEEE Signal Processing Magazine, Vol. 13(4), pp. 67-94, 1996.
- [LEC10] F. Le Courtois, J-C. Pascal, J-H. Thomas, F. Poisson. Optimisation par algorithme générique de la géométrie d'antenne pour la localisation de sources. Proceedings du 10<sup>ème</sup> Congrès Français d'Acoustique, Lyon, France, 2010.
- [LIN56] T. C. Lin and G. W. Morgan. Wave Propagation through Fluid Contained in a Cylindrical Elastic Shell. Journal of the American Society of America, Vol. 28(6), pp. 1165-1176, 1956.
- [LJU88] J. Ljunggreen. Forced vibration of infinite plates. Journal of Sound and Vibration, Vol. 121(2), pp. 221-236, 1988.
- [MAR09] J-P. Marage, Y. Mori. Sonars et acoustique sous-marine. Volume 1 : Le milieu marin, l'interface acoustique électrique, les structures d'antenne. France : Lavoisier, 2009, 328 p, ISBN 19782746222236.

- [MAR10] P. Marmaroli, J-M. Odobez, X. Falourd, H. Lissek. A Bimodal Sound Source Model for Vehicle Tracking in Traffic Monitoring. Proceedings de Eusipco, Barcelone, Espagne, 2011.
- [MAS13] N. Massacret. Etude d'une méthode ultrasonore d'estimation des températures locales du sodium liquide en sortie coeur de SFR. Thèse de l'Université de la Méditerranée Aix-Marseille II. Marseille, 2013.
- [MAX09] L. Maxit. Wavenumber space and physical space response of a periodically ribbed plate to a point drive : A discrete approach. Applied Acoustics, Vol. 70, pp. 563-578, 2009.
- [MAX13] L. Maxit, V. Denis. Prediction of flow induced sound vibration of periodically stiffened plates. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 133(1), pp. 146-160, 2013.
- [MCL10] G.C. McLaskey, S.D. Glaser, C.U. Grosse. Beamforming Array Techniques for Acoustic Emission Monitoring of Large Concrete Structures. Journal of Sound and Vibration, Vol. 329, pp. 2384-2394, 2010.
- [MET09] Détection de fuite eau/sodium. Mesures de bruit d'injection d'H<sub>2</sub> sur conduites Sodium Phénix. Note Technique DV090118582/RAP/004/A, 2009.
- [MOR12] J. Moriot. Detection and localization of a leak in a sodium fast reactor steam generator by vibration measurements. Proceedings du congrès EURONOISE, ISSN 2226-5147, ISBN 978-80-01-05013-2, Prague, République Tchèque, 2012.
- [MOR13] J. Moriot, L. Maxit, J-L. Guyader, J. Périsse, O. Gastaldi. Use of beamforming for detecting an acoustic source inside a cylindrical shell filled with a heavy fluid. Mechanical System and Signal Processing. Article soumis le 16 septembre 2013, en court de revision.
- [MOR13b] J. Moriot, L. Maxit, J-L. Guyader, J. Périsse, O. Gastaldi, B. Migot. Experimental results of passive vibro-acoustic leak detection in SFR steam generator mock-up. Proceedings du congrès ANIMMA, DOI : 10.1109/ANIMMA.2013.6727942, Marseille, France, 2013.
- [MUR97] V. Murino, A. Trucco, A. Tesei. Beam pattern formulation and analysis for wide-band beamforming systems using sparse arrays. Signal Processing Vol. 56, pp. 177-183, 1997.
- [NAS85] A. D. Nashif, D. I.G. Jones, J. P. Henderson. Vibration damping. Wiley Inter-science, USA, 1985.
- [ORI96] L. Oriol, P. Grivelet. Analyse des enregistrements acoustiques des essais d'injections PFR en vue de la caractérisation de la réaction sodium-eau. Note Technique CEA, LSMR/96/0025, 1996.

## Références

- [PAS07] J-C. Pascal. Vibro-acoustique des structures planes. Cours de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans, Université du Maine, Le Mans, France, 2007.
- [PAS09] J-C. Pascal. Formation de voies : détermination du vecteur de pointage. Cours de Master 2 de l'Ecole Nationale Supérieure d'Ingénieurs du Mans, Université du Maine, Le Mans, France, 2009.
- [PAV11] G. Pavic. Pressure pulsations vs energy flow in fluid-filled pipes. Proceedings du congrès Inter-Noise 2011, Osaka, Japon, 2011.
- [RIE05] S. Ries, T. Kaiser. Ultra wideband impulse beamforming : It is a different world. Signal Processing, Vol. 86, pp. 2198-2207, 2006.
- [ROD97] G. Rodriguez, J. Desreumaux. Physico-chimie du sodium. Note Technique CEA, 96/090, 1996.
- [SAA81] H. Saadat, P. Philippi. Diffraction of a spherical wave by a thin infinite plate. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 69(2), pp. 397-403, 1981.
- [SAU04] J-F. Sauvage. Phénix : une histoire de cœur et d'énergie. Ed. Broché, 2004, 230 p.
- [SIG08] J-F. Sigrist, D. Broc. Homogenisation method for the dynamic analysis of a complete nuclear steam generator with fluid-structure interaction. Nuclear Engineering and Design, Vol. 238, pp. 2261-2271.
- [SIG11] R.K. Singh, A.R. Rao. Steam Leak Detection in Advance Reactors via Acoustics method. Nuclear Engineering and Design, Vol. 241, pp. 2448-2454, 2011.
- [SMA90] Proceedings du Specialists' meeting on Acoustic/Ultrasonic Detection of in Sodium Water Leaks on Steam Generators. Aix-en-Provence, France, 1990.
- [SON12] X. Song, K. Kiang, D. Bi, Y. Deng. Pulse signal detection in cognitive UWB system. The Journal of China Universities of Posts and Telecommunication, Vol. 19(3), pp. 74-79, 2012.
- [TIA10] E. Tiana-Roig, F. Jacobsen, E.F. Grande. Beamforming with a Circular Microphone Array for Localization of Environmental Noise Source. Journal of the Acoustical Society of America, Vol. 128, pp. 3535-3542, 2010.
- [URI83] R. J. Urick. Principles of Underwater Sound. 3<sup>rd</sup> ed., McGraw-Hill Book Company, USA, 1983, 425 p. ISBN 0070660875.



- [VAN88] B. D. Van Veen and K. M. Buckley. Beamforming: A Versatile Approach to Spatial Filtering. IEEE ASSP Magazine, Vol. 5(2), pp. 4-24, 1988.
- [VAN13] M. Vanderhaegen. Modélisation du bruit acoustique d'ébullition du sodium lors des bouchages d'assemblage dans les réacteurs refroidis au sodium. Thèse de l'Université de Paris Diderot, Paris, 2013.
- [WRI94] P. J. Wright, I. R. Widdowson, P. Ramsay, R. E. Shallcross. Report on PFR Passive Acoustic Background Measurement – March 1993 to April 1994. Note Technique AEA, 1994.
- [ZHA10] W. Zhang. Acoustics and hydrodynamics of fluid-structure interaction in a submerged elastic duct. Thèse de l'Université Notre Dame, Indiana, 2010.