



HAL
open science

Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent

Mathieu Aucejo

► **To cite this version:**

Mathieu Aucejo. Vibro-acoustique des structures immergées sous écoulement turbulent. Acoustique [physics.class-ph]. INSA de Lyon, 2010. Français. NNT: . tel-00777773

HAL Id: tel-00777773

<https://theses.hal.science/tel-00777773>

Submitted on 18 Jan 2013

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

**VIBRO-ACOUSTIQUE DES STRUCTURES IMMERGÉES SOUS
ÉCOULEMENT TURBULENT**

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
Mathieu AUCEJO
Ingénieur diplômé de l'INSA de Lyon

Thèse soutenue le 24 novembre 2010 devant la Commission d'examen

Jury

JEAN-LOUIS GUYADER (Professeur)	INSA de Lyon	Directeur de thèse
LAURENT MAXIT (Maître de Conférences)	INSA de Lyon	Co-Directeur de thèse
ALAIN BERRY (Professeur)	Université de Sherbrooke	Rapporteur
CHARLES PEZERAT (Professeur)	Université du Maine	Rapporteur
ANTOINE CHAIGNE (Professeur)	ENSTA	Examinateur
JEAN-MARC GINOUX	DGA	Examinateur

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

Remerciements

Je tiens, en premier lieu, à remercier très chaleureusement mes directeurs de thèse Jean-Louis GUYADER et Laurent MAXIT. Qu'ils trouvent en ces quelques mots l'expression de ma gratitude pour leur disponibilité, leur gentillesse, leurs conseils et leur soutien tout au long de ces trois années. Je suis très heureux d'avoir pu travailler avec eux sur ce sujet et j'espère que nous continuerons à collaborer à l'avenir. Je tiens à ajouter un remerciement particulier à Jean-Louis qui m'a transmis sa passion de la recherche et je suis conscient de l'impact que cette rencontre a eu dans mon parcours scientifique.

Je remercie sincèrement mes rapporteurs, Alain BERRY et Charles PEZERAT, pour l'intérêt qu'ils ont porté à ces travaux et la rapidité avec laquelle ils ont lu le manuscrit. Mes remerciements vont également à Antoine CHAIGNE et Jean-Marc GINOUX pour m'avoir fait l'honneur de participer à mon jury de thèse.

Je n'ai pas vu passé ces trois années. Pour cette raison, j'aimerais remercier tous les permanents pour leur accueil sympathique et chaleureux au sein du Laboratoire Vibrations Acoustique. En particulier, tous ceux qui ont eu à subir ma curiosité sur de nombreux sujets, i.e. tout le monde. Je remercie ainsi Céline, Nicolas, Quentin, Bernard, Emmanuel, Nacer, Charles, Etienne et Goran.

Je remercie également les secrétaires du laboratoire, Nathalie, Meriem et Corinne, pour leur bonne humeur et leur gentillesse à mon égard. Merci également à Daniel pour m'avoir aidé à réaliser la partie expérimentale de cette thèse.

J'adresse également mes remerciements à tous les doctorants, ATER et contractuels, avec lesquels j'ai partagé de vrais bons moments d'amitié, que ce soit lors de nos débats enflammés à la pause café, de nos joutes sportives, qui se sont parfois avérées dangereuses pour certains, ou de nos soirées. Merci à Erald, Olivier, François, Laurent, Vincent, Husnain, Valerio, Amélie, Julie, Cédric, Fabien, Dorian, Antonio et Rainer. Je vous remercie pour votre gentillesse et votre générosité.

Un grand merci à tous pour m'avoir offert un cadre, fait de bonne humeur et de sympathie, propice à la réalisation de mes travaux de thèse.

Je remercie, enfin, ma famille et ma compagne, Aurore, pour avoir toujours cru en moi.

Novembre 2010
Mathieu Aucejo

« *The great tragedy of Science - the slaying of a beautiful hypothesis by an ugly fact.* »
Thomas H. Huxley

A ma famille, à Aurore

Résumé

L'objectif de cette thèse est l'étude du bruit propre d'origine hydrodynamique au niveau de l'antenne d'étrave d'un sous-marin pour des fréquences comprises entre 10 Hz et quelques kHz. Dans cette optique, trois problématiques particulières doivent être étudiées : la modélisation du comportement vibro-acoustique des structures en fluide lourd, l'intégration de l'excitation couche limite turbulente (CLT) dans les modèles numériques déterministes et la mesure de la réponse d'une structure sous écoulement turbulent. Le premier chapitre est consacré à la synthèse bibliographique des différentes méthodes existantes pour étudier de tels problèmes.

Dans un second chapitre, nous présentons la méthode PTF (Patch Transfer Functions), qui est une approche par sous-structuration de domaines permettant l'étude des problèmes vibro-acoustiques en basses et moyennes fréquences. Cette méthode n'ayant été appliquée qu'en fluide léger, l'un des enjeux de ce chapitre est d'étudier son applicabilité en fluide lourd et de mettre en lumière d'éventuels points de blocage. Nous montrons ainsi que des problèmes de convergence de la méthode apparaissent en fluide lourd. Pour pallier ces difficultés, nous présentons, dans le troisième chapitre, deux stratégies de calcul permettant d'accélérer la convergence globale de la méthode.

Le quatrième chapitre propose une application de la méthode PTF pour caractériser la réponse vibro-acoustique en fluide lourd d'une structure soumise à une CLT et couplée à un milieu fluide extérieur et à une cavité acoustique, encombrée par des structures déformables. Pour traiter ce problème, nous complétons, tout d'abord, le modèle PTF par l'introduction de l'excitation CLT dans les modèles déterministes, à partir d'une décomposition de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale sur une base d'ondes planes décorréelées. Nous présentons, ensuite, le calcul de l'impédance de rayonnement par pavé pour des surfaces de couplage de géométrie quelconque, ainsi qu'un modèle d'encombrement permettant, à partir de considérations physiques, de tenir compte simplement de la complexité structurale de structures encombrant une cavité acoustique. Cette application nous permet de montrer que l'influence de l'encombrement des cavités sur la réponse vibro-acoustique du système ne peut pas être négligée, lorsque l'on s'intéresse à l'étude du bruit hydrodynamique au niveau d'une antenne d'étrave de sous-marin.

Dans le cinquième chapitre, nous développons une technique expérimentale permettant de caractériser le comportement des structures sous écoulement turbulent. Cette technique est basée sur la décomposition en ondes planes décorréelées présentée au chapitre 4 et nécessite la génération de champs de pression pariétale correspondant à ceux que l'on obtiendrait à partir d'ondes propagatives et évanescentes pour tenir compte des caractéristiques spectrales de la CLT. Pour cela, nous utilisons une antenne de monopôles acoustiques, dont nous déterminons numériquement les principaux paramètres (taille, nombre de monopôles et distance antenne-paroi). Le nombre de monopôles augmentant avec la fréquence, la mise en œuvre de cette méthode peut s'avérer délicate. Pour contourner cette difficulté, nous présentons le principe de l'antenne synthétique, dont la validation expérimentale est étudiée dans le dernier chapitre.

Mots clés : Interaction fluide-structure, fluide lourd, méthode PTF, antenne synthétique, vibro-acoustique.

Abstract

The aim of this thesis is the study of the hydrodynamic self-noise under a SONAR dome from 10 Hz to a few kHz. For this purpose, three particular studies has to be considered : the modelling of the vibro-acoustic behaviour of immersed structures in heavy fluid, the implementation of the turbulent boundary layer (TBL) excitation in deterministic formulations and the measurement of the response of a structure to a TBL. The first chapter is devoted to a bibliographical study of existing methods to deal with such problems.

In the second chapter, we introduce the PTF (Patch Transfer Functions) method, which is based on substructuring and impedance/mobility concepts. This approach allows solving vibro-acoustic problems in the low and mid-frequency ranges. Because this method has only been applied to light fluid cases, one of the main issues of this chapter is the study of its applicability to heavy fluid cases. In the latter situation, convergence difficulties are observed. To overcome them, two strategies are developed in the third chapter to improve the global convergence of the method.

The fourth chapter presents an application of the PTF method to a structure subjected to a TBL excitation and coupled to an external fluid medium and an acoustic cavity, cluttered up by elastic structures. To solve this problem, we first complete the PTF model by introducing the TBL excitation in the method from a plane waves expansion of the TBL cross-spectrum. Then, we introduce the computation of the PTF of an external fluid medium and that of a cavity cluttered up by elastic structures from a simplified model of the clutter. This application highlights the non-negligible influence of the clutter on the vibro-acoustic response of the whole system.

In the fifth chapter, an experimental technique to simulate the behaviour of structures under TBL is developed. This technique is based on the plane waves expansion presented in chapter 4 and required the generation of wall pressure fields corresponding to those of propagating and evanescent waves to represent the spectral features of the TBL. To this end, a monopole array is used. The main parameters of the array are numerically estimated. The number of monopoles increasing with frequency, the experimental implementation of this technique can be delicate. To overcome this difficulty, the use of a synthetic antenna is introduced. The experimental validation of this technique is studied in the last chapter.

Keywords : Fluid-structure interaction, heavy fluid, PTF method, synthetic antenna, vibro-acoustics.

Table des matières

Pont d'embarquement	i
Remerciements	iii
Résumé	vii
Abstract	ix
Table des matières	xiii
Table des figures	xx
Introduction - Contexte Général	1
1 Etude Bibliographique	5
1.1 Modélisation du comportement vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente	5
1.1.1 Modélisation de l'excitation par couche limite turbulente	5
1.1.1.1 Définition des paramètres caractéristiques de la couche limite	5
1.1.1.2 Eléments d'analyse statistique	7
1.1.1.3 Modèles d'autospectre de pression pariétale	9
1.1.1.4 Modélisation de l'interspectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde	13
1.1.2 Calcul de la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente	20
1.1.2.1 Pose du problème vibro-acoustique	20
1.1.2.2 Calcul classique de la réponse vibro-acoustique	21
1.1.2.3 Calcul de la réponse vibro-acoustique à partir d'excitations mécaniques ponctuelles	22
1.2 Mesure de la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente	23
1.2.1 Tunnel aéro/hydrodynamique	23
1.2.2 Simulation expérimentale à partir d'excitations mécaniques ponctuelles	24
1.2.3 Simulation expérimentale à partir d'une antenne de haut-parleurs	24
1.2.4 Utilisation du principe de réciprocité	25
1.3 Méthodes prédictives en vibro-acoustique	25
1.3.1 Méthodes prédictives en basses fréquences	26
1.3.1.1 Méthode des éléments finis (FEM)	26
1.3.1.2 Méthode des éléments de frontière (BEM)	29

1.3.1.3	Limites des méthodes FEM et BEM	29
1.3.2	Méthodes prédictives en moyennes et hautes fréquences	30
1.3.3	Méthode PTF (Patch Transfer Functions)	31
1.4	Positionnement de notre étude	32
2	Résolution du problème d'interaction fluide-structure par la méthode PTF en fluide lourd	35
2.1	Pose du problème vibro-acoustique	36
2.2	Présentation de la méthode PTF	37
2.2.1	Description de la méthode	37
2.2.2	Formalisme PTF étendu à l'étude des problèmes vibro-acoustiques	38
2.2.2.1	Définition des PTF	38
2.2.3	Couplage des sous-systèmes	40
2.3	Calcul et convergence des PTF par éléments finis	41
2.3.1	Calcul et convergence des PTF des structures élastiques	41
2.3.1.1	Procédure de calcul	41
2.3.1.2	Etude de convergence - Influence de la troncature modale	42
2.3.2	Calcul et convergence des PTF pour des cavités acoustiques	43
2.3.2.1	Procédure de calcul	43
2.3.2.2	Etude de convergence - Influence de la troncature modale	44
2.4	Convergence de la méthode PTF - Influence de la discrétation de la surface de couplage en pavés	47
2.4.1	Présentation du modèle d'étude	47
2.4.2	Utilisation d'un critère de maillage de pavés usuel	49
2.4.3	Détermination d'un critère de maillage de pavés adapté	53
2.5	Conclusions	55
3	Stratégies d'améliorations de la méthode PTF	57
3.1	Accélération de la convergence des PTF de cavités acoustiques - Introduction des déformées résiduelles par pavé	57
3.1.1	Définition et calcul des déformées résiduelles par pavé	57
3.1.2	Etude de convergence des PTF de cavités acoustiques en tenant compte des déformées résiduelles	59
3.2	Amélioration de la convergence de la méthode PTF - Redéfinition des sous-systèmes	61
3.2.1	Principe et intérêt de la redéfinition des sous-systèmes	61
3.2.2	Formulation PTF	64
3.2.3	Calcul et convergence des PTF du sous-système structure-cavité	65
3.2.4	Application numérique	68
3.3	Conclusions	68
4	Application de la méthode PTF pour caractériser la réponse vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente en fluide lourd	71
4.1	Représentation d'une excitation CLT par un cumul d'ondes planes décorrélées	72
4.1.1	Formalisme	72
4.1.2	Validation de l'approche	75
4.1.3	Implémentation dans la méthode PTF	77

4.2	Calcul des PTF d'un milieu fluide extérieur semi-infini	79
4.3	Prise en compte de l'encombrement des cavités acoustiques par des structures déformables	83
4.3.1	Problématique	83
4.3.2	Application au calcul des PTF de cavités acoustiques encombrées par des structures déformables	84
4.4	Réponse vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité acoustique et à un fluide extérieur sous écoulement turbulent	86
4.4.1	Présentation du modèle PTF	86
4.4.2	Formalisme PTF	90
4.4.3	Application numérique	91
4.5	Définition des sous-systèmes pour une géométrie réelle	94
4.6	Conclusions	96
5	Développement d'une procédure expérimentale de caractérisation des vibrations d'une structure à une couche limite turbulente par une antenne synthétique	99
5.1	Spécificités de l'excitation CLT	99
5.2	Génération d'un champ de pression pariétale de type onde plane à partir d'une antenne de monopôles	100
5.2.1	Principe	100
5.2.2	Influence des paramètres de l'antenne de monopôles acoustiques	102
5.2.2.1	Nombre minimal de monopôles par longueurs d'onde à reconstituer	103
5.2.2.2	Taille de l'antenne de monopôles	104
5.2.2.3	Distance antenne-paroi	106
5.2.2.4	Résumé	108
5.3	Validation de la méthode par une expérience numérique	109
5.3.1	Calcul de la réponse d'une plaque excitée par une antenne de monopôles simulant l'effet d'une CLT	109
5.3.2	Résultat de l'expérience numérique	110
5.4	Principe de l'antenne synthétique	112
5.5	Conclusions	114
6	Validation expérimentale du principe de l'antenne synthétique pour simuler l'effet d'une couche limite turbulente sur les structures déformables	117
6.1	Présentation de l'expérience à reproduire	117
6.1.1	Mesure de l'autospectre de pression pariétale	119
6.1.2	Estimation des coefficients de corrélation du modèle de Corcos	119
6.1.3	Dimensionnement de l'expérience de substitution	119
6.2	Description de la source monopolaire	121
6.2.1	Rappel théorique	121
6.2.2	Mesure du bruit de fond acoustique	123
6.2.3	Mesure de l'atténuation géométrique du champ de pression	124
6.2.4	Mesure de directivité	124
6.2.5	Résumé	126
6.3	Description du banc de mesures	127

6.4	Etude des biais de mesures	128
6.4.1	Bruit de fond acoustique	128
6.4.2	Perturbation inter-microphone	129
6.4.3	Effet d'écran du baffle	130
6.4.4	Influence de la rigidité du baffle	132
6.4.5	Influence de la masse des accéléromètres	132
6.4.6	Résumé	134
6.5	Validations expérimentales	135
6.5.1	Reconstruction d'un champ de pression pariétale de type onde plane	135
6.5.2	Caractérisation vibratoire d'une structure soumise à une CLT	137
6.5.2.1	Comparaison avec un calcul semi-analytique	137
6.5.2.2	Comparaison avec une mesure en tunnel aérodynamique	138
6.6	Conclusions	140
	Conclusion Générale	143
	A Calcul analytique des PTF	147
A.1	Calcul analytique des PTF de structures élastiques	147
A.2	Calcul analytique des PTF de cavités acoustiques à parois rigides	148
	B Formules semi-analytiques des PTF des sous-systèmes de type structure-cavité	153
B.1	Formulation du problème aux valeurs propres associé	153
B.2	Formules semi-analytiques des PTF	154
	Bibliographie	157

Table des figures

1	Système SONAR pour sous-marins	1
2	Problématique du bruit propre hydrodynamique	2
1.1	Interaction entre l'écoulement et la paroi - Profil de vitesse et épaisseur de couche limite	6
1.2	Représentation de l'écoulement dans la direction \vec{x} ($x > 0$) du plan (x, y)	8
1.3	Modèles d'autospectre de pression pariétale : (—) Modèle d'Efimtsov (1984), (---) Modèle de Chase(1987), (-.-) Modèle de Smol'yakov & Tkachenko (1991), (...) Modèle de Smol'yakov (2000) et (---) Modèle de Goody (2002)	12
1.4	Comparaison des autospectres mesurés (a) en tunnel aérodynamique par Farabee et Casarella ($R_\theta = 3400$, $\delta_1 = 0.45$ cm) et (b) en bassin par Hwang et al. ($R_x = 7.74 \times 10^7$, $\delta_1 = 0.93$ cm) et des autospectres prédits par les modèles de (---) Chase, (...) Chase-Howe (non présenté), (-.-) Smol'yakov et (—) Goody - (o) données expérimentales corrigées avec le modèle de Chase, (x) données expérimentales corrigées avec le modèle de Corcos et (□) données expérimentales non corrigées	12
1.5	Représentation schématique de l'interspectre de pression pariétale	13
1.6	Représentation du modèle de Corcos dans le plan $(k_x, 0)$	15
1.7	Comparaison du modèle de Corcos et des modèles de Corcos modifiés dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Corcos, (---) Modèle d'Efimtsov, (...) Modèle de Smol'yakov & Tkachenko, (-.-) Modèle de Hwang & Geib et (...) Modèle de Corcos modifié	17
1.8	Comparaison des modèles de Chase dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Chase (1980), (---) Modèle de Chase (1987)	18
1.9	Comparaison des modèles de Chase dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Corcos, (---) Modèle d'Efimtsov, (...) Modèle de Smol'yakov & Tkachenko, (-.-) Modèle de Hang & Geib, (...) Modèle de Corcos modifié, (---) Modèle de Chase (1980) et (-.-) Modèle de Chase (1987)	19
1.10	Comparaison de différents modèles d'interspectre de fluctuations de pression pariétale avec des mesures en tunnel aérodynamique réalisées à l'université de Pennstate et l'université de Perdue pour un nombre Strouhal $Sh = 10$	19
1.11	Structure plane infiniment bafflée soumise à couche limite turbulente	20
1.12	Exemple de tunnel aérodynamique dont la structure à tester est localisée dans la chambre réverbérante	24
1.13	Exemple de sous-structuration par la méthode PTF pour le bruit rayonnée par un haut-parleur (S) à travers l'ouverture d'une cavité acoustique - (a) définition de deux sous-systèmes : une cavité acoustique et un milieu extérieur et (b) définition de trois sous-systèmes : deux sous-cavité et un milieu extérieur	31

2.1	Définition du problème d'interaction fluide-structure	36
2.2	Utilisation de maillages incompatibles avec la méthode PTF (a) Définition du modèle PTF et (b) Détection des nœuds du maillage éléments finis inclus dans les pavés : (◦) nœud de la structure et (◇) nœud de la cavité	39
2.3	Comparaison des PTF de structure : (a) Mobilité d'entrée du pavé n°1 et (b) Mobilité de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et (---) Calcul modal	43
2.4	Comparaison des PTF de cavité d'eau : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1, (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°2 et (c) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et (---) Calcul modal avec 18 modes retenus dans la base modale	45
2.5	Influence de la troncature modale sur le calcul des PTF d'une cavité d'eau : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1, (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°2 et (c) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et calcul modal pour une base de réduction contenant (---) 18 modes ($2f_{max}$), (-.-) 47 modes ($3f_{max}$), (. . .) 172 modes ($5f_{max}$) et (+) 974 modes ($10f_{max}$)	46
2.6	Présentation du système plaque-cavité étudié	48
2.7	Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{2}$	49
2.8	Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{2}$	50
2.9	Comparaison des nombres d'onde de flexion de la plaque <i>in vacuo</i> et couplé - (—) Nombre d'onde de flexion de la plaque <i>in vacuo</i> et (---) Nombre d'onde de flexion de la plaque couplée à un milieu semi-infini	51
2.10	Comparaison des champs de pression rayonnée dans le plan ($x, 0.7 \text{ m}, z$ calculés à partir (a) du champ vibratoire \tilde{v} obtenu par éléments finis (Référence) et du moyennage du champ vibratoire \tilde{v} pour un maillage de pavés défini sur la base d'un critère de (b) 2 pavé par longueur d'onde flexion, (c) 4 pavés par longueur d'onde de flexion et (d) 6 pavés par longueur d'onde de flexion	52
2.11	Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence, (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{4}$ et (-.-) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{6}$	54
2.12	Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence, (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{4}$ et (-.-) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{6}$	54
3.1	Exemple de déformée résiduelle - Répartition spatiale de la pression acoustique (a) aux limites de la cavité et (b) dans la cavité	59

3.2	Influence des déformées résiduelles par pavé sur le calcul de l'impédance d'entrée du pavé n°1 (—) - Calcul direct, (---) Calcul modal avec 974 modes retenus dans la base modale et (-.-) Calcul modal avec 18 modes physiques et 80 déformées résiduelles retenues dans la base réduction	60
3.3	Influence du paramètre ω_c sur le calcul des PTF de cavité : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct, (---) $\omega_c = 628 \text{ rad.s}^{-1}$ (100 Hz), (-.-) $\omega_c = 2042 \text{ rad.s}^{-1}$ (325 Hz), (...) $\omega_c = 3063 \text{ rad.s}^{-1}$ (487 Hz) et (+) $\omega_c = 12566 \text{ rad.s}^{-1}$ (2000 Hz)	61
3.4	Redéfinition des sous-systèmes PTF - (a) Sous-structuration originale et (b) Nouvelle sous-structuration	62
3.5	Champ de pression dans la cavité acoustique à 650 Hz dans le champ proche de la plaque pour (a) $z = 0 \text{ m}$ et (b) $z = -0.07 \text{ m}$ et dans le champ lointain de la plaque pour (c) $z = -0.5 \text{ m}$ et (d) $z = -1 \text{ m}$	63
3.6	Limite de la zone de champ proche en fonction de la fréquence	64
3.7	Comparaison des PTF du système structure-cavité : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 - (—) Calcul direct, (---) Calcul modal avec 85 modes retenus dans la base modale et (-.-) Calcul modal avec 63 modes physiques et 9 déformées résiduelles retenues dans la base réduction	68
3.8	Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF avec redéfinition des sous-systèmes (surface de couplage dans le champ lointain de la plaque)	69
3.9	Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF avec redéfinition des sous-systèmes (surface de couplage dans le champ lointain de la plaque)	69
4.1	Réponse d'une plaque excitée par une couche limite turbulente dans l'espace des nombres d'onde au-dessous de la fréquence de coïncidence aérodynamique - (—) nombre d'onde de flexion et (---) nombre d'onde convectif	74
4.2	Réponse d'une plaque excitée par une couche limite turbulente dans l'espace des nombres d'onde au-dessus de la fréquence de coïncidence aérodynamique - (—) nombre d'onde de flexion et (---) nombre d'onde convectif	75
4.3	Comparaison de l'autospectre d'une plaque simplement appuyée soumise à une excitation CLT d'air calculé au point de coordonnées $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ - (—) Formulation classique (Référence) et (---) Cumul d'ondes planes pariétales décorréliées	77
4.4	Maillage composé de 4 quadrangles à 4 nœuds	78
4.5	Exemple de surface de couplage non plane	79
4.6	Définition du volume intérieur à l'origine des fréquences singulières	82
4.7	Comparaison des impédances de rayonnement par pavé : (a) Impédance d'entrée et (b) Impédance de transfert pour deux pavés distant de $R_{ji} = 2 \text{ m}$ - (—) Calcul avec potentiel de double couche, (---) Calcul sans potentiel de double couche	82
4.8	Représentation du comportement du système esclave en fonction de la longueur d'onde du système maître	84

4.9	Représentation du comportement du système esclave en fonction de la longueur d'onde du système maître	86
4.10	Comparaison des PTF d'une cavité acoustique encombrée par des structures déformables : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 - (—) Cavité non encombrée, (---) Cavité encombrée (Référence) et (-.-) Cavité encombrée (Approximation)	87
4.11	Modèle éléments finis du système original - (a) Géométrie du système et (b) Géométrie et positionnement de l'encombrement dans la cavité acoustique	87
4.12	Modèle PTF	89
4.13	Position des points d'écoute dans le système vibro-acoustique	92
4.14	Influence de l'encombrement - Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)	93
4.15	Influence de l'encombrement - Comparaison des autospectres de pression acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 de la cavité acoustique - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)	93
4.16	Influence de l'encombrement - Comparaison des autospectres de pression acoustique aux points (a) C_1 et (b) C_2 du milieu fluide extérieur - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement encastré sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)	94
4.17	Géométrie de la cavité SONAR	95
4.18	Définition des sous-systèmes PTF	95
5.1	Comparaison des excitations par champ diffus et CLT dans le plan d'onde $(k_x, 0)$ - (—) CLT et (---) champ diffus	100
5.2	Définition de l'antenne de monopôles	101
5.3	Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_x, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) 2 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (---) 4 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ et (-.-) 6 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$	103
5.4	Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) 2 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (---) 4 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ et (-.-) 6 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$	104

5.5	Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_c, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) 4 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 3 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ et (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 4 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$	105
5.6	Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ à 250 Hz (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) 4 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 3 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 4 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$	105
5.7	Influence de la taille de l'antenne sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_c, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) $d_a = 0.5$, (-.-) $d_a = 1$, (---) $d_a = 1.5$ et (-.-) $d_a = 2$	106
5.8	Influence de la taille de l'antenne sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) $d_a = 0.5$, (-.-) $d_a = 1$, (---) $d_a = 1.5$ et (-.-) $d_a = 2$	107
5.9	Influence de la distance entre l'antenne de monopôles et la paroi sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_c, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) $d = \frac{\bar{\lambda}}{6}$, (-o-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{4}$, (-.-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{2}$, (---) $d = \bar{\lambda}$, (-□-) $d = 3\bar{\lambda}$ et (...) $d = 4\bar{\lambda}$	107
5.10	Influence de la distance entre l'antenne de monopôles et la paroi sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) $d = \frac{\bar{\lambda}}{6}$, (-o-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{4}$, (-.-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{2}$, (---) $d = \bar{\lambda}$, (-□-) $d = 3\bar{\lambda}$ et (...) $d = 4\bar{\lambda}$	108
5.11	Comparaison au point $(x, y)=(0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ entre (—) l'autospectre de vitesse vibratoire calculé à partir l'équation (1.34) pour $M = M'$ (Référence) et (---) l'autospectre de vitesse vibratoire calculé à partir d'une CLT simulée par une antenne de monopôles	111
5.12	Comparaison au point $(x, y)=(0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ entre (—) l'autospectre de vitesse vibratoire calculé à partir l'équation (1.38) (Référence) et (---) l'autospectre de vitesse vibratoire calculé à partir d'une CLT représentée par un modèle de Chase et simulée par une antenne de monopôles	112
5.13	Mesure de la fonction de transfert H_{mp}	113
5.14	Mesure de la fonction de transfert H_{Qm}	114

6.1	Mesure en tunnel aérodynamique du comportement d'une plaque sous écoulement turbulent - (a) Montage de la plaque dans le tunnel et (b) Montage du laser	118
6.2	Photographie du chariot pariétal	119
6.3	Autospectre de pression pariétale moyenné et décontaminé pour $U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$	120
6.4	Estimation des coefficients de corrélation α_1 et α_2 du modèle de Corcos pour $U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$ - (a) α_1 et (b) α_2 , d'après Totaro	120
6.5	Diagramme de directivité d'un monopôle acoustique	122
6.6	Chambre de compression simulant un monopôle acoustique	123
6.7	Rapport signal sur bruit entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés à 20 cm de la source	124
6.8	Décroissance géométrique du champ de pression - Différence entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés (a) à 20 et 40 cm de la source et (b) à 20 et 80 cm de la source - (—) Ecart en bandes fines, (---) Ecart moyen et (-.-) Ecart théorique	125
6.9	Définition des plans de mesure de la directivité de la source	125
6.10	Diagrammes de directivité de la source à (a) 125 Hz, (b) 500 Hz, (c) 1000 Hz et (d) 2000 Hz suivant les circonférences délimitant (—) le premier plan et (---) le second plan	126
6.11	Photographie du banc d'essai pour la mesure des fonctions de transfert H_{mp}	128
6.12	Photographie du banc d'essai pour la mesure des fonctions de transfert H_{Qm}	129
6.13	Rapport signal sur bruit entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés à 15 cm de la source sur un microphone de l'antenne linéaire	130
6.14	Ecart entre les niveaux de pression acoustique mesurés à 15 cm de la source sur un microphone de l'antenne linéaire en présence et en l'absence de deux microphones adjacents	131
6.15	Illustration de la mesure de l'effet d'écran du baffle	131
6.16	Effet d'écran du baffle	132
6.17	Influence de la rigidité du baffle	133
6.18	Influence de la masse des accéléromètres sur la réponse vibratoire de la plaque	133
6.19	Evaluation de l'effet de masse d'un accéléromètre sur la mesure de la mobilité d'entrée d'une plaque d'acier simplement appuyée - (—) Partie imaginaire de la mobilité d'entrée et (---) Mobilité d'un accéléromètre de 4 g	134
6.20	Reconstruction du profil de pression pariétale d'une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_r, k_s) = (4.5 \text{ m}^{-1}, 4.5 \text{ m}^{-1})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.42 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence) et (---) Onde reconstruite à partir de l'approche par antenne synthétique	136
6.21	Reconstruction du profil de pression pariétale d'une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_r, k_s) = (20 \text{ m}^{-1}, 20 \text{ m}^{-1})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.42 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence) et (---) Onde reconstruite à partir de l'approche par antenne synthétique	136
6.22	Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque calculés par (—) la méthode classique (Référence) et (---) l'approche par antenne synthétique utilisant la mesure des fonctions de transfert H_{mp}	138

- 6.23 Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque - (—) Autospectre mesuré en tunnel aérodynamique (Référence) et (---) Autospectre reconstruit à partir de l'approche par onde plane décorrélées 139
- 6.24 Sensibilité du modèle de Corcos vis-à-vis des coefficients de corrélation α_x et α_y - Autospectre de vitesse vibratoire reconstruit au point A_1 à partir des coefficients de corrélation estimés par (—) Totaro (dépendant de la fréquence), (---) Robert $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.125, 0.83)$, (-.-) Efimtsov $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.1, 0.77)$, (...) Blake $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.116, 0.7)$ et (+) Willmarth & Wooldridge $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.115, 0.69)$ 140

Intoduction - Contexte Général

Les antennes SONAR sont utilisées en lutte sous-marine aussi bien par les sous-marins que par les navires de surfaces, comme les frégates anti-sous-marines, pour détecter, localiser et classifier une cible potentielle. Pour un sous-marin, on peut distinguer 4 types d'antennes (cf. figure 1) [1] :

- Les antennes linéaires remorquées, spécialisées dans l'écoute très basse fréquence (ETBF), sont composées d'hydrophones régulièrement espacés et remorquées directement par le sous-marin. Leur gamme de fréquence est de l'ordre de la centaine de Hz,
- Les antennes de flancs sont placées sur la coque externe du sous-marin et ont essentiellement pour rôle de localiser les cibles. Leur gamme de fréquence est de l'ordre de quelques kHz,
- Les antennes de massif (ou intercepteurs) sont placées au niveau du kiosque. Leur objectif est de repérer les bâtiments utilisant un SONAR actif. Ils opèrent généralement dans le domaine hautes fréquences,
- Les antennes d'étrave sous dôme ont essentiellement un rôle de veille passive, elles sont situées à l'avant du bâtiment et sont généralement de forme cylindrique ou sphérique. Elles sont adaptées à l'écoute en moyenne fréquence (quelques kHz).

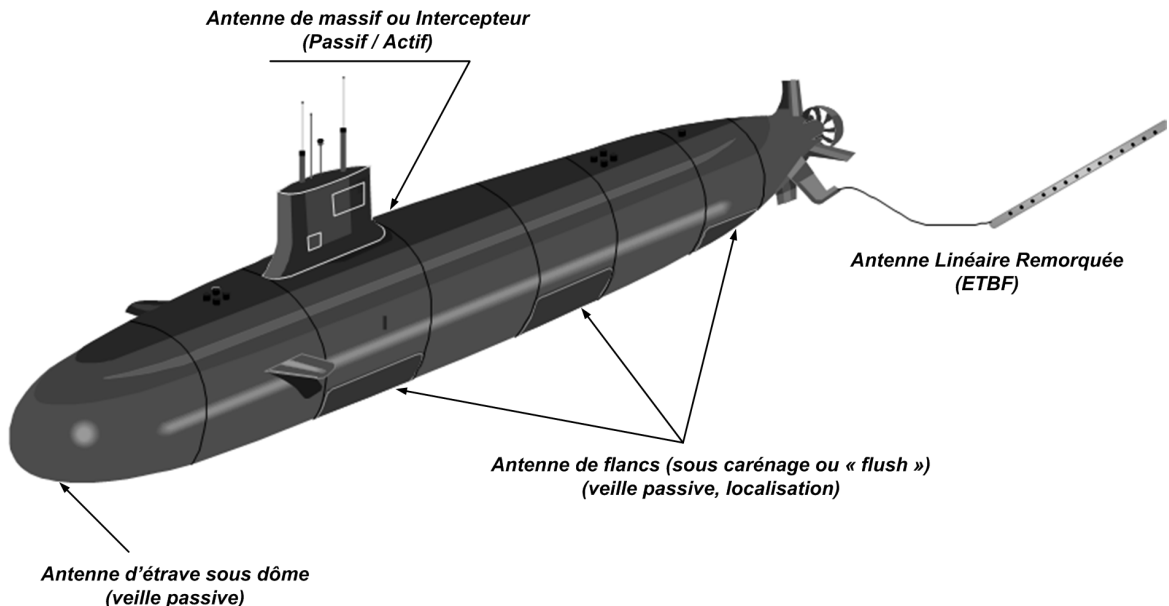


FIGURE 1 – Système SONAR pour sous-marins

Le système SONAR d'un sous-marin lui permet ainsi de détecter une cible sur des distances pouvant atteindre plusieurs dizaine de kilomètres. Néanmoins, ces systèmes sont suceptibles

d'être perturbés non seulement par le bruit de fond du milieu marin, mais également par les bruits générés par le sous-marin lui-même, que l'on regroupe généralement sous le terme de bruit propre. Ces bruits ont plusieurs origines, parmi lesquelles [2] :

- Le bruit de propulsion, lié notamment à la rotation des hélices et au phénomène de cavitation qui crée un sillage de bulles dans l'axe de propulsion,
- Le bruit électrique provenant des appareils électriques embarqués dans le sous-marin et dont la fréquence se situe autour de 50 Hz,
- Le bruit mécanique, lié aux vibrations des machines attachées sur des berceaux suspendus excitant la coque, qui va ensuite rayonner au niveau des antennes de flancs et des antennes d'étrave sous dôme,
- Le bruit hydrodynamique, lié à l'écoulement du fluide environnant sur la coque, le dôme et la grille de ballast et apparaissant pour des vitesses d'avance élevées du bâtiment. La couche limite que l'on peut considérer comme turbulente va alors exciter les parties du bâtiments directement en contact avec le fluide extérieur, qui vont ensuite rayonner au niveau des antennes de veilles.

Dans le cadre de cette thèse, financée par la DGA (Direction Générale de l'Armement), nous nous intéressons à l'étude du bruit propre d'origine hydrodynamique au niveau de l'antenne d'étrave sous dôme. Le contrôle de ce bruit est crucial au niveau de l'étrave, puisque des mesures ont montré que, sur les premiers 30% de la longueur du bâtiment, le bruit d'origine hydrodynamique domine et, qu'au-dessus d'une certaine vitesse, il interfère avec le bon fonctionnement de l'antenne [3]. Ainsi, à des vitesses d'avances élevées, l'écoulement turbulent qui se forme excite mécaniquement le dôme. Le bruit rayonné par ce dernier à l'intérieur de la cavité SONAR perturbe alors la réception des signaux. L'objectif est donc d'optimiser les performances de détection du SONAR en minimisant la contribution de ce bruit au niveau des hydrophones de l'antenne (cf. figure 2).

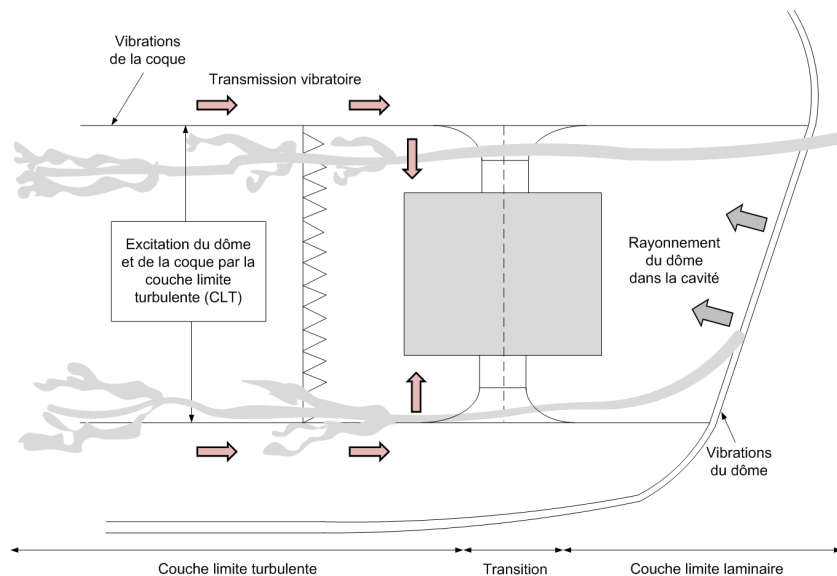


FIGURE 2 – Problématique du bruit propre hydrodynamique

Dans ce domaine, où les mesures expérimentales sur un sous-marin à la mer ne sont pas aisées, notamment en raison de la disponibilité du bâtiment, la modélisation du comportement

vibro-acoustique du système dôme-cavité SONAR doit permettre de mieux appréhender les phénomènes physiques mis en jeu dans la génération du bruit de couche limite au niveau de l'antenne de réception. Les simulations numériques doivent également permettre de dégager des solutions technologiques visant à la réduction de ces bruits parasites par une optimisation globale de l'étrave du sous-marin.

Dans cette optique, trois problématiques particulières doivent être étudiées :

- La première concerne la prise en compte de l'excitation par couche limite turbulente (CLT) dans des modèles vibro-acoustiques déterministes. On dispose de modèles reliant l'interspectre des fluctuations de pression pariétale aux paramètres physiques de la couche limite [4, 5]. Ils traduisent le caractère aléatoire de l'excitation en fréquence et en espace. Ils sont, en revanche, délicats à introduire dans les modèles déterministes (éléments finis par exemple), dont on peut disposer pour le dôme et la cavité SONAR. Pour pallier cette difficulté, nous décrirons l'excitation CLT par un cumul d'ondes planes décorréelées par analogie avec la modélisation d'un champ diffus, qui peut être représenté par des ondes planes décorréelées équiprobables en incidence. Ainsi, cette démarche nous permettra d'introduire plus commodément l'excitation CLT dans les modèles déterministes analytiques et/ou numériques.
- La seconde problématique consiste à développer une procédure expérimentale de substitution nous permettant de caractériser le comportement vibratoire d'une structure soumise à une CLT en l'absence de cette dernière. En d'autres termes, il s'agira de remplacer l'excitation physique par un modèle pour s'affranchir de l'utilisation de moyens de mesures coûteux, comme les mesures *in situ* ou en tunnel aéro/hydrodynamique. Cette procédure s'appuiera sur l'approche par ondes planes décorréelées, développée dans le cadre de la modélisation de l'excitation CLT.
- La troisième problématique concerne la modélisation du comportement vibro-acoustique de systèmes de type structure-cavité en fluide lourd en basses et moyennes fréquences. Ce problème présente deux spécificités. Tout d'abord, la gamme de fréquence d'intérêt est relativement étendue, d'une centaine de Hz à plusieurs kHz. Or, les structures concernées étant de grandes dimensions, les modèles éléments finis sont très rapidement limités en fréquence (200 Hz environ). Ensuite, comme nous nous intéressons à des phénomènes en eau, le couplage entre le fluide et la structure est fort, ce qui signifie que le comportement vibratoire de la structure est fortement influencé par la présence du fluide. Dès lors, il n'est plus possible d'introduire d'hypothèses simplificatrices, comme cela peut être le cas pour des structures en air. Dans le cadre de cette thèse, notre étude sera basée sur la méthode PTF (pour Patch Transfer Functions), qui est une approche par sous-structuration développée au laboratoire pour traiter des problèmes acoustiques. Nous ferons évoluer cette méthode pour examiner les problèmes d'interaction fluide lourd-structure.

1

Etude Bibliographique

Nous présentons, dans ce premier chapitre, l'état de l'art relatif aux trois problématiques décrites en introduction. Pour chacune d'elle, une bibliographie spécifique est présentée. Nous abordons ainsi, dans la première partie de ce chapitre, la modélisation du comportement vibro-acoustique d'une structure soumise à une CLT. La seconde partie est consacrée aux méthodes de mesure et de simulations expérimentales de la réponse d'une structure excitée par une CLT. Enfin, la dernière partie propose une présentation des méthodes prédictives de modélisation du comportement vibro-acoustique des systèmes mécaniques en basses, moyennes et hautes fréquences.

1.1 Modélisation du comportement vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente

Dans le cadre de cette première partie, nous présentons, tout d'abord, les principaux modèles de fluctuations de pression pariétale permettant de décrire l'excitation CLT. Ces modèles, issus de la mécanique des fluides, relient les fluctuations de pression pariétale aux paramètres caractéristiques de la couche limite. Nous présentons, ensuite, les différentes approches développées dans la littérature pour prédire le comportement vibro-acoustique des structures à partir de ces modèles.

1.1.1 Modélisation de l'excitation par couche limite turbulente

1.1.1.1 Définition des paramètres caractéristiques de la couche limite

L'étude des couches limites turbulentes nécessite la connaissance des paramètres de l'écoulement agissant sur un corps immergé. C'est pourquoi, avant d'aborder la modélisation de l'excitation CLT, nous allons définir brièvement les principaux paramètres caractéristiques de la couche limite. Pour plus détails, le lecteur est invité à se reporter aux ouvrages de Cousteix [6] et de Schlichting et Gersten [7].

Lorsqu'un corps est plongé dans un écoulement de vitesse U_∞ , il y a interaction entre le fluide et la paroi du corps immergé. A la paroi, la vitesse de l'écoulement est nulle, puis au-delà d'une certaine distance de la paroi, appelée épaisseur de couche limite, l'interaction entre l'écoulement et le corps est nulle (cf. figure 1.1). Ceci est dû à la viscosité du fluide qui induit un frottement entre deux couches fluides voisines. De ce fait, la couche la plus lente freine la couche la plus rapide qui l'accélère.

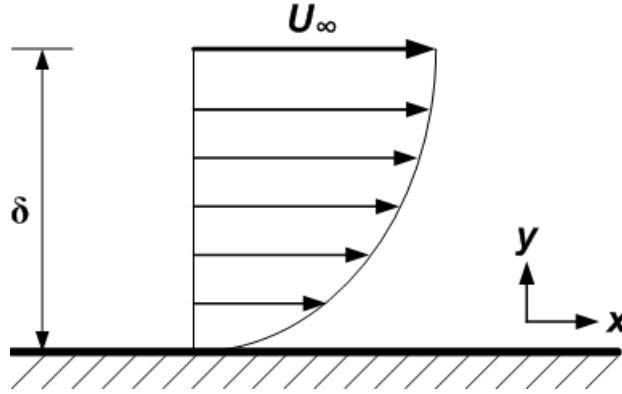


FIGURE 1.1 – Interaction entre l'écoulement et la paroi - Profil de vitesse et épaisseur de couche limite

Dans le cas d'une structure plane, l'épaisseur de couche limite δ peut se définir comme la distance à la paroi qu'il faut atteindre pour que la vitesse du fluide corresponde à 99% de la vitesse d'écoulement U_∞ :

$$U(\delta) = 0.99U_\infty \quad (1.1)$$

Pour définir l'épaisseur de la couche limite, il est également possible d'introduire l'épaisseur de déplacement δ_1 . L'épaisseur de déplacement correspond au déplacement effectif de la couche fluide à l'extérieur de la couche limite en raison de la perte de débit-masse due à la présence de cette dernière. Cette quantité est définie par :

$$\delta_1 = \int_0^\delta \left(1 - \frac{U(y)}{U_\infty}\right) dy \quad (1.2)$$

On introduit également l'épaisseur de quantité de mouvement θ , qui correspond à la perte de quantité de mouvement dans la couche limite. Cette quantité s'exprime :

$$\theta = \int_0^\delta \frac{U(y)}{U_\infty} \left(1 - \frac{U(y)}{U_\infty}\right) dy \quad (1.3)$$

Pour un écoulement sur plaque plane, les différentes épaisseurs sont liées par les formules suivantes :

$$\begin{cases} \frac{\delta_1}{\delta} = \frac{1}{n+1} \\ \frac{\theta}{\delta} = \frac{n}{(n+1)(n+2)} \\ \frac{\delta_1}{\theta} = \frac{n+2}{n} \end{cases} \quad (1.4)$$

où n est défini par $\frac{U(y)}{U_\infty} = \left(\frac{y}{\delta}\right)^{\frac{1}{n}}$. La valeur généralement recommandée est $n = 7$ [6]. Cette valeur varie cependant avec le nombre de Reynolds de l'écoulement.

Au niveau de la paroi, on définit la contrainte de cisaillement τ_w et la vitesse de frottement u_τ de la manière suivante :

$$\tau_w = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \quad (1.5)$$

où μ est la viscosité dynamique du fluide,

$$u_\tau = \sqrt{\frac{\tau_w}{\rho}} \quad (1.6)$$

où ρ est la masse volumique du fluide.

La vitesse de frottement u_τ peut également s'exprimer comme une fraction de la vitesse d'écoulement U_∞ . La vitesse de frottement s'écrit alors :

$$u_\tau = KU_\infty \quad (1.7)$$

La valeur recommandée est $K=0.032-0.0352$ [8, 9].

Au sein d'une couche limite, on peut également considérer que des tourbillons de dimensions variables se déplacent. Le déplacement de ces structures élémentaires de la couche limite entraîne un déplacement d'ensemble de la masse fluide à la vitesse U_c , ce qui s'apparente au phénomène de convection. Plusieurs modèles ont été proposés pour décrire la vitesse de convection U_c [10]. Le modèle le plus couramment employé exprime la vitesse de convection U_c comme une fraction de la vitesse d'écoulement U_∞ . La vitesse de convection U_c s'écrit alors :

$$U_c = K_1 U_\infty \quad (1.8)$$

La valeur empirique préconisée est $K_1 = 0.6 - 0.8$ [5, 11, 12]. Cette expression suppose, toutefois, que la vitesse de convection est indépendante de la fréquence. Des modélisations plus complexes permettent d'exprimer la vitesse de convection comme une fonction dépendant notamment du nombre de Strouhal [10, 13].

Finalement, on définit le nombre de Reynolds R_L de l'écoulement à partir d'une dimension L et d'une vitesse U caractéristiques de l'écoulement et de la viscosité cinématique ν :

$$R_L = \frac{UL}{\nu} \quad (1.9)$$

1.1.1.2 Eléments d'analyse statistique

L'excitation par couche limite turbulente est un phénomène intrinsèquement aléatoire. Il n'existe donc pas *a priori* de modèles déterministes pour décrire un tel processus. Cependant, il est possible de représenter cette excitation par son second moment statistique : l'intercorrélation ou l'interspectre de pression pariétale selon l'espace de représentation. On suppose pour cela que le champ de pression pariétale est stationnaire temporellement et homogène spatialement. Si l'on considère un écoulement dans la direction x ($x > 0$) dans le plan $\vec{x} = (x, y)$,

comme présenté figure 1.2, l'intercorrrelation spatio-temporelle $R_{pp}(\vec{\xi}, \tau)$ est une fonction du decalage spatial $\vec{\xi} = (\xi_x, \xi_y)$ et temporel τ . Elle est definie par [14] :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{T, S \rightarrow \infty} \frac{1}{TS} \int_S \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) d\vec{x} dt \quad (1.10)$$

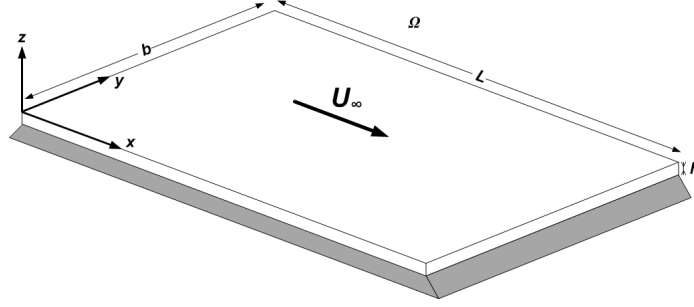


FIGURE 1.2 – Représentation de l'écoulement dans la direction \vec{x} ($x > 0$) du plan (x, y)

D'autre part, ce processus aléatoire étant supposé ergodique, les moyennes d'ensemble sont remplacées par des moyennes temporelles, ce qui permet de réécrire l'équation (1.10) sous la forme :

$$R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} p(\vec{x}, t) p^*(\vec{x} + \vec{\xi}, t + \tau) dt \quad (1.11)$$

L'interspectre de pression pariétale dans l'espace nombre d'onde - fréquence $S_{pp}(\vec{k}, \omega)$ est alors la transformée de Fourier spatio-temporelle de l'intercorrrelation $R_{pp}(\vec{\xi}, \tau)$ définie de la manière suivante :

$$S_{pp}(\vec{k}, \omega) = \iiint_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\vec{\xi}, \tau) e^{-j\omega\tau - j\vec{k} \cdot \vec{\xi}} d\vec{\xi} d\tau \quad (1.12)$$

D'un point de vue pratique, la mesure de l'intercorrrelation ou de l'interspectre peut s'avérer délicate. C'est pourquoi, dans certains cas, les mesures sont restreintes à la connaissance de l'autospectre de pression pariétale, qui permet de vérifier la répartition globale des fluctuations de pression pariétale en fréquence. L'autospectre de pression pariétale est donné par :

$$S_{pp}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} R_{pp}(\vec{\xi} = \vec{0}, \tau) e^{-j\omega\tau} d\tau = \iint_{-\infty}^{+\infty} S_{pp}(\vec{k}, \omega) d\vec{k} \quad (1.13)$$

Les quantités définies par les équations (1.12) et (1.13) ont fait l'objet de modélisations depuis les années 1960 (Corcos, 1963). Il s'agit essentiellement de modèles semi-empiriques que l'on peut mettre sous la forme générale suivante [8, 15, 16, 17] :

$$S_{pp}(\vec{k}, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega} \right)^2 \phi(\vec{k}) \quad (1.14)$$

où U_c est la vitesse de convection du fluide et ω la pulsation et $\phi(\vec{k})$ est l'interspectre adimensionné des fluctuations de pression pariétale.

Nous allons, dans ce qui suit, nous intéresser de manière non exhaustive à différents modèles d'autospectre et d'interspectre de fluctuations de pression pariétale. Pour mieux appréhender les limites de ces modèles, il est important de garder à l'esprit les hypothèses mises en jeu. La plupart de ces modèles ont été établis pour des structures planes, rigides et lisses et pour des écoulements incompressibles. Cela signifie que ces modèles s'appliquent généralement à des structures de type plaque ou possédant un très grand rayon de courbure. Le fait que les structures soient également rigides et lisses implique que la couche limite turbulente n'est pas affectée par la présence de la structure, mais aussi qu'il n'y a pas de modifications du comportement de la couche limite, liées à la présence de défauts de surfaces (discontinuités). Cela permet donc de définir l'excitation CLT comme un processus stationnaire et homogène.

1.1.1.3 Modèles d'autospectre de pression pariétale

L'autospectre de pression pariétale $S_{pp}(\omega)$ dépend des paramètres de l'écoulement, tels que la vitesse de l'écoulement U_∞ , l'épaisseur de la couche limite δ , l'épaisseur de déplacement δ_1 ou le nombre de Reynolds R_L . Sa valeur est déterminée à partir de courbes expérimentales obtenues par des mesures en tunnel aéro/hydrodynamique [18, 19, 20, 21]. Les modèles d'autospectre que l'on trouve dans la littérature sont donc des modèles semi-empiriques. Nous nous proposons de présenter certains de ces modèles puis de discuter de leur domaine de validité d'après les éléments disponibles dans la littérature.

Modèle d'Efimtsov (1984)

Ce modèle d'autospectre de pression pariétale a été développé par Efimtsov [22] à partir de mesures en tunnel aérodynamique. Il s'exprime en fonction de la vitesse de frottement u_τ , de la masse volumique du fluide ρ et de l'épaisseur de la couche limite δ :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{\rho^2 u_\tau^3 \delta \alpha \beta}{(1 + 8\alpha^3 Sh^2)^{1/3} + \alpha \beta Re \left(\frac{Sh}{Re} \right)^{10/3}} \quad (1.15)$$

où $\alpha = 0.01$, $\beta = \left[1 + \left(\frac{Re_0}{Re} \right)^3 \right]^{1/3}$, $Re_0 = 3000$, $Re = \frac{\delta u_\tau}{\nu}$ est le nombre de Reynolds et $Sh = \frac{\omega \delta}{u_\tau}$ le nombre de Strouhal.

Modèle de Chase (1987)

Ce modèle découle de l'application de l'équation (1.13) au modèle d'interspectre de fluctuations de pression pariétale établi par Chase dans [9] et que nous détaillons au paragraphe 1.1.1.4. Ce modèle contient un certain nombre de paramètres ajustables par la mesure et tient compte de l'effet de cisaillement moyen et de turbulence dans la couche limite. Le modèle d'autospectre de Chase s'écrit :

$$S_{pp}(\omega) = \rho^2 u_\tau^4 \omega^{-1} \left[\alpha_p \gamma_M \alpha_M^{-3} (1 + \mu_M^2 \alpha_M^2) + 3\pi C_T \alpha_T^{-1} (1 + \alpha_T^{-2}) \right] \quad (1.16)$$

où $\gamma_M = \frac{C_M}{C_M + C_T}$, $\alpha_p = 2\pi(C_M + C_T)$, $\alpha_M = \alpha_T = \sqrt{1 + \left(\frac{U_c}{b\omega\delta} \right)^2}$, $C_M = 0.1553$, $C_T = 0.00476$, $b = 0.75$, $\mu_M = 0.176$.

Modèle de Smol'yakov et Tkachenko (1991)

Smol'yakov et Tkachenko [12] ont proposé un modèle empirique d'autospectre dépendant de la vitesse d'écoulement du fluide U_∞ , de la contrainte de cisaillement τ_w et de l'épaisseur de déplacement δ_1 :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{5.1\tau_w^2\delta_1}{U_\infty \left[1 + 0.44 \left(\frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \right)^{7/3} \right]} \quad (1.17)$$

Modèle de Smol'yakov (2000)

Smol'yakov [23] a également développé un modèle d'autospectre dépendant des paramètres internes et externes à la couche limite, à savoir la viscosité cinématique du fluide ν , la vitesse de friction u_τ , la contrainte de cisaillement à la paroi τ_w et le nombre de Reynolds $R_\theta = \frac{U_\infty\theta}{\nu}$. Ce modèle est basé sur une étude approfondie de son modèle d'interspectre de fluctuations de pression pariétale et des données expérimentales publiées dans la littérature par divers groupes de recherche. Il se divise en trois zones fréquentielles définies par la fréquence adimensionnelle $\bar{\omega} = \frac{\omega\nu}{u_\tau^2}$ et pour $R_\theta > 1000$:

$$S_{pp}(\omega) = \begin{cases} 1.49 \times 10^{-5} R_\theta^{2.74} * \bar{\omega}^2 * (1 - 0.117\bar{\omega}^{1/2} R_\theta^{0.44}) \frac{\tau_w^2\nu}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega} < \bar{\omega}_0 \\ 2.75\bar{\omega}^{-1.11} \left(1 - 0.82e^{-0.51\left(\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} - 1\right)} \right) \frac{\tau_w^2\nu}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega}_0 < \bar{\omega} < 0.2 \\ (38.9e^{-8.35\bar{\omega}} + 18.6e^{-3.58\bar{\omega}} + 0.31e^{-2.14\bar{\omega}}) \left(1 - 0.82e^{-0.51\left(\frac{\bar{\omega}}{\bar{\omega}_0} - 1\right)} \right) \frac{\tau_w^2\nu}{u_\tau^2} & \text{pour } \bar{\omega} > 0.2 \end{cases} \quad (1.18)$$

où $\bar{\omega}_0 = 49.35R_\theta^{-0.88}$

Modèle de Goody (2002)

Le modèle de Goody [24] est basé sur l'analyse des autospectres de pression pariétale mesurés en air par 7 groupes de recherche. Il s'agit donc d'un modèle empirique qui prend en compte l'influence du nombre de Reynolds à travers la définition du paramètre R_T . Ce paramètre correspond au rapport entre les échelles de temps $\frac{\delta}{U_\infty}$ et $\frac{\nu}{u_\tau^2}$. L'expression analytique de ce modèle est donnée par :

$$S_{pp}(\omega) = \frac{3\tau_w^2\delta \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty} \right)^2}{U_\infty \left(\left[0.5 + \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty} \right)^{0.75} \right]^{3.7} + \left[1.1R_T^{-0.57} \left(\frac{\omega\delta}{U_\infty} \right) \right]^7 \right)} \quad (1.19)$$

où $R_T = \frac{u_\tau^2\delta}{\nu U_\infty}$

Goody indique également que ce modèle d'autospectre est valide sur une grande plage de nombre de Reynolds, à savoir $1400 < R_\theta < 23400$.

Comparaison des modèles d'autospectre

Pour comparer les différents modèles d'autospectre définis précédemment, nous utilisons les paramètres définis dans le tableau 1.1 pour un écoulement en eau.

TABLE 1.1 – Paramètres physiques de l'écoulement (eau à 16°C)

Paramètres	Valeurs
Vitesse d'écoulement du fluide	$U_\infty = 5 \text{ m.s}^{-1}$
Vitesse de convection	$U_c = 0.8U_\infty$
Vitesse de frottement	$u_\tau = 0.16 \text{ m.s}^{-1}$
Épaisseur de la couche limite	$\delta = 0.047 \text{ m}$
Masse volumique du fluide	$\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$
Viscosité cinématique du fluide	$1.1 \times 10^{-6} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$
Nombre de Reynolds	$R_\theta = 20723$

Par ailleurs, 4 zones fréquentielles caractéristiques sont définies dans la littérature [15, 17] :

- la région basses fréquences caractérisée par $\frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \leq 0.02$, dans laquelle l'autospectre doit varier en ω^2 ,
- la région moyennes fréquences pour $0.02 \leq \frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \leq 0.4$, dans laquelle l'autospectre atteint son maximum autour de $\frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \approx 0.2$,
- la région de recouvrement pour $0.4 \leq \frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \leq 8$, dans laquelle l'autospectre varie approximativement en ω^{-1} ,
- la région hautes fréquences pour $\frac{\omega\delta_1}{U_\infty} \geq 8$, dans laquelle la variation de l'autospectre est comprise entre ω^{-1} et ω^{-5} .

La figure 1.3 présente une comparaison des différents modèles d'autospectres de pression pariétale présentés. On peut, tout d'abord, constater que les modèles sont relativement cohérents les uns avec les autres. Hwang et al. [8, 17] ont montré que le modèle d'autospectre de Goody était le plus précis comparé aux mesures réalisées en tunnel aéro/hydrodynamique ou en bassin, comme le montre la figure 1.4, bien que ce modèle ait été établi à partir de mesures réalisées en air. Il est à noter que le modèle le plus précis est aussi le plus récent. En effet, Goody a bénéficié d'une quantité importante de données, qui n'était pas disponibles lors du développement des précédents modèles. Si nous comparons alors les modèles d'autospectre pour les paramètres de l'écoulement défini dans le tableau 1.1, le modèle de Goody étant pris comme référence, on constate que :

- le modèle d'Efimtsov surestime l'autospectre dans la région basses fréquences, mais il s'accorde relativement bien avec le modèle de Goody sur toute la plage de fréquence,
- le modèle de Chase a tendance à sous-estimer le niveau de l'autospectre dans les régions basses et moyennes fréquences, alors qu'il le surestime dans la région hautes fréquences.
- le modèle de Smol'yakov & Tkachenko surestime le niveau de l'autospectre dans la région basses fréquences, alors qu'il le sous-estime dans la région hautes fréquences,
- le modèle de Smol'yakov sous-estime l'autospectre dans les régions basses et moyennes fréquences, mais il est en bon accord avec le modèle de Goody dans les autres régions fréquentielles.

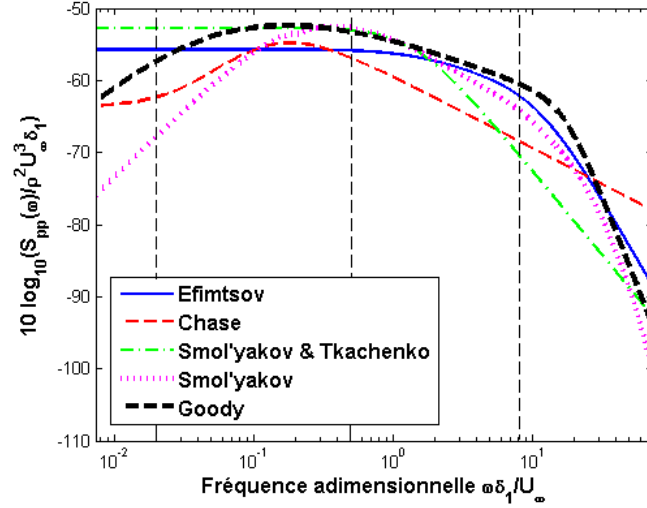


FIGURE 1.3 – Modèles d'autospectre de pression pariétale : (—) Modèle d'Efimtsov (1984), (---) Modèle de Chase(1987), (-.-) Modèle de Smol'yakov & Tkachenko (1991), (...) Modèle de Smol'yakov (2000) et (---) Modèle de Goody (2002)

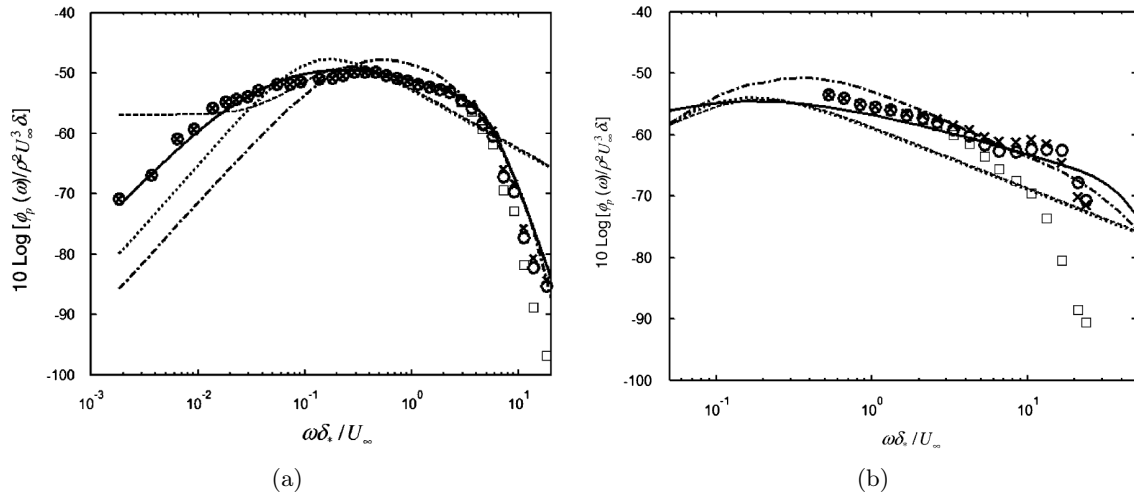


FIGURE 1.4 – Comparaison des autospectres mesurés (a) en tunnel aérodynamique par Farabee et Casarella [25] ($R_\theta = 3400$, $\delta_1 = 0.45$ cm) et (b) en bassin par Hwang et al. [17] ($R_x = 7.74 \times 10^7$, $\delta_1 = 0.93$ cm) et des autospectres prédits par les modèles de (---) Chase, (...) Chase-Howe (non présenté), (-.-) Smol'yakov et (—) Goody - (o) données expérimentales corrigées avec le modèle de Chase, (x) données expérimentales corrigées avec le modèle de Corcos et (□) données expérimentales non corrigées, d'après Hwang et al. [17]

1.1.1.4 Modélisation de l'interspectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde

Nous nous intéressons maintenant aux modèles d'interspectre de fluctuations de pression pariétale. Ces derniers rendent compte des corrélations spatiales à l'intérieur de la CLT. Ces caractéristiques spatiales ont pu être déterminées expérimentalement à l'aide de membranes vibrantes [26] ou grâce à l'utilisation de microphones affleurants [27, 28, 29]. Ainsi, si l'on représente schématiquement l'interspectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde (cf. figure 1.5), on peut distinguer trois régions : la région convective, la région des nombres d'onde intermédiaires et le domaine acoustique-bas nombres d'onde.

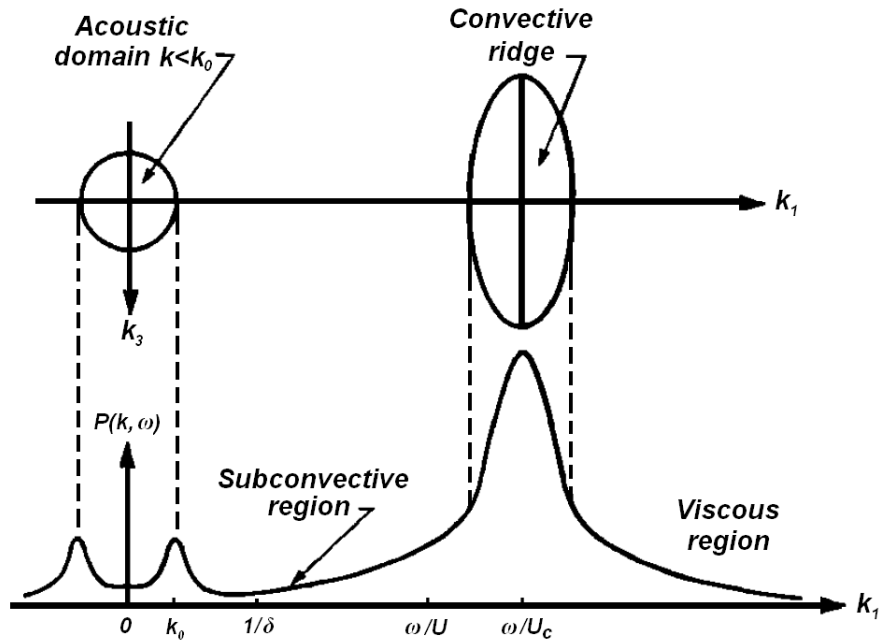


FIGURE 1.5 – Représentation schématique de l'interspectre de pression pariétale, d'après Howe [30]

La région convective définie autour du pic convectif ($k_c = \frac{\omega}{U_c}$) correspond à la convection de la masse fluide. Ce mouvement d'ensemble conduit à un niveau énergétiquement important. La région des bas nombres d'onde (domaine acoustique), énergétiquement plus faible, est, quant à elle, limitée au nombre d'onde acoustique $k_0 = \frac{\omega}{c}$, où c est la célérité des ondes acoustiques dans le milieu. Dans cette région, les effets de compressibilité du fluide dominent. Cependant, si le fluide est supposé incompressible, l'interspectre de pression pariétale doit tendre vers 0 quand $|\vec{k}|$ tend vers 0. Cette propriété, connue sous le nom de théorème de Kraichnan-Phillips [31, 32], signifie que les tourbillons formant la couche limite ne peuvent avoir qu'une taille limitée, puisque la couche limite est de dimensions finies.

La distinction de ces différentes zones du spectre est fondamentale, comme l'ont montrés

Hwang et Maidanik dans [33], puisque la contribution des bas nombres d'onde peut être prépondérante dans la réponse d'une structure soumise à un écoulement turbulent. On peut alors considérer que la structure agit comme un filtre sur l'excitation.

Dans cette partie, nous présentons une liste non exhaustive de modèles d'interspectre établis pour des structures rigides et lisses, même si d'autres modèles existent, comme celui développé par Howe [30] qui prend en compte la rugosité de la paroi.

Modèle de Corcos (1963)

A partir de l'analyse des résultats expérimentaux de Willmarth et Wooldridge [34], Corcos [4] propose d'exprimer l'interspectre de pression pariétale $S_{pp}(\xi, \omega)$ sous la forme séparable suivante :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\alpha_x \left| \frac{\omega \xi_x}{U_c} \right|} e^{-\alpha_y \left| \frac{\omega \xi_y}{U_c} \right|} e^{-j \frac{\omega \xi_x}{U_c}} \quad (1.20)$$

En prenant maintenant la transformée de Fourier spatiale de l'équation (1.20), on obtient l'interspectre de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde que l'on met sous la forme de l'équation (1.14) :

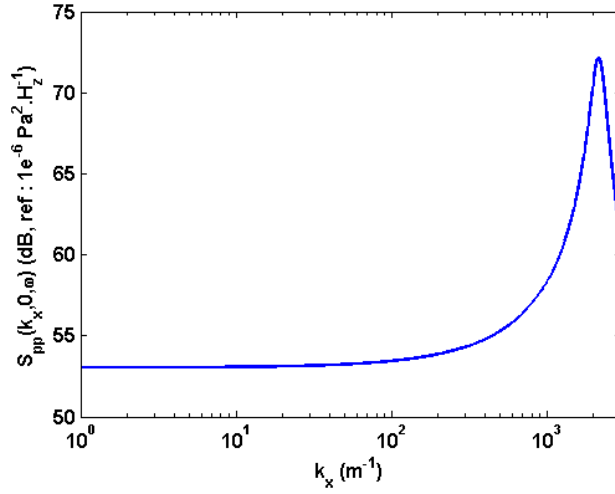
$$S_{pp}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega} \right)^2 \frac{4\alpha_x \alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_c} \right)^2 \right] \left[\alpha_y^2 + \left(\frac{k_y}{k_c} \right)^2 \right]} \quad (1.21)$$

Dans l'équation (1.21), les nombres d'onde k_x et k_y sont respectivement les nombres d'onde longitudinaux et transversaux de l'écoulement, tandis que les coefficients α_x et α_y représentent le taux de décroissance de la cohérence spatiale. Ces coefficients peuvent également s'exprimer en termes de longueurs de corrélation L_x et L_y , en posant $L_x = \frac{1}{|k_c| \alpha_x}$ et $L_y = \frac{1}{|k_c| \alpha_y}$.

Le modèle de Corcos présente l'avantage de décrire de manière simple et correcte la valeur du pic convectif. Cependant, la simplicité de ce modèle limite son domaine de validité aux nombres d'onde situés autour du nombre d'onde convectif [21].

En effet, le modèle de Corcos suppose que les longueurs de corrélation L_x et L_y ne dépendent pas de l'épaisseur de la couche limite δ , ce qui conduit à une sous-estimation de la largeur du pic convectif, lorsque les décalages spatiaux ξ_x et ξ_y deviennent importants. D'autre part, le modèle de Corcos suppose une séparation entre les directions longitudinale et transversale, ce qui est une hypothèse forte. Enfin, le modèle de Corcos ne respecte pas le théorème de Kraichnan-Phillips (cf. figure 1.6), puisqu'il présente un spectre constant dans le domaine des bas nombres d'onde, surestimant ainsi de 20 à 40 dB la valeur des spectres mesurés dans les bas nombres d'onde [35].

D'autres modèles (Efimtsov, Smol'yakov et Tkachenko, ...) proposent des améliorations du modèle de Corcos afin de pallier les principales limitations de ce modèle.


 FIGURE 1.6 – Représentation du modèle de Corcos dans le plan $(k_x, 0)$

Améliorations du modèle de Corcos

Nous avons vu que le modèle de Corcos possède plusieurs limitations dont la première concerne la dépendance des longueurs de corrélation à l'épaisseur de la couche limite.

Le modèle d'Efimtsov [13], développé en 1982, conserve la forme séparable du modèle de Corcos, mais propose une modification des coefficients α_x et α_y pour différents nombres de Mach ($M_\infty = \frac{U_\infty}{c}$) afin de tenir compte de cette dépendance. Le modèle d'Efimtsov se définit par :

$$\phi(k_x, k_y) = \frac{4\alpha_x(\delta)\alpha_y(\delta)}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_c}\right)^2\right] \left[\alpha_y^2 + \left(\frac{k_y}{k_c}\right)^2\right]} \quad (1.22)$$

$$\begin{cases} L_x = \delta \left[\left(\frac{a_1 Sh}{U_c/u_\tau}\right)^2 + \frac{a_2^2}{Sh^2 + (a_2/a_3)^2} \right]^{-1/2} \\ L_y = \delta \left[\left(\frac{a_4 Sh}{U_c/u_\tau}\right)^2 + \frac{a_5^2}{Sh^2 + (a_5/a_6)^2} \right]^{-1/2} & \text{si } M_\infty < 0.75 \\ L_y = \delta \left[\left(\frac{a_4 Sh}{U_c/u_\tau}\right)^2 + a_7^2 \right]^{-1/2} & \text{si } M_\infty > 0.9 \end{cases} \quad (1.23)$$

Les paramètres recommandés par Efimtsov en air sont $a_1 = 0.1$, $a_2 = 72.8$, $a_3 = 1.54$, $a_4 = 0.77$, $a_5 = 548$, $a_6 = 13.5$ et $a_7 = 5.66$ et Sh est le nombre de Strouhal. Ces constantes empiriques sont obtenues grâce à des mesures réalisées lors d'essais en vol.

Cependant, bien que le modèle d'Efimtsov lève l'une des limitations du modèle de Corcos, il surestime également la valeur du spectre dans les bas nombres d'onde (cf. figure 1.7), en raison de l'hypothèse de séparation entre directions longitudinale et transversale.

Smol'yakov et Tkachenko [12], constatant l'incapacité du modèle de Corcos à prédire le spectre dans les bas nombres d'onde, proposent de conserver un modèle exponentiel. Cependant, se basant sur leurs mesures de corrélations spatiales, ils proposent d'utiliser un taux de décroissance généralisé $\bar{\alpha}(\omega)$ permettant de lever l'hypothèse de séparation du modèle de Corcos. Le modèle de Smol'yakov et Tkachenko est donné par les formules suivantes :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = S_{pp}(\omega) e^{-\bar{\alpha}(\omega) \sqrt{\left(\frac{\omega \xi_x}{U_c}\right)^2 + m_0 \left(\frac{\omega \xi_y}{U_c}\right)^2}} e^{-j \frac{\omega \xi_x}{U_c}} \quad (1.24)$$

$$\phi(k_x, k_y) = \frac{2\pi \bar{\alpha}(\omega)}{m_0} h(\omega) [F(k_x, k_y) - \Delta F(k_x, k_y)] \quad (1.25)$$

avec $\bar{\alpha}(\omega) = \alpha_x \sqrt{1 - \frac{U_c}{4\omega\delta_1} + \left(\frac{U_c}{4\omega\delta_1}\right)^2}$, $m_0 = \frac{\alpha_y}{\alpha_x}$, $h(\omega) = \left[1 - \frac{m_1 \bar{\alpha}(\omega)}{m_0 n^2 \sqrt{\gamma}}\right]^{-1}$, $m_1 = \frac{1 + \bar{\alpha}(\omega)}{5n - 4 + \bar{\alpha}^2(\omega)}$,
 $n = 1.005$, $\gamma = 1 + \bar{\alpha}^2(\omega) - nm_1$, $F(k_x, k_y) = \left[\bar{\alpha}^2(\omega) + \left(1 - \frac{k_x}{k_c}\right)^2 + \left(\frac{k_y}{m_0 k_c}\right)^2\right]^{-3/2}$
 et $\Delta F(k_x, k_y) = \frac{1}{n} \left[1 + \bar{\alpha}^2(\omega) + \frac{n}{m_1} \left(m_1 - \frac{k_x}{k_c} + \left(\frac{k_y}{k_c}\right)^2 - m_1^2\right)^2\right]^{-3/2}$

Ce modèle permet donc à la fois de lever l'hypothèse de séparation et de réduire le niveau de l'interspectre dans le domaine des bas nombres d'ondes (cf. figure 1.7). Ce modèle présente toutefois une certaine complexité.

Le modèle de Hwang et Geib [36] correspond à une modification du modèle de Corcos pour les écoulements à faible nombre de Mach, qui permet de respecter le théorème de Kraichnan-Phillips (cf. figure 1.7). L'intérêt de ce modèle réside surtout dans sa simplicité comparé au modèle de Smol'yakov et Tkachenko. Toutefois, ce modèle ne respecte pas le théorème de Parseval [37] et ne tient pas compte de la compressibilité du fluide qui joue un rôle important dans le domaine acoustique :

$$\phi(k_x, k_y) = \left|\frac{k}{k_c}\right|^2 \frac{4\alpha_x \alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_c}\right)^2\right] \left[\alpha_y^2 + \left(\frac{k_y}{k_c}\right)^2\right]} \quad (1.26)$$

Citons enfin le modèle dit de « Corcos modifié » [8, 38], qui, par la modification de la corrélation longitudinale du modèle de Corcos, permet de réduire le niveau du spectre dans les bas nombres d'onde, mais induit également une augmentation du niveau du pic convectif (cf. figure 1.7). Ce modèle est défini par les équations suivantes :

$$S_{pp}(\xi_x, \xi_y, \omega) = S_{pp} \left(1 + \alpha_x \left|\frac{\omega \xi_x}{U_c}\right|\right) (\omega) e^{-\alpha_x \left|\frac{\omega \xi_x}{U_c}\right|} e^{-\alpha_y \left|\frac{\omega \xi_y}{U_c}\right|} e^{-j \frac{\omega \xi_x}{U_c}} \quad (1.27)$$

$$\phi(k_x, k_y) = \frac{8\alpha_x^2 \alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{k_x}{k_c}\right)^2\right]^2 \left[\alpha_y^2 + \left(\frac{k_y}{k_c}\right)^2\right]} \quad (1.28)$$

La figure 1.7 montrent que tous les modèles sont constants dans les bas nombres d'ondes, à l'exception du modèle de Hwang et Geib, qui respecte le théorème de Kraichnan-Phillips. Or, dans les applications en fluide lourd, la description du spectre dans les bas nombres d'onde est

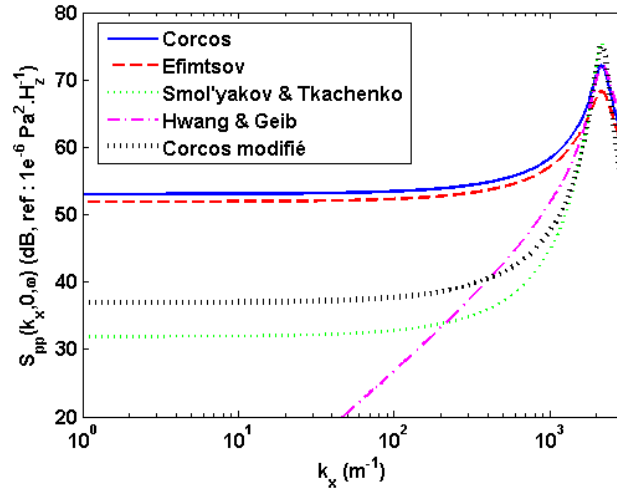


FIGURE 1.7 – Comparaison du modèle de Corcos et des modèles de Corcos modifiés dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Corcos, (---) Modèle d'Efimtsov, (...) Modèle de Smol'yakov & Tkachenko, (-.-) Modèle de Hwang & Geib et (...) Modèle de Corcos modifié

cruciale pour prédire correctement le comportement vibro-acoustique d'une structure. Pour cela, Chase a développé deux modèles que nous présentons dans ce qui suit.

Modèles de Chase (1980 et 1987)

Contrairement au modèle de Corcos, qui a été obtenu à partir de données expérimentales, les modèles de Chase s'appuient sur des développements analytiques basés sur l'équation de Poisson, dans lesquels les fluctuations de pression pariétales sont créées par l'interaction turbulence-turbulence (référéncée par la lettre T dans les modèles) et l'interaction turbulence-cisaillement moyen (référéncée par la lettre M). Le premier modèle de Chase est présenté sous la forme suivante [5] :

$$\phi(k_x, k_y) = \frac{(2\pi)^3 \rho^2 u_\tau^3 k_c^2}{S_{pp}(\omega)} \left(\frac{C_M k_x^2}{[K^2 + (b_M \delta)^{-2}]^{5/2}} + \frac{C_T \bar{k}^2}{[K^2 + (b_T \delta)^{-2}]^{5/2}} \right) \quad (1.29)$$

avec $K^2 = \left(\frac{\omega - U_c}{h u_\tau} \right)^2 + \bar{k}^2$ et $\bar{k}^2 = k_x^2 + k_y^2$

Dans ce modèle, qui respecte le théorème de Kraichnan-Phillips, Chase définit un certain nombre de paramètres adimensionnels ajustables par la mesure. Ainsi, les coefficients C_M et C_T représentent la proportion relative de chaque interaction, b_M et b_T traduisent la part d'épaisseur de couche limite due à chaque interaction et h caractérise la largeur du pic convectif. Ce modèle ne prend cependant pas en compte les effets de compressibilité du fluide. Pour pallier ce défaut, Chase a modifié son modèle pour tenir compte la compressibilité du fluide (cf. figure 1.8). Ce second modèle est alors donné par [9] :

$$\phi(k_x, k_y, \omega) = \frac{(2\pi)^3 \rho^2 u_\tau^3 k_c^2}{S_{pp}(\omega) [K^2 + (b\delta)^{-2}]^{5/2}} \left[\frac{C_M k_x^2 \bar{k}^2}{|\bar{k}^2 - k_0^2| + \epsilon^2 k_0^2} + C_T \bar{k}^2 \frac{K^2 + (b\delta)^{-2}}{\bar{k}^2 + (b\delta)^{-2}} \left(c_1 + \frac{c_2 |\bar{k}^2 - k_0^2|}{\bar{k}^2} + \frac{c_3 \bar{k}^2}{|\bar{k}^2 - k_0^2| + \epsilon^2 k_0^2} \right) \right] \quad (1.30)$$

avec $k_0 = \frac{\omega}{c}$ et $\epsilon = \sqrt{\frac{\pi}{2kL_p}}$ (L_p : longueur de la plaque). Pour ce modèle, les valeurs recommandées sont : $c_1 = 2/3$, $c_2 = c_3 = 1/6$.

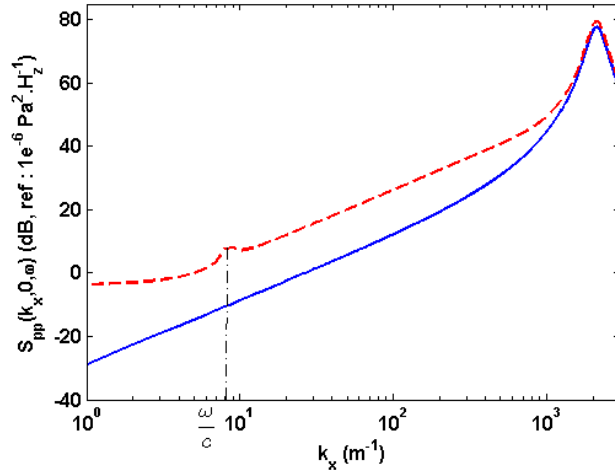


FIGURE 1.8 – Comparaison des modèles de Chase dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Chase (1980), (---) Modèle de Chase (1987)

La figure 1.8 montre clairement l'influence de la compressibilité du fluide sur l'interspectre de pression pariétale. On constate, en effet, que la compressibilité du fluide tend à augmenter le niveau du spectre dans le domaine des bas nombres d'onde.

Comparaison des modèles d'interspectre

Comme nous venons de le voir, de nombreux modèles sont décrits dans la littérature. Ces derniers sont plus ou moins précis selon le jeu d'hypothèses adopté pour les établir et la valeur des coefficients utilisés. Il est donc nécessaire de choisir un modèle adapté au type d'application visée. La figure 1.9 récapitule les différents modèles que nous avons présentés. Nous avons vu que les modèles de type Corcos décrivent relativement bien la valeur du pic convectif, tandis que les modèles de type Chase sont plus adaptés à la description du spectre dans le domaine des bas nombres d'onde, comme le montrent notamment Hwang et al. dans [8]. La figure 1.10 présente une comparaison des modèles de Corcos, Witting (non présenté), Smol'yakov et Tkachenko, « Corcos modifié », Chase (1987) et « Chase combiné » (non présenté) avec des mesures réalisées en tunnel aérodynamique par Hwang et al. [8] et Han et al. [39]. Cette figure met notamment en évidence l'efficacité des modèles de Chase et de « Corcos modifié » à prédire l'interspectre des fluctuations de pression pariétale dans les bas nombres d'ondes.

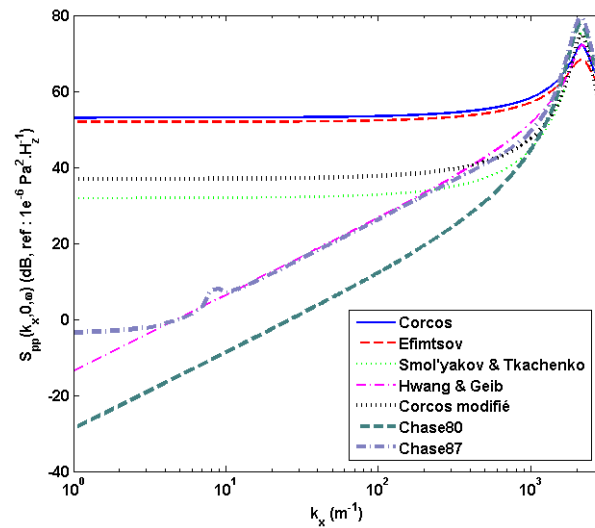


FIGURE 1.9 – Comparaison des modèles de Chase dans le plan $(k_x, 0)$ - (—) Modèle de Corcos, (---) Modèle d’Efimtsov, (...) Modèle de Smol’yakov & Tkachenko, (-.-) Modèle de Hang & Geib, (...) Modèle de Corcos modifié, (---) Modèle de Chase (1980) et (-.-) Modèle de Chase (1987)

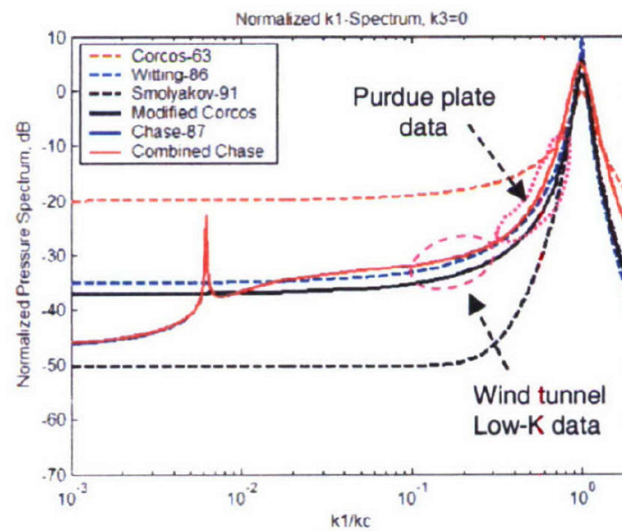


FIGURE 1.10 – Comparaison de différents modèles d’interspectre de fluctuations de pression pariétale avec des mesures en tunnel aérodynamique réalisées à l’université de Pennstate [8] et l’université de Perdue [39] pour un nombre Strouhal $Sh = 10$, d’après Hwang et al. [8]

1.1.2 Calcul de la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente

1.1.2.1 Pose du problème vibro-acoustique

Considérons une structure plane, de surface S_p , infiniment bafflée, plongée dans un milieu semi-infini Ω et soumise à un écoulement turbulent (cf. figure 1.11).

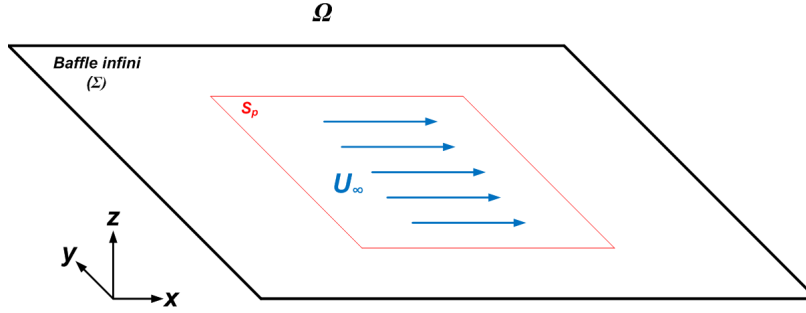


FIGURE 1.11 – Structure plane infiniment bafflée soumise à couche limite turbulente

Nous allons ici supposer que :

- la structure étudiée est plane et excitée par une couche limite turbulente pleinement développée,
- les vibrations de la structure ne modifient pas le comportement de la CLT, ce qui permet d'utiliser les modèles d'excitation développés pour des structures rigides (cf. section 1.1.1.4). La pression qui agit alors sur la structure est connue sous le terme de pression bloquée, notée p_b ,
- la propagation des ondes acoustiques dans le milieu fluide n'est pas affectée par la présence de l'écoulement. En d'autres termes, le fluide est considéré au repos lors du calcul de rayonnement de la structure.

Le problème vibro-acoustique est alors donné par le jeu d'équations suivant :

$$\left\{ \begin{array}{ll} L[w(M, \omega)] = -p_0 - p_b(M, \omega) & \forall M \in S_p \\ \Delta p(M', \omega) + k_0^2 p(M', \omega) = 0 & \forall M' \in \Omega \\ \frac{\partial p}{\partial z}(M, \omega) = \rho \omega^2 w(M, \omega) & \forall M \in S_p \\ \frac{\partial p}{\partial z}(M, \omega) = 0 & \forall M \in \Sigma \\ \text{Conditions aux limites sur } w \text{ sur } \partial S_p & \\ \text{Conditions de Sommerfeld à l'infini} & \end{array} \right. \quad (1.31)$$

où $L[\bullet]$ est l'opérateur de la structure, Δ l'opérateur Laplacien et p_0 la pression statique du fluide agissant sur la structure.

1.1.2.2 Calcul classique de la réponse vibro-acoustique

En raison du caractère aléatoire de l'excitation CLT, la réponse vibro-acoustique de la structure ne peut être donnée que par ses moments statistiques d'ordre 2. L'objectif est donc d'écrire les différentes quantités vibro-acoustiques en termes d'interspectre. Nous présentons la méthode de calcul de l'interspectre de vitesse vibratoire S_{vv} et de l'interspectre de pression rayonnée $S_{p_r p_r}$, basée sur la théorie des vibrations aléatoires.

La vitesse vibratoire en un point M de la structure créée par la pression bloquée p_b due à la CLT peut s'écrire sous la forme du produit de convolution suivant [40] :

$$v(M, t) = \int_{S_p} \int_{-\infty}^{+\infty} h_v(M, Q, t - \tau) p_b(Q, \tau) d\tau dQ \quad (1.32)$$

où $h_v(M, Q, \tau)$ est la réponse impulsionnelle de la structure exprimée en vitesse.

La fonction d'intercorrélation $R_{vv}(M, M', t)$ est obtenue en appliquant l'équation (1.10) :

$$R_{vv}(M, M', t) = \iint_{S_p} \iint_{-\infty}^{+\infty} h_v^*(M, Q, t - \tau) R_{p_b p_b}(Q, Q', \tau - \tau') h_v(M', Q', t - \tau') d\tau d\tau' dQ dQ' \quad (1.33)$$

L'interspectre $S_{vv}(M, M', \omega)$ est alors obtenu en prenant la transformée de Fourier temporelle de l'équation (1.33) [41] :

$$S_{vv}(M, M', \omega) = \iint_{S_p} H_v^*(M, Q, \omega) S_{pp}(Q, Q', \omega) H_v(M', Q', \omega) dQ dQ' \quad (1.34)$$

où $H_v(M, Q, \omega)$ est la fonction de transfert en vitesse de la structure au point M soumise à une pression unitaire au point Q et $S_{pp}(Q, Q', \omega)$ est l'interspectre de pression pariétale dans l'espace physique.

De même, l'interspectre de pression rayonnée $S_{p_r p_r}(N, N', \omega)$ est donné par :

$$S_{p_r p_r}(N, N', \omega) = \iint_{S_p} H_p^*(N, Q, \omega) S_{p_b p_b}(Q, Q', \omega) H_p(N', Q', \omega) dQ dQ' \quad (1.35)$$

où $H_p(N, Q, \omega)$ s'interprète comme la pression rayonnée au point $N \in \Omega$ par la structure excitée par une force unitaire au point Q .

Pour pouvoir appliquer ces formules, le travail doit se concentrer sur le calcul des fonctions de transfert H_v et H_p , qui dépendent du problème traité. Ainsi, la fonction de transfert d'une plaque bafflée a été utilisée pour déterminer le comportement vibratoire d'une plaque soumise à un écoulement turbulent [10, 42], mais aussi pour comparer les différents modèles d'interspectre de fluctuations de pression pariétale [16, 43, 44]. La fonction de transfert H_p a été employée pour prédire la pression rayonnée par une plaque soumise à une CLT [45, 46]. D'autres auteurs ont calculé la fonction de transfert d'une plaque chargée par un fluide extérieur, afin d'étudier l'influence de la charge fluide sur les vibrations d'une plaque excitée par une CLT [47]. Ces formules ont également été utilisées pour prédire le comportement vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité acoustique en fluide lourd [48], grâce au calcul

de la fonction de transfert du système couplé.

Cependant, d'un point de vue pratique, les équations (1.34) et (1.35) sont très coûteuses en temps de calculs, puisqu'elles nécessitent le calcul de deux intégrales de surface et surtout le calcul de l'ensemble des fonctions de transfert entre deux points quelconques du système. Pour remédier à ce problème, certains auteurs utilisent une formulation en nombres d'onde [49, 50]. Cette formulation est obtenue en appliquant aux équations (1.34) et (1.35) une transformée de Fourier spatiale inverse [51] :

$$S_{vv}(M, M', \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} H_v^*(M, k_x, k_y, \omega) S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega) H_v(M', k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y \quad (1.36)$$

$$S_{p_r p_r}(N, N', \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} H_p^*(N, k_x, k_y, \omega) S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega) H_p(N', k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y \quad (1.37)$$

où k_x est le nombre d'onde dans la direction de l'écoulement et k_y est le nombre d'onde suivant la direction transversale à l'écoulement.

Les équations (1.36) et (1.37) se simplifient toutefois si l'on s'intéresse uniquement à l'autospectre en un point. Dans ce cas, ces équations s'écrivent :

$$S_{vv}(M, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} |H_v(M, k_x, k_y, \omega)|^2 S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y \quad (1.38)$$

$$S_{p_r p_r}(N, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \iint_{-\infty}^{+\infty} |H_p(N, k_x, k_y, \omega)|^2 S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega) dk_x dk_y \quad (1.39)$$

Théoriquement, l'évaluation numérique de ces intégrales nécessite la prise en compte d'une infinité de couples de nombres d'onde. Cependant, les équations (1.38) et (1.39) montrent que la structure agit comme un filtre sur l'excitation, ce qui permet de limiter l'évaluation de ces intégrales aux couples de nombres d'ondes pour lesquels $|H_v(M, k_x, k_y, \omega)|^2$ et $|H_p(N, k_x, k_y, \omega)|^2$ sont maximales [51].

1.1.2.3 Calcul de la réponse vibro-acoustique à partir d'excitations mécaniques ponctuelles

Robert [10] a développé une méthode permettant de calculer la réponse vibratoire d'une structure excitée par une couche limite turbulente à partir d'un nombre limité de forces ponctuelles aléatoires stationnaires. Cette méthode repose sur une approche modale. Elle consiste à poser l'égalité de la densité spectrale des forces généralisées induites par les excitations ponctuelles et de la densité spectrale des forces généralisées due à la couche limite turbulente :

$$I_{mn}^F = I_{mn}^{CLT} \quad (1.40)$$

Une procédure d'optimisation est alors utilisée pour minimiser l'équation (1.40) et ainsi déterminer le nombre, la position et l'amplitude de chaque force ponctuelle. Robert a appliqué avec succès cette méthodologie au cas d'une plaque chargée par un fluide lourd, en l'occurrence de l'eau [10].

1.2 Mesure de la réponse vibro-acoustique d'une structure excitée par une couche limite turbulente

Dans la section 1.1, nous avons présenté différents modèles de couche limite turbulente et leurs intégrations dans des modèles de prédictions vibro-acoustiques. Cependant, la mesure expérimentale de la réponse d'une structure soumise à une excitation aléatoire de type CLT continue de présenter un fort intérêt dans de nombreux secteurs industriels, notamment automobile, aéronautique ou naval. Plusieurs raisons à cela. Tout d'abord, les modèles de CLT ont été établis pour des structures planes. De ce fait, ces modèles ne peuvent pas s'extrapoler de manière simple à des structures de géométries complexes. D'autre part, il est difficile dans une modélisation vibro-acoustique de tenir compte simplement des incertitudes liées au système étudié (conditions aux limites, paramètres matériau, inclusion de défauts, etc.). La mesure s'avère donc une source d'informations importante pour étudier le comportement des structures soumises à une excitation CLT.

Les mesures *in situ* (essais en vol [52, 53, 54, 55] ou en bassin/lac [56, 57]) sont utilisées depuis longtemps pour étudier les phénomènes de couche limite turbulente. Cependant, la réalisation des mesures est coûteuse, puisqu'elle mobilise beaucoup de moyens, comme des avions pour les essais en vol ou des systèmes de tractage pour les essais en bassin. C'est pourquoi, dès 1966, Fahy [58] étudie différentes approches pour simuler l'excitation CLT. Il évoque notamment l'utilisation du tunnel aéro/hydrodynamique, ainsi que la possibilité de simuler expérimentalement l'effet d'une couche limite turbulente à partir d'excitations mécaniques ponctuelles ou de haut-parleurs, bien qu'il ne put pas vérifier expérimentalement ces deux dernières possibilités en raison des difficultés de mises en œuvre à l'époque.

1.2.1 Tunnel aéro/hydrodynamique

La mesure en tunnel aéro/hydrodynamique est la méthode la plus largement répandue de nos jours pour mesurer la réponse d'une structures excitée par une CLT. Un exemple d'installation, tiré de [43], est présenté en figure 1.12. Bien que possédant l'avantage de pouvoir recréer physiquement une CLT, il s'avère très difficile de contrôler tous les paramètres expérimentaux, comme le montre la présentation détaillée d'une mesure en tunnel hydrodynamique effectuée par Gobert dans [59]. Cette étude montre la complexité de mise en œuvre d'une telle mesure. Il faut ainsi :

- contrôler la vitesse d'écoulement,
- contrôler le niveau de pression à l'intérieur du tunnel,
- homogénéiser l'écoulement à l'aide de grilles en nid d'abeille,
- fixer la structure à tester sur un support rigide,
- assurer le découplage de la structure à tester avec la veine d'écoulement,
- positionner les appareils de mesures de manière à ne pas perturber l'écoulement.

Cependant, même si toutes ces précautions sont prises, les modes de la veine d'écoulement peuvent parasiter les mesures en excitant la structure à tester [60]. Comme nous pouvons le constater, la mise en œuvre d'une mesure en tunnel s'avère délicate. D'autre part, l'installation est coûteuse, puisqu'il faut assurer son entretien (étanchéité, systèmes d'asservissement, ...).

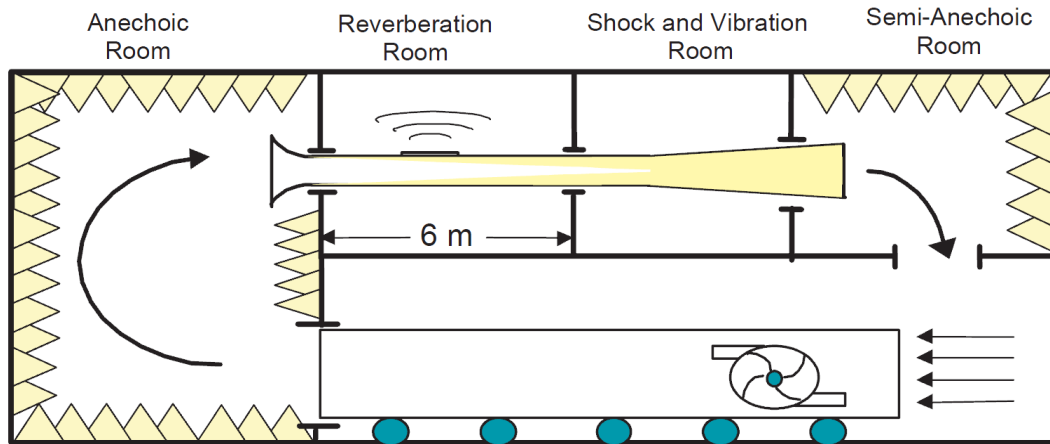


FIGURE 1.12 – Exemple de tunnel aérodynamique dont la structure à tester est localisée dans la chambre réverbérante, d'après Finnveden et al. [43]

1.2.2 Simulation expérimentale à partir d'excitations mécaniques ponctuelles

Comme nous l'avons vu dans l'introduction de cette section, Fahy évoquait, en 1966, la possibilité de simuler expérimentalement l'effet d'une couche limite turbulente par des excitations ponctuelles sans toutefois appliquer ce principe pour des raisons techniques. Robert [10] a développé cette idée, dont nous avons exposé le principe au paragraphe 1.1.2.3. Cependant, comme l'ont souligné Elliot et al. dans [61], la mise œuvre pratique de l'approche développée par Robert nécessite la connaissance des déformées propres de la structure, qui doivent donc être déterminées par une analyse modale préalable. Néanmoins, cette méthode possède l'avantage de ne requérir qu'un nombre limité de forces excitatrices ponctuelles, dont les positions sont indépendantes des caractéristiques de la couche limite [10].

1.2.3 Simulation expérimentale à partir d'une antenne de haut-parleurs

La synthèse d'un champ de pression pariétale de type couche limite turbulente à partir d'une antenne de haut-parleurs a été étudiée par Elliott et al. dans [61], puis par Maury et Bravo dans [62, 63]. La méthode consiste à reconstituer la pression pariétale générée par une couche limite turbulente à partir d'une antenne de haut-parleurs, pilotée en amplitude et en phase et située dans le champ proche de la structure à tester. La procédure de résolution peut être résumée comme suit :

- Détermination d'une matrice de filtres D , permettant d'obtenir le signal à reconstruire d , à partir d'excitations de type bruit blanc notées x et telles que $d = Dx$,
- Mesure des fonctions de transfert acoustiques G entre l'antenne de haut-parleurs et des microphones positionnés dans le champ proche de la surface à tester,
- Calcul de la matrice de filtres de contrôle W_{opt} , permettant de générer les signaux d'entrée de l'antenne de haut-parleurs, par résolution du problème d'optimisation $GW_{opt} = D$,
- Mesure de la réponse de la structure excitée par l'antenne de haut-parleurs.

L'un des paramètres important de la méthode est le nombre de haut-parleurs à utiliser. Maury et Bravo dans [63] montrent qu'il faut au minimum 3.7 sources par longueur de corrélation dans la direction de l'écoulement et 3 sources par longueur de corrélation dans la direction transversale. Par conséquent, plus la fréquence d'étude sera élevée, plus le nombre de haut-parleurs sera important, ce qui constitue, de fait, une limitation forte de la méthode. Maury et al. montrent, par ailleurs, dans le cadre de l'application présentée dans [63], que la méthode est limitée aux basses fréquences et aux grandes vitesses d'écoulement. Ceci est expliqué par Maury et al. par la décroissance rapide de la longueur de corrélation dans la direction de l'écoulement lorsque la fréquence augmente.- Cette méthode peut se révéler coûteuse, puisqu'elle nécessite un système de conditionnement, d'amplification et de pilotage de signaux performant, comportant au minimum autant de voies que de haut-parleurs. D'autre part, des dispersions de caractéristiques peuvent exister entre les différents haut-parleurs composant l'antenne, ainsi qu'entre les différentes voies de pilotage, ce qui peut limiter la qualité de la synthèse.

1.2.4 Utilisation du principe de réciprocité

Les équations (1.34)-(1.39) peuvent avoir un intérêt pratique non négligeable, dans la mesure où les fonctions de transfert H_v et H_p peuvent être obtenues expérimentalement et intégrées dans ces modèles analytiques. Cependant, la mesure des fonctions de transfert peut être très longues. Néanmoins, le principe de réciprocité offre la possibilité de limiter le nombre de mesure à effectuer à condition que le système étudié soit linéaire. En effet, si l'on cherche, par exemple, à déterminer la fonction de transfert vibratoire entre un point M et tous les autres points Q d'une structure, le principe de réciprocité stipule qu'il est équivalent d'exciter successivement tous les points Q de la structure et d'enregistrer la réponse au point M que d'exciter la structure au point M et de mesurer les réponses aux points Q . Toutefois, la différence entre les deux méthodes est importante puisque la première suppose de déplacer le point d'excitation alors que la seconde suppose de déplacer le point de mesure, ce qui en pratique est beaucoup plus rapide grâce à l'utilisation d'accéléromètres ou de vibromètres laser à balayage.

Des exemples d'utilisations dans un cadre expérimental du principe de réciprocité en vibro-acoustique sont présentés par Fahy dans [64]. Audet et al. [65] ont utilisé le principe de réciprocité pour évaluer le bruit généré en plusieurs points d'une cavité acoustique par différents types de dômes SONAR soumis à un écoulement turbulent. La procédure consistait, tout d'abord, à mesurer les fonctions de transfert entre des hydrophones émetteurs, placés aux points où le bruit propre hydrodynamique devait être évalué et des accéléromètres répartis sur toutes la surface du dôme. Ensuite, les fonctions de transfert mesurées ont été intégrées dans un modèle analytique utilisant le modèle de Chase (1980) [5].

1.3 Méthodes prédictives en vibro-acoustique

Dans le cadre de cette partie, nous nous intéressons plus particulièrement aux méthodes prédictives déterministes en basses fréquences. Ces dernières sont, en général, basées sur la notion de discrétisation du domaine ou de sa frontière en éléments, comme la Méthode des Eléments Finis (FEM en anglais pour Finite Element Method) ou la Méthode des Eléments de Frontières (BEM en anglais). Ces méthodes numériques ont l'avantage de pouvoir prendre en compte toute la complexité d'un système (géométrie, matériau, couplage, etc.).

1.3.1 Méthodes prédictives en basses fréquences

1.3.1.1 Méthode des éléments finis (FEM)

La méthode des éléments finis est une méthode de résolution des équations aux dérivées partielles qui utilisent la forme variationnelle des équations locales d'un problème donné. Cette dernière est discrétisée sur le domaine d'étude en éléments pour lesquelles on définit des fonctions d'interpolation appelées fonctions de forme, permettant de faire le lien entre tous les nœuds d'un maillage [66]. En procédant ainsi, on passe de la résolution d'un système d'équations aux dérivées partielles à celle d'un système linéaire du type :

$$[K + j\omega C - \omega^2 M] \{X\} = \{F\} \quad (1.41)$$

où K est la matrice de raideur, C la matrice d'amortissement, M la matrice de masse, $\{F\}$ le vecteur des efforts extérieurs et $\{X\}$ le vecteur des inconnues nodales (déplacement ou pression par exemple).

Le système linéaire donné par l'équation (1.41) peut être résolu de manière directe, i.e. en inversant la matrice de raideur dynamique $D = [K + j\omega C - \omega^2 M]$. Toutefois, pour des systèmes industriels pouvant atteindre plusieurs millions de degré de liberté, la résolution directe du problème peut être prohibitive en temps de calculs, bien que la manipulation de tels modèles est possible grâce à la puissance des calculateurs. Pour pallier ce problème, on cherche généralement à résoudre le système dynamique sur un ensemble réduit de degrés de liberté, appelés coordonnées généralisées. Ces coordonnées généralisées sont obtenues en projetant la matrice de raideur dynamique sur un ensemble de vecteurs de Ritz $[\phi]$, qui définissent une base de réduction et qui sont tels que $\{X\} = [\phi] \{X_n\}$. Le système linéaire réduit s'écrit alors :

$$[K_n + j\omega C_n - \omega^2 M_n] \{X_n\} = \{F_n\} \quad (1.42)$$

où $K_n = \phi^T K \phi$ est la matrice de raideur généralisée, $C_n = \phi^T C \phi$ la matrice d'amortissement généralisée, $M_n = \phi^T M \phi$ la matrice de masse généralisée et $F_n = \phi^T F$ est le vecteur d'efforts généralisé.

Différentes méthodes ont été développées pour construire des bases de Ritz adaptées à la résolution des systèmes dynamiques. Ces méthodes sont connues sous le nom de condensation statique et de synthèse modale.

Méthode de condensation statique

La méthode de condensation statique, proposée indépendamment par Guyan [67] et Irons [68], consiste à décomposer le système en degrés de liberté maîtres (ou dynamiques), qui sont représentatifs du comportement dynamique du système, et esclaves (ou statiques). La procédure de condensation consiste à éliminer les degrés de liberté esclaves en négligeant leur inertie. La base de Ritz utilisée dans la procédure de condensation statique s'écrit alors :

$$[\phi^G] = \begin{bmatrix} I_{mm} \\ -K_{ee}^{-1} K_{em} \end{bmatrix} \quad (1.43)$$

où I_{mm} est la matrice identité, K_{ee} est la matrice de raideur des degrés de liberté esclaves et K_{em} est la matrice de raideur liant les degrés de liberté maîtres et esclaves.

La principale hypothèse de cette méthode consiste donc à dire que pour les modes basses fréquences, les forces d'inertie des degrés de liberté esclaves sont négligeables par rapport aux forces élastiques transmises par les degrés de liberté maîtres. Les degrés de liberté esclaves sont donc supposés se déplacer de manière quasi-statique avec les degrés de liberté maîtres.

Méthode de synthèse modale

La méthode de synthèse modale (Component mode synthesis en anglais) a été introduite par Hurty en 1965 [69] et repose sur l'utilisation des modes propres de la structure. Cependant, l'utilisation des modes propres comme base de réduction pose le problème de la troncature modale. En effet, en théorie, il faut une infinité de modes propres pour assurer la convergence des résultats. En pratique, on est amené à ne sélectionner qu'un certain nombre de modes représentatifs du comportement dynamique du système. Pour remédier au problème de troncature, les méthodes de réductions à interface fixes et à interfaces libres ont été développées.

Méthodes de sous-structuration dynamique

La méthode de réduction modale à interfaces fixes la plus utilisée de nos jours est la méthode de Craig-Bampton [70]. Elle repose sur une sous-structuration du système linéaire donnée par l'équation (1.41) en degré de liberté de frontière et en degrés de liberté intérieurs. Le système linéaire s'écrit alors :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ff} & K_{fi} \\ K_{if} & K_{ii} \end{bmatrix} + j\omega \begin{bmatrix} C_{ff} & C_{fi} \\ C_{if} & C_{ii} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_{ff} & M_{fi} \\ M_{if} & M_{ii} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} X_f \\ X_i \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_f \\ F_i \end{Bmatrix} \quad (1.44)$$

Il faut ensuite calculer la base de réduction de Craig-Bampton à partir de cette partition du système linéaire. Cette base de réduction est, tout d'abord, former à partir de modes statiques (ou contraints) correspondant à la déformée statique du système lorsque l'on impose un déplacement unitaire sur un degré de liberté de frontière, les autres degrés de liberté de frontière étant bloqués. Il y a, par conséquent, autant de modes statiques de degré de liberté de frontière. Ensuite, il faut calculer la base des modes encastrés, qui correspond au calcul de la base modale du système dont tous les degrés de liberté de frontière sont bloqués. La base modale de Craig-Bampton s'écrit ainsi :

$$[\phi^{CB}] = \begin{bmatrix} I_{ff} & 0 \\ -K_{ii}^{-1}K_{if} & \phi_i^e \end{bmatrix} \quad (1.45)$$

où ϕ_i^e est la base des modes encastrés, tronquée au N premiers modes encastrés.

Il est intéressant de noter l'analogie entre la première colonne de l'équation (1.44) et la base de Ritz utilisée dans la méthode de condensation statique. On peut donc dire que les modes statiques de la méthode de Craig-Bampton correspondent à une condensation statique, dans laquelle les degrés de liberté de frontière s'apparentent aux degrés de liberté maîtres et les degrés de liberté intérieurs aux degrés de liberté esclaves.

Contrairement à la méthode de réduction à interfaces fixes, les méthodes de réduction à interfaces libres s'appuient sur la projection du modèle éléments finis sur sa base modale libre, tronquée aux N premiers modes. MacNeal a été le premier à proposer une méthode à interfaces libres intégrant une correction pseudo-statique [71]. La correction pseudo-statique proposée par MacNeal est un enrichissement de la base modale par des modes d'attache (aussi appelés modes résiduels), correspondant à la déformée statique du système sous un chargement imposé. Ce mode d'attache est obtenu en calculant la flexibilité statique résiduelle R_s^{res} appliquée à l'effort F imposé sur la structure :

$$R_s^{res} = K^{-1} - \phi_n \Omega_n^{-1} \phi_n^T \quad (1.46)$$

où K est la matrice de raideur du modèle éléments finis, ϕ_n est la base des modes libres de la structure tronquée au N premiers modes et Ω_n est la matrice diagonale des N premières fréquences propres (avec $\Omega_n = \omega_n^2$).

La base modale de MacNeal est alors donné par :

$$[\phi^{McN}] = [\phi_n \mid R_s^{res} F] \quad (1.47)$$

D'autres méthodes de réduction à interfaces libres ont été développées. On peut ainsi citer la méthode de Craig-Martinez [72], qui correspond à une sous-structuration de la méthode de réduction de MacNeal en degrés de liberté intérieurs et de frontière.

D'une manière générale, la méthode de synthèse modale s'appuie sur l'utilisation de bases de réduction possédant un sens physique, que ce soit par l'utilisation de modes propres correspondant aux vibrations libres du système, de modes d'attache correspondant à la déformée statique du système sous chargement imposé ou de modes contraints correspondant à la déformée statique sous déplacement imposé.

La méthode de synthèse modale a été utilisée avec succès par de nombreux auteurs. On trouve ainsi dans la littérature des applications de la méthode de Craig-Bampton dans le cadre du calcul parallèle sur des modèles de grandes tailles [73] ou pour la résolution du problème d'interaction fluide-structure [74]. De même, on trouve de nombreux exemples d'utilisation des modes d'attache pour la résolution des problèmes d'interaction fluide-structure en fluide lourd ou léger [75, 76, 77, 78] ou l'évaluation de fonctions de transfert sur une caisse en blanc d'automobile [79].

Procédure de réorthogonalisation

L'un des intérêts de la synthèse modale réside dans l'utilisation des modes propres de la structure. Ces derniers ont la particularité de posséder des propriétés d'orthogonalité par rapport aux matrices de masse M et de raideur K . De ce fait, si l'on utilise les modes propres comme base de réduction, on est amené à résoudre un système diagonal de dimensions réduites, puisque quelques centaines de modes suffisent pour décrire correctement la dynamique d'une structure en basses fréquences. Or, les bases de réduction construites à partir de la méthode à interface fixes de Craig-Bampton ou des méthodes à interfaces libres de MacNeal ou Craig-Martinez ne possèdent plus les propriétés d'orthogonalité de la base des modes propres. Le système réduit ainsi obtenu n'est donc plus diagonal, ce qui tend à augmenter les temps

de calculs. Pour remédier à ce problème, une procédure de réorthogonalisation de la base de réduction peut alors être utilisée.

La procédure consiste à orthogonaliser les modes complémentaires (modes statiques ou modes d'attache) par rapport aux modes propres de vibration retenus dans la base modale, de manière à assurer l'orthogonalité par rapport aux matrices de masse et de raideur [80]. Le processus de réorthogonalisation consiste tout d'abord à déterminer l'ensemble des valeurs propres du problème réduit suivant :

$$[[\phi_{or}^T K \phi_{or}] - \omega_R^2 [\phi_{or}^T M \phi_{or}]] \{\phi_R\} = \{0\} \quad (1.48)$$

où ϕ_{or} est la base de réduction originale (ϕ^{CB} ou ϕ^{McN}), ϕ_R les modes propres du système réduit et ω_R les pulsations propres du système réduit.

La nouvelle base orthogonale $[\phi^\perp]$ contenant N modes propres et N_c modes complémentaires est alors donné par le changement de base :

$$[\phi^\perp] = [\phi_{or}][\phi_R] \quad (1.49)$$

1.3.1.2 Méthode des éléments de frontière (BEM)

La méthode des éléments de frontière (BEM en anglais pour Boundary Element Method) est une méthode de résolution numérique des équations aux dérivées partielles basée sur la théorie des équations intégrales [81]. Cette méthode est une alternative à la méthode des éléments finis lorsque l'on s'intéresse aux phénomènes de propagation en espace infini, comme les problèmes de rayonnement de structure en acoustique. En effet, pour ce type de problème, la BEM présente l'avantage de ne requérir que le maillage d'enveloppe de la structure considérée, ce qui permet de réduire le nombre de degrés de liberté du modèle BEM. Cependant, la formulation BEM produit des matrices pleines, en général non-symétriques, ce qui conduit à des temps de calcul importants pour des modèles de grandes tailles.

Pour pallier cette difficulté, des solveurs itératifs peuvent être utilisés, dont des exemples d'applications à l'acoustique peuvent être trouvés dans [82, 83, 84]. Une autre possibilité consiste à utiliser la méthode multipôle rapide (FMM en anglais pour Fast Multipole Method) [85, 86].

Malgré ses avantages, la BEM n'est pas bien adaptée à la résolution de problème d'acoustique en espace clos, en raison de la difficulté de calcul de la fonction de Green du problème associé. Dans ce cas, la méthode éléments finis est en générale privilégiée, comme le présente les applications de la méthode FEM au couplage structure-cavité [87, 88, 89], pour lesquelles des procédures de symétrisation ont été mises en place pour le calcul des modes couplés, permettant ainsi de résoudre le problème par décomposition modale. Des méthodes de couplage FEM-BEM ont également été développées pour des problèmes 2D [90] et 3D [91, 92, 93], afin de bénéficier des avantages des deux méthodes.

1.3.1.3 Limites des méthodes FEM et BEM

Les méthodes de type FEM ou BEM sont, en pratique, limitées au domaine des basses fréquences. Ceci est dû à la nécessité de discrétiser le domaine d'étude en éléments, dont le nombre est déterminé en fonction des longueurs d'onde à représenter et donc de la fréquence

maximale d'étude. De ce fait, plus la fréquence maximale d'étude est élevée, plus la discrétisation du domaine doit être fine, ce qui peut conduire à des maillages de plusieurs millions de degrés de liberté pour des applications industrielles [94]. En conséquence, ces méthodes sont limitées aux gammes de fréquences, où le système possède un comportement modal marqué. Lorsque la densité modale du système est telle que le nombre de degrés de liberté à traiter devient prohibitif, on utilise en général des méthodes prédictives basées sur des approches énergétiques ou asymptotiques permettant de dégager les principales caractéristiques de la dynamique d'un système.

1.3.2 Méthodes prédictives en moyennes et hautes fréquences

Comme nous venons de le voir dans la section précédente, le premier obstacle à l'application des méthodes FEM et BEM dans le domaine des moyennes et hautes fréquences concerne la taille des modèles numériques à traiter. Il y a, d'autre part, des incertitudes concernant la précision du calcul des modes propres de rang élevés pour des systèmes matriciels de grandes dimensions. Le second obstacle tient à l'impossibilité de posséder une connaissance complète et précise des caractéristiques dynamiques d'un système, que ce soit du point de vue de la géométrie, des conditions aux limites, des matériaux ou des excitations. De ce fait, d'importantes dispersions peuvent apparaître lors de la mesure des réponses vibratoires ou acoustiques de structures apparemment identiques comme le montrent Fahy sur un ensemble de canettes [95] ou Bernhard sur une centaine de véhicule d'une même série [96]. Cette sensibilité ou variabilité, augmentant avec la fréquence, a conduit au développement de méthodes spécifiques au domaine des moyennes et hautes fréquences.

Dans le domaine des hautes fréquences, les approches énergétiques et asymptotiques sont généralement privilégiées. Elles permettent généralement de décrire de façon globale la réponse de systèmes complexes. Parmi les approches énergétiques, on peut ainsi citer la méthode SEA (Statistical Energy Analysis) [97, 98, 99, 100, 101], la méthode WIA (Wave Intensity Analysis) [102, 103] ou encore les méthodes Power Flow [104, 105, 106, 107]. Parmi les méthodes asymptotiques, les principales approches développées sont la *Mean Value Method* [108, 109, 110, 111] et la méthode de l'enveloppe complexe [112, 113, 114, 115].

La problématique moyennes fréquences est issue de l'incapacité des méthodes hautes fréquences (SEA, WIA, Power Flow, ...) à prédire correctement la réponse de systèmes possédant une densité modale insuffisante pour pouvoir être traitée avec ces méthodes, mais trop grande pour être obtenue à partir des méthodes basses fréquences, de type FEM et BEM, qui conduisent à des modèles de grandes dimensions. De nombreux travaux ont été menés pour développer des méthodes capables de traiter les différentes échelles que présente un système complexe en moyennes fréquences. Parmi les travaux publiés dans la littérature, nous retiendrons :

- La théorie du flou structural, dont l'objectif est de déterminer de manière probabiliste l'influence d'une structure floue (i.e. mal connue) sur une structure maîtresse déterministe [116, 117, 118, 119],
- La méthode SmEdA (Statistical modal Energy distribution Analysis), qui est une reformulation de la méthode SEA basée sur la relaxation de l'hypothèse d'équirépartition des énergies modales et permettant de déterminer la répartition de l'énergie dans un

sous-système [120, 121, 122, 123],

- La méthode des mobilités énergétiques permettant de déterminer la réponse de systèmes couplés par points [124, 125] ou par une surface [126],
- La méthode hybride FEM-SEA, basée sur la partition d'un système complexe en composantes globales résolues par FEM et en composantes locales résolues par SEA [127, 128, 129, 130]

1.3.3 Méthode PTF (Patch Transfer Functions)

La méthode PTF est une approche développée par Maxit et al. [131], à partir des travaux de Cacciolati et Guyader [132] sur les mobilités acoustiques, afin de traiter des problèmes acoustiques en basses et moyennes fréquences. L'objectif consiste à calculer la pression acoustique dans un milieu fluide en sous-structurant le domaine d'étude en différents sous-systèmes, dont l'interface est discrétisée en surfaces élémentaires appelées pavés (cf. figure 1.13). Elle s'appuie, d'autre part, sur le calcul, pour chaque sous-système découplé, d'un ensemble de fonctions de transfert moyennées spatialement sur les pavés, d'où le nom de *Patch Transfer Functions* donné à ces fonctions. Ces PTF, correspondant à des impédances acoustiques, sont calculées sur chaque pavé de la surface de couplage (interface) et assemblées en utilisant le principe de superposition et les conditions de continuité à l'interface.

L'un des avantages de la méthode réside dans la possibilité de combiner différentes approches pour calculer la réponse d'un système multi-couplé, puisque les PTF peuvent être obtenues analytiquement ou numériquement (FEM, BEM, intégrale de Rayleigh,...), mais aussi par la mesure [131, 133]. Par conséquent, un calcul parallèle des PTF peut être envisagé, puisque chaque sous-système est étudié séparément. D'autre part la méthode PTF conduit généralement à des systèmes numériques pleins, à coefficients complexes, symétriques, mais de faibles dimensions, ce qui permet un traitement rapide par des ordinateurs standards.

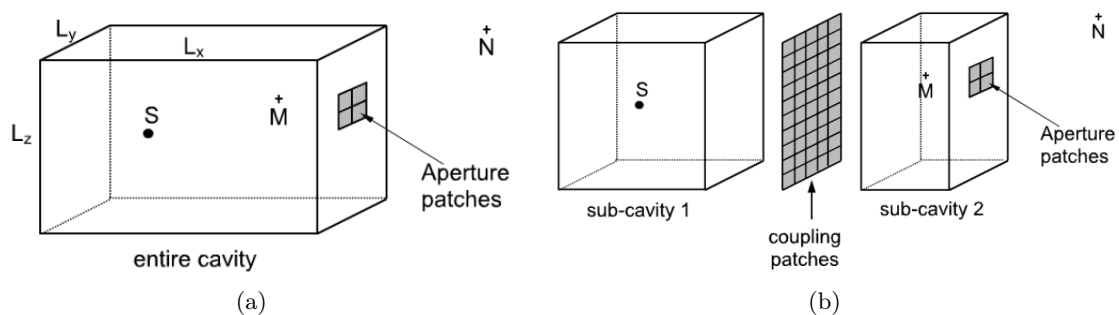


FIGURE 1.13 – Exemple de sous-structuration par la méthode PTF pour le bruit rayonné par un haut-parleur (S) à travers l'ouverture d'une cavité acoustique - (a) définition de deux sous-systèmes : une cavité acoustique et un milieu extérieur et (b) définition de trois sous-systèmes : deux sous-cavités et un milieu extérieur, d'après Totaro et al. [134]

Cette approche a été essentiellement utilisée pour traiter des problèmes acoustiques. La méthode PTF a ainsi permis d'étudier avec succès le rayonnement d'un haut-parleur à travers

l'ouverture d'une cavité rigide [134, 131], le couplage entre deux cavités acoustiques [133] ou encore le bruit rayonné à travers les ouvertures d'un compartiment moteur d'une automobile [134, 133]. Elle a également été utilisée dans un contexte vibro-acoustique, à travers l'étude de la transparence acoustique de doubles parois en air [135].

1.4 Positionnement de notre étude

Dans le cadre de cette thèse, nous cherchons à décrire le comportement vibro-acoustique d'une structure soumise à une CLT et couplée à une cavité acoustique d'eau et à un milieu fluide extérieur. L'application visée est l'étude du bruit propre hydrodynamique au niveau de l'antenne d'étrave d'un sous-marin.

A partir de l'étude bibliographique que nous avons menée, il nous a paru intéressant de modéliser le comportement vibro-acoustique d'un tel système par l'approche PTF, car elle permet de sous-structurer le problème étudié sans émettre d'hypothèses sur la force de couplage entre les différents sous-systèmes, contrairement à la méthode SEA basée, entre autre, sur une hypothèse de couplage faible qui n'est pas vérifiée pour un couplage en fluide lourd. D'autre part, elle fournit localement la réponse vibro-acoustique d'un système, contrairement aux méthodes énergétiques (SEA, WIA, méthodes Power Flow), qui sont des approches globalisantes. Nous présenterons ainsi, dans le chapitre 2, les principales équations régissant la méthode PTF pour résoudre les problèmes d'interaction fluide-structure en fluide lourd. Ce chapitre nous permettra de mettre en lumière les difficultés de convergence de la méthode, qui sont liées, notamment, à la nécessité de prendre en compte un très grand nombre de modes lors du calcul des PTF de cavité par synthèse modale. Nous montrerons également, qu'en fluide lourd, un critère de maillage de 6 pavés par longueur d'onde de flexion de la structure *in vacuo* est nécessaire pour assurer la convergence de la méthode PTF, car le couplage structure-cavité est fort et non résonant. Ceci est une conséquence de la procédure de moyennage spatial inhérente à la méthode, qui conduit à une mauvaise représentation des mécanismes de couplage. Partant de ce constat, nous proposerons, dans le troisième chapitre, différentes stratégies permettant d'accélérer la convergence de la méthode. Tout d'abord, pour accélérer la convergence des PTF de cavité et limiter l'effet de troncature modale, le concept de déformée résiduelles par pavé est introduit. Ensuite, pour limiter l'effet du moyennage spatial, nous sous-structurerons différemment le problème en définissant un sous-système de type structure-cavité. Nous montrerons ainsi que l'emploi de ces stratégies s'avère efficace en termes de convergence et de temps de calculs.

Le quatrième chapitre proposera une mise en œuvre de la méthode PTF pour prédire le comportement vibro-acoustique en fluide lourd d'une structure soumise à un écoulement turbulent et couplée à un milieu fluide extérieur et à une cavité acoustique, encombrée ou non par des structures déformables. Nous développerons, dans ce chapitre, une approche permettant d'introduire une excitation aléatoire, comme la CLT, dans un modèle vibro-acoustique déterministe et de tenir compte des corrélations spatiales de ce type d'excitation. Pour cela, nous proposerons, par analogie avec la théorie du champ diffus, une méthode basée sur la décomposition de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale de la CLT par un cumul d'ondes planes pariétales décorrélées. Afin de traiter complètement le problème étudié, nous compléterons le modèle PTF en introduisant le calcul des PTF d'un milieu fluide extérieur

pour une surface de couplage de géométrie quelconque et celui de cavités encombrées par des structures déformables. Dans ce dernier cas, nous nous intéresserons plus particulièrement aux simplifications qui peuvent être réalisées dans les modèles éléments finis, lorsque les longueurs d'onde naturelles des structures non excitées encombrant les cavités sont petites devant la longueur d'onde acoustique. Nous montrerons théoriquement que, sous ces conditions, de telles structures ne répondent alors qu'en masse. La démonstration, établie à partir de l'équation d'une plaque infinie, sera illustrée par un exemple de calcul des PTF d'une cavité acoustique encombrée par une structure suspendue composée d'un assemblage de plaques.

De l'approche développée dans le chapitre 4 pour introduire la CLT dans les modèles déterministes découlera un procédé expérimental, permettant de caractériser le comportement d'une structure vis-à-vis d'une couche limite turbulente sans utiliser physiquement un écoulement. La description et la mise au point de ce procédé feront l'objet du cinquième chapitre. Dans ce chapitre, nous montrerons que la décomposition en ondes planes décorrélatées nécessite la génération de champs de pression pariétale correspondant à ceux que l'on obtiendrait à partir d'ondes planes propagatives et évanescentes. Cela conduira à une difficulté expérimentale, dans la mesure où il est délicat de générer facilement des ondes évanescentes. Pour pallier ce problème, nous utiliserons la linéarité des phénomènes pour décomposer chaque onde plane pariétale sur une base de monopôles acoustiques. Une étude numérique nous permettra alors d'étudier l'influence des différents paramètres de l'antenne (nombre de monopôles, taille de l'antenne et distance antenne-paroi) et de valider cette approche au moyen d'une expérience simulée numériquement. L'application expérimentale peut, néanmoins, s'avérer délicate, dans la mesure où le nombre de monopôles acoustiques augmente avec la fréquence. Pour limiter le nombre de sources et gagner en flexibilité, nous introduisons alors le concept d'antenne synthétique, qui consiste à mesurer la réponse de la structure à une seule source monopolaire que l'on balaie spatialement et à sommer les réponses pondérées de manière adéquate pour obtenir virtuellement la réponse aux réseaux de monopôles acoustiques. La validation expérimentale des principes présentés dans le chapitre 5 sera discutée dans le dernier chapitre.

2

Résolution du problème d'interaction fluide-structure par la méthode PTF en fluide lourd

Nous nous intéressons, dans ce chapitre, à la résolution du problème d'interaction fluide-structure par la méthode PTF (pour Patch Transfer Functions) en fluide lourd. Il s'agit de modéliser par cette méthode le couplage entre une cavité acoustique et une structure dans une gamme de fréquences étendue, i.e. d'une centaine de Hz à quelques kHz. Ce type d'interaction a été abondamment traité dans la littérature, en particulier, par la méthode des éléments finis. Cependant, les temps de calculs, associés aux méthodes basées sur une discrétisation des domaines d'étude, augmentent avec la fréquence, comme nous l'avons vu dans la section 1.3 du chapitre 1. Pour contourner cette difficulté, nous proposons d'utiliser la méthode PTF, qui est une approche par sous-structuration de domaines. Cette approche consiste à discrétiser la surface de couplage entre deux sous-systèmes en éléments appelés pavés, sur lesquels les fonctions de transfert caractéristiques de chaque sous-système découplé sont calculées. Ces fonctions sont alors assemblées à partir des équations de continuité afin de calculer la réponse globale du système couplé.

Cette méthode a été principalement employée pour traiter des problèmes d'acoustique, notamment automobile. Nous allons, dans ce chapitre, appliquer ce formalisme pour étudier le couplage fort entre une structure et une cavité.

Après avoir présenté le formalisme de la méthode PTF, adapté à l'étude des problèmes vibro-acoustiques linéaires, une procédure de calcul des PTF, basée sur la méthode éléments finis, est présentée. Nous appliquons ensuite ce formalisme au calcul de la réponse vibro-acoustique d'un système structure-cavité soumis à une excitation mécanique ponctuelle en fluide lourd (eau). Ces études nous permettent de montrer qu'une attention particulière doit être portée aux calculs des PTF de cavité acoustique, ainsi qu'au critère de discrétisation de la surface de couplage en pavés.

2.1 Pose du problème vibro-acoustique

Considérons deux milieux continus Ω_f et Ω_s , représentant respectivement les milieux fluide et solide, comme schématisé en figure 2.1. Notons Γ_i , l'interface entre les deux milieux continus et \mathbf{n}_f et \mathbf{n}_s les normales extérieures aux milieux fluide et solide. La frontière du domaine solide est notée $\Gamma_s = \Gamma_D^s \cup \Gamma_N^s \cup \bar{\Gamma}_s$ ($\bar{\Gamma}_s = \Gamma_s \setminus (\Gamma_D^s \cup \Gamma_N^s)$), où des conditions aux limites de types Dirichlet ou Neumann sont imposées (D : Dirichlet et N : Neumann). On définit de même les conditions aux limites sur la frontière du domaine fluide notée $\Gamma^f = \Gamma_D^f \cup \Gamma_N^f \cup \bar{\Gamma}_f$ ($\bar{\Gamma}_f = \Gamma^f \setminus (\Gamma_D^f \cup \Gamma_N^f)$). Nous supposons enfin que les milieux fluide et solide sont respectivement excités par une source acoustique S_0 et une pression f_s .

Si nous supposons également les excitations harmoniques, de pulsation ω , le déplacement du solide en un point $M \in \Omega_s$ s'écrit alors $\mathbf{u}_s(M, t) = \mathbf{u}_s(M)e^{j\omega t}$, tandis que la pression en un point $M' \in \Omega_f$ s'écrit $p(M', t) = p(M')e^{j\omega t}$.

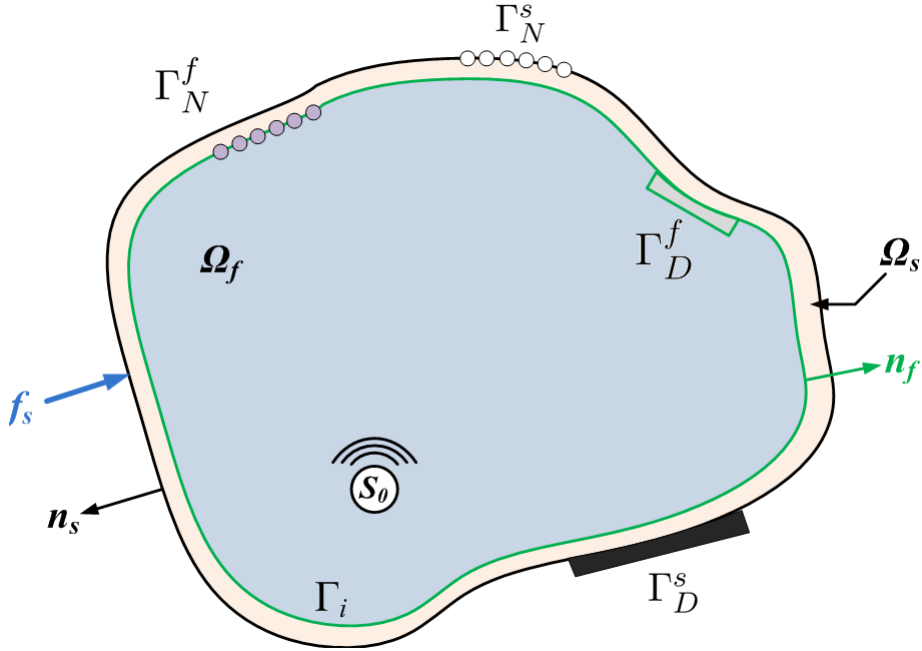


FIGURE 2.1 – Définition du problème d'interaction fluide-structure

Dans une telle configuration, les équations régissant les mouvements des deux milieux continus couplés sont :

- dans le milieu élastique :

$$\begin{cases} \operatorname{div} [\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_s(M))] + \omega^2 \rho_s \mathbf{u}_s(M) = f_s & \forall M \in \Omega_s \\ \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_s(Q)) \cdot \mathbf{n}_s = \boldsymbol{\sigma}_s^0 & \forall Q \in \Gamma_N^s \\ \mathbf{u}_s(Q) = \mathbf{u}_s^0 & \forall Q \in \Gamma_D^s \end{cases} \quad (2.1)$$

où ρ_s est la masse volumique de la structure, $\boldsymbol{\sigma}_s^0$ une contrainte imposée sur Γ_N^s et \mathbf{u}_s^0 un déplacement imposé sur Γ_D^s .

- dans le milieu fluide :

$$\begin{cases} \Delta p(M') + k_0^2 p(M') = S_0 & \forall M' \in \Omega_f \\ p(Q') = p_f^0 & \forall Q' \in \Gamma_D^f \\ \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}_f}(Q') = \rho \omega^2 \mathbf{u}_f^0(Q') & \forall Q' \in \Gamma_N^f \end{cases} \quad (2.2)$$

où $k_0 = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde acoustique, p_f^0 est une pression imposée sur Γ_D^f et \mathbf{u}_f^0 est le déplacement imposé au fluide sur Γ_N^f .

- à l'interface entre les deux milieux continus

$$\begin{cases} \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_s(N)) \cdot \mathbf{n}_f + p(N) \cdot \mathbf{n}_f = \mathbf{0} & \forall N \in \Gamma_i \\ \mathbf{u}_s(N) \cdot \mathbf{n}_f - \mathbf{u}_f(N) \cdot \mathbf{n}_f = 0 & \forall N \in \Gamma_i \end{cases} \quad (2.3)$$

où la première équation exprime la continuité des contraintes à l'interface, reliant les contraintes à l'interface du solide à la pression acoustique exercée par le fluide, tandis que la seconde exprime la continuité des déplacements du solide et du fluide (condition de non-glissement à la paroi).

La résolution du problème d'interaction fluide-structure consiste donc à déterminer le couple d'inconnues (\mathbf{u}_s, p) , solution du système d'équation aux dérivées partielles donné par les équations (2.1)-(2.3). Ce système d'équations peut être résolu analytiquement, lorsque les sous-systèmes sont de géométries simples, en utilisant les expressions analytiques des bases modales de chaque sous-système découplé [136, 137, 138, 139]. Pour des systèmes de géométries plus complexes, la méthode des éléments finis est privilégiée [88, 140].

2.2 Présentation de la méthode PTF

2.2.1 Description de la méthode

La méthode PTF [131, 133, 134] est une approche permettant le calcul de la réponse de systèmes complexes, couplés au niveau de leur interface commune, qui est divisée en éléments de surface appelés pavés. Cette approche, reposant sur les concepts de sous-structuration de domaines et d'impédance/mobilité, consiste à étudier chaque sous-système indépendamment, afin de construire un ensemble de fonctions de transfert moyennées spatialement sur les pavés. Ces fonctions de transferts, nommées PTF, sont calculées sur chaque pavé de la surface de couplage (interface) et assemblées en utilisant le principe de superposition et les conditions de continuité à l'interface.

Cette méthode est particulièrement bien adaptée à l'étude de systèmes complexes, dans la mesure où chaque sous-système est décrit par son propre modèle éléments finis et résolu indépendamment des autres. De ce fait, une modification de l'un des sous-systèmes ne nécessite qu'une simple mise-à-jour des PTF de ce sous-système, pourvu que la géométrie de l'interface reste inchangée. D'autre part, la formulation PTF conduit généralement à des modèles numériques de faibles dimensions pouvant être traités efficacement et rapidement par des ordinateurs standards.

L'un des avantages de la méthode réside dans la possibilité de combiner différentes approches pour calculer la réponse d'un système complexe, puisque les PTF peuvent être obtenues analytiquement ou numériquement (FEM, BEM, intégrale de Rayleigh,...), mais aussi par la mesure. Par ailleurs, lorsque les PTF sont calculées à partir de la formulation éléments finis des sous-systèmes, l'utilisation de maillages incompatibles à l'interface est possible, puisque le problème de compatibilité est résolu par le maillage de pavés, qui ne relie pas les valeurs nodales mais les valeurs moyennées sur la surface d'un pavé comme l'illustre la figure 2.2.

Enfin, la méthode PTF diffère des méthodes classiques de sous-structuration, comme la méthode à interfaces fixes de Craig-Bampton par exemple (cf. chapitre 1, section 1.3.1), dans la mesure où le couplage entre les sous-systèmes est réalisé au niveau des pavés et non au niveau des nœuds du maillage. On peut également souligner que Ouisse et al. [133] et Chazot et Guyader [135] ont montré que le nombre de pavés requis est inférieur au nombre de nœuds de frontière. Par conséquent, la taille du modèle PTF est, en général, inférieure à celle du modèle obtenu par la méthode de Craig-Bampton. En effet, la dimension du modèle PTF est $N_{pav} \times N_{pav}$ (N_{pav} : nombre de pavés), tandis que la dimension du modèle obtenu par la méthode de réduction de Craig-Bampton est $(N_f + N_e) \times (N_f + N_e)$ (N_f : nombre de degrés de liberté de frontière, N_e : nombre de modes encastrés retenus dans la base de réduction modale).

2.2.2 Formalisme PTF étendu à l'étude des problèmes vibro-acoustiques

2.2.2.1 Définition des PTF

Pour résoudre un problème de type structure-cavité comme présenté en figure 2.2 par la méthode PTF, le système global est divisé en deux sous-systèmes, correspondant respectivement à la structure élastique et à la cavité acoustique. Les PTF de chaque sous-système sont alors définies au niveau de la surface de couplage Γ_i discrétisée en pavés.

Pour la structure élastique, la PTF Y_{jk}^s , entre un pavé excité k et un pavé récepteur j , est une mobilité par pavé, définie comme le rapport de la vitesse normale moyenne \bar{v}_j^s sur le pavé j et de la pression moyenne \bar{p}_k^s sur le pavé k :

$$Y_{jk}^s = \frac{\bar{v}_j^s}{\bar{p}_k^s} \quad (2.4)$$

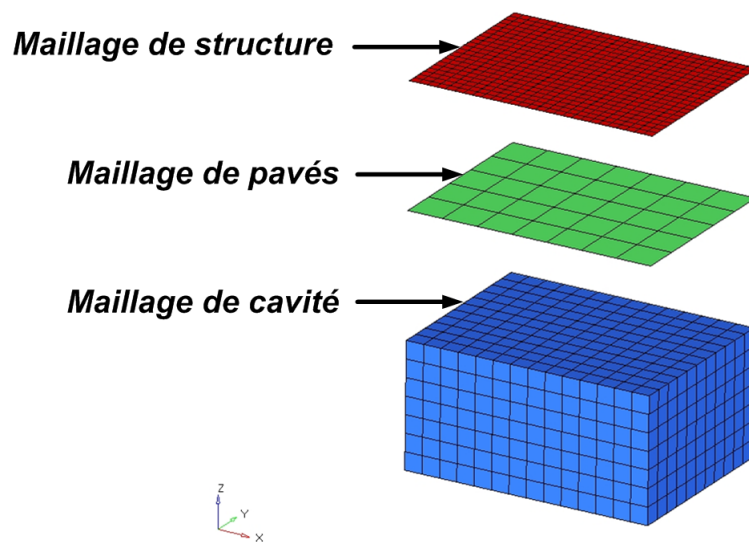
où $\bar{\bullet}_p = \frac{1}{S_p} \int_{S_p} \bullet dS_p$ est la moyenne spatiale sur le pavé p .

Nous définissons, de même, la PTF Y_{Lk}^s , correspondant à la mobilité entre un pavé excité k et un point d'écoute L de la structure, comme le rapport de la vitesse normale de la structure $v^s(L)$ au point L et de la pression moyenne \bar{p}_k^s sur le pavé k :

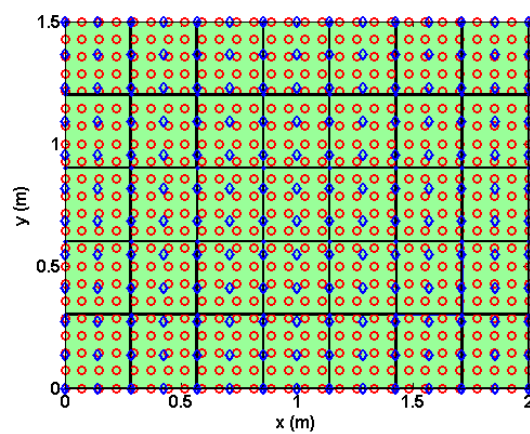
$$Y_{Lk}^s = \frac{v^s(L)}{\bar{p}_k^s} \quad (2.5)$$

Pour la cavité acoustique, la PTF Z_{jk}^c , entre un pavé excité k et un pavé récepteur j , est une impédance par pavé, définie comme le rapport de la pression acoustique moyenne \bar{p}_j^c sur le pavé j et de la vitesse particulière moyenne \bar{v}_k^c sur le pavé k :

$$Z_{jk}^c = \frac{\bar{p}_j^c}{\bar{v}_k^c} \quad (2.6)$$



(a)



(b)

FIGURE 2.2 – Utilisation de maillages incompatibles avec la méthode PTF (a) Définition du modèle PTF et (b) Détection des nœuds du maillage éléments finis inclus dans les pavés : (o) nœud de la structure et (◇) nœud de la cavité

Nous définissons également la PTF Z_{Mk}^s , correspondant à l'impédance entre un pavé excité k et un point d'écoute M de la cavité acoustique, comme le rapport de la pression acoustique $p^c(M)$ au point M de la cavité et de la vitesse particulaire moyenne \bar{v}_k^c sur le pavé k :

$$Z_{Mk}^c = \frac{p^c(M)}{\bar{v}_k^c} \quad (2.7)$$

2.2.3 Couplage des sous-systèmes

Le couplage des sous-systèmes est réalisé en écrivant la continuité des pressions et des vitesses sur chaque pavé de la surface couplage Γ_i . Les conditions de couplage sur un pavé j s'écrivent ainsi :

$$\begin{cases} \bar{p}_j^s = \bar{p}_j^c = \bar{p}_j \\ \bar{v}_j^s = \bar{v}_j^c = \bar{v}_j \end{cases} \quad (2.8)$$

Ces conditions de couplage sont ensuite utilisées pour déterminer la vitesse normale de couplage \bar{v}_j ou la pression de couplage \bar{p}_j sur chaque pavé j . Pour cela, nous utilisons la linéarité du problème. Lorsque la structure est excitée, il s'agit de définir la vitesse normale de la structure \bar{v}_j^s sur le pavé j comme la superposition de la vitesse de la structure *in vacuo* \tilde{v}_j^s (réponse forcée de la structure découplée) et de la vitesse normale $Y_{jk}^s \bar{p}_k$ due à la pression créée par la cavité acoustique sur la structure :

$$\bar{v}_j^s = \tilde{v}_j^s + Y_{jk}^s \bar{p}_k \quad (2.9)$$

En introduisant alors les conditions de couplage définies par l'équation (2.8) dans l'équation (2.9), nous obtenons la vitesse normale de couplage \bar{v}_j sur le pavé j en l'absence de source acoustique dans la cavité :

$$\bar{v}_j = (\mathbb{I} - Y_{ki}^s Z_{ij}^c)^{-1} \tilde{v}_j^s \quad (2.10)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité.

La connaissance de la vitesse de couplage \bar{v}_j , nous permet alors de calculer la vitesse vibratoire normale $v^s(L)$ en un point L de la structure et la pression acoustique $p^c(M)$ en un point M de la cavité :

$$\begin{cases} v^s(L) = \tilde{v}^s(L) + Y_{Lk}^s Z_{kj}^c \bar{v}_j \\ p^c(M) = Z_{Mj}^c \bar{v}_j \end{cases} \quad (2.11)$$

où $\tilde{v}^s(L)$ est la vitesse vibratoire normale au point L de la structure à vide, i.e. découplée de la cavité.

De manière analogue, lorsque la cavité acoustique est excitée, la pression acoustique \bar{p}_j^c sur le pavé j peut être définie comme la superposition de la pression \tilde{p}_j^c créée sur le pavé j par une source acoustique placée dans la cavité et de la pression $Z_{jk}^c \bar{v}_k^s$ due aux vibrations de la structure élastique :

$$\bar{p}_j^c = \tilde{p}_j^c + Z_{jk}^c \bar{v}_k^s \quad (2.12)$$

L'introduction des conditions de couplage dans l'équation (2.12) permet alors d'obtenir la pression de couplage \bar{p}_j sur le pavé j en l'absence d'efforts exercés sur la structure élastique :

$$\bar{p}_j = (\mathbb{I} - Z_{ki}^c Y_{ij}^s)^{-1} \tilde{p}_k^c \quad (2.13)$$

Nous calculons alors à partir de la connaissance de la pression de couplage \bar{p}_j la vitesse vibratoire normale au point L de la structure et la pression acoustique $p^c(M)$ en un point M de la cavité :

$$\begin{cases} v^s(L) = Y_{Lj}^s \bar{p}_j \\ p^c(M) = \tilde{p}^c(M) + Z_{Mk}^c Y_{kj}^s \bar{p}_j \end{cases} \quad (2.14)$$

où $\tilde{p}^c(M)$ est la pression acoustique au point M de la cavité en l'absence de la structure.

2.3 Calcul et convergence des PTF par éléments finis

Dans cette section, nous présentons une méthode de calcul des PTF pour des structures élastiques et des cavités acoustiques basée sur la méthode des éléments finis et les techniques de réduction modale. Le lecteur pourra trouver, dans l'annexe A, le calcul analytique par décomposition modale des PTF pour une structure élastique de conditions aux limites quelconques et une cavité acoustique à parois rigides.

2.3.1 Calcul et convergence des PTF des structures élastiques

2.3.1.1 Procédure de calcul

La définition des PTF de structures élastiques, donnée en section 2.2.2.1, nécessite le calcul de la vitesse normale lorsqu'une pression constante \bar{p}_k^s est imposée sur le pavé k de surface S_k . Par conséquent, nous devons résoudre pour chaque pavé excité k le système linéaire suivant :

$$[K_{ss} - \omega^2 M_{ss}] \{U_s\} = \{F_k\} \quad (2.15)$$

Dans l'équation (2.15), le terme d'excitation F_k , correspondant à une pression constante \bar{p}_k^s imposée sur le pavé k , est définie par :

$$F_k = \begin{cases} \frac{A_k}{N} \bar{p}_k^s & \text{sur } S_k \\ 0 & \text{sur } \Gamma_i \setminus S_k \end{cases} \quad (2.16)$$

où A_k est l'aire du pavé k et N le nombre de nœuds du modèle éléments finis inclus dans le pavé k .

Pour limiter les temps de calculs, l'équation (2.15) est résolue par projection du modèle éléments finis sur la base des modes propres de la structure élastique. Pour cela, le déplacement $\{U_s\}$ est développé sur les modes de la structure *in vacuo* :

$$\{U_s\} = [\psi_n] \{u_n\} \quad (2.17)$$

où $[\psi_n]$ est la matrice des déformées propres et $\{u_n\}$ le vecteur des amplitudes modales.

Les matrices de masse généralisée $[M_{sn}]$, raideur généralisée $[K_{sn}]$ et d'effort généralisé $[F_{kn}]$ sont alors définies de la manière suivante :

$$\begin{cases} [K_{sn}] = [\psi_n]^T [K_s] [\psi_n] \\ [M_{sn}] = [\psi_n]^T [M_s] [\psi_n] \\ \{F_{kn}\} = [\psi_n]^T \{F_k\} \end{cases} \quad (2.18)$$

Le système réduit résultant, donné par l'équation (2.19), est ainsi résolu à chaque fréquence afin d'obtenir les amplitudes modales $\{u_n\}$ et, par là même, le déplacement $\{U_s\}$ (cf. équation (2.17)) :

$$[K_{sn} - \omega^2 M_{sn}] \{u_n\} = \{F_{kn}\} \quad (2.19)$$

Cette procédure est répétée pour chaque pavé excité k , ce qui conduit à l'obtention d'une matrice des vitesses $[V]$ (en se rappelant que $V = j\omega U_s$) de dimensions $N_{ddl} \times N_{pav}$, où N_{ddl} est le nombre de degrés de liberté de la structure et N_{pav} le nombre de pavés.

Les PTF d'une structure élastique Y_{jk}^s sont alors obtenues en moyennant spatialement les vitesses normales pour tous les nœuds inclus dans le pavé j .

Les PTF de structure Y_{Lk}^s sont simplement obtenues à partir des équations (2.17) et (2.19), puisqu'il suffit de calculer la vitesse normale au point L de la structure pour chaque pavé excité k .

2.3.1.2 Etude de convergence - Influence de la troncature modale

Lorsque l'on calcule les PTF à partir d'une méthode réduction modale, il faut assurer, avant toute chose, la convergence des séries modales tronquées aux N premiers modes représentatifs de la dynamique de la structure dans la bande de fréquences étudiée. La problématique consiste donc à déterminer le nombre de modes propres à retenir dans la base de réduction. Pour répondre à cette question, nous comparons les PTF calculées par résolution directe de l'équation (2.15) et par réduction modale pour un maillage comprenant 80 pavés. La structure étudiée est une plaque d'acier simplement appuyée sur ces quatre bords de 2×1.5 m², d'épaisseur 0.017 m et de facteur d'amortissement $\eta = 0.01$.

Les figures 2.3a et 2.3b présentent respectivement les comparaisons de la mobilité d'entrée du pavé n°1 et de la mobilité de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 obtenues par une résolution directe de l'équation (2.15) avec celles calculées à partir d'une réduction modale tronquée au 70 premiers modes de la structure, i.e. en retenant tous les modes jusqu'à 1300 Hz, ce qui correspond à 2 fois la fréquence maximale d'étude.

Nous observons sur cette figure que les deux courbes sont parfaitement superposées, ce qui montre que la convergence du calcul des PTF de structure est rapide. Les PTF de structures élastiques peuvent donc être obtenue à partir d'une décomposition modale standard, en conservant dans la base de réduction les N premiers modes représentatifs de la dynamique de la structure dans la bande de fréquence étudiée. En particulier, on retiendra tous les modes dont la fréquence propre est inférieure à 2 fois la fréquence maximale d'étude.

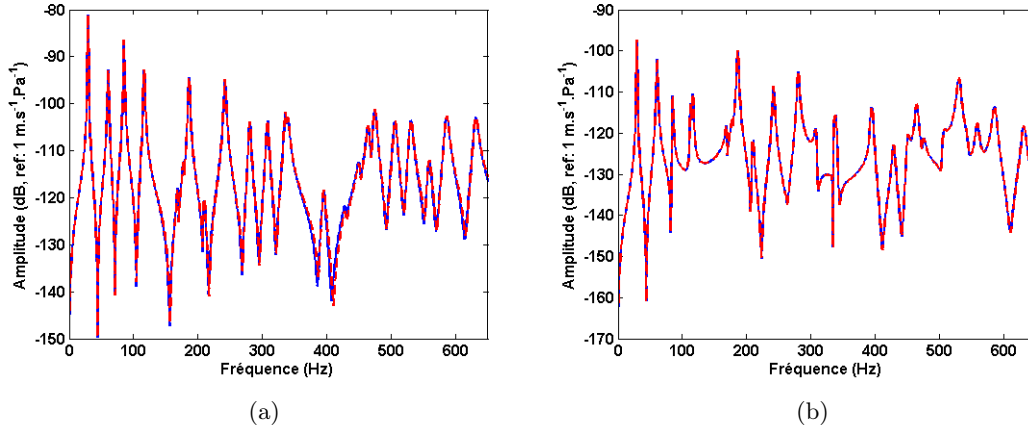


FIGURE 2.3 – Comparaison des PTF de structure : (a) Mobilité d'entrée du pavé n°1 et (b) Mobilité de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et (---) Calcul modal

2.3.2 Calcul et convergence des PTF pour des cavités acoustiques

2.3.2.1 Procédure de calcul

Par définition des PTF de cavités acoustiques, la réponse en pression de la cavité à une vitesse normale constante \bar{v}_k^c prescrite sur le pavé de surface S_k doit être calculée pour chaque pavé excité k . Ceci implique la résolution du modèle éléments finis suivant :

$$[K_{ff} - \omega^2 M_{ff}] \{P\} = \{Q_k\} \quad (2.20)$$

Dans l'équation (2.20), le terme d'excitation Q_k , correspondant à une vitesse constante \bar{v}_k^c imposée sur le pavé k , est définie par :

$$Q_k = \begin{cases} -j\omega \frac{A_k}{N} \bar{v}_k^c & \text{sur } S_k \\ 0 & \text{on } \Gamma_i \setminus S_k \end{cases} \quad (2.21)$$

où A_k est l'aire du pavé k et N le nombre de nœuds du modèle éléments finis inclus dans le pavé k .

Dans ce cas également, l'équation (2.20) est résolue par réduction modale, ce qui signifie que la pression acoustique $\{P\}$ est développée sur la base de ses modes propres de la manière suivante :

$$\{P\} = [\phi_n] \{p_n\} \quad (2.22)$$

où $[\phi_n]$ est la matrice des déformées propres et $\{p_n\}$ est le vecteur des amplitudes modales.

Une fois le système réduit résolu et la pression acoustique déduite de l'équation (2.22), la même procédure que celle employée pour le calcul des PTF de structures élastiques Y_{jk}^s est

utilisée pour obtenir les PTF de cavités acoustiques Z_{jk}^c .

Les PTF de cavité Z_{Mk}^c sont simplement obtenues à partir de la résolution du système réduit, puisqu'il suffit de calculer la pression acoustique au point M de la cavité pour chaque pavé excité k .

2.3.2.2 Etude de convergence - Influence de la troncature modale

Comme nous l'avons fait pour les mobilités de structure, nous allons maintenant étudier la convergence du calcul des impédances d'entrée et de transfert d'une cavité d'eau ($\rho = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$, $c = 1500 \text{ m.s}^{-1}$) à parois rigides de $2 \times 1.5 \times 1 \text{ m}^3$ pour un maillage comprenant 80 pavés.

La figure 2.4 présente les comparaisons de l'impédance d'entrée du pavé n°1 et des impédances de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°2 et entre le pavé n°1 et le pavé n°10 obtenues par une résolution directe de l'équation (2.20) avec celles calculées à partir d'une réduction modale tronquée aux 18 premiers modes de cavité, i.e. en retenant tous les modes jusqu'à 1300 Hz, soit 2 fois la fréquence maximale d'étude. L'analyse de cette figure montre l'influence de la zone de champ proche du pavé excité sur la convergence du calcul de l'impédance d'entrée et de l'impédance de transfert entre deux pavés adjacents (ici les pavés n°1 et 2). Nous constatons dans ce cas que la base de réduction utilisée est insuffisante pour assurer la convergence. En revanche, la convergence est beaucoup plus rapide entre deux pavés relativement éloignés, comme le sont les pavés n°1 et 10. En effet, lorsque le pavé récepteur est dans le champ lointain du pavé excité, sa réponse est seulement liée à la propagation de l'onde acoustique, alors que, s'il se trouve dans la zone de champ proche du pavé excité, sa réponse est fortement influencée par le champ de pression évanescent créé par ce dernier. Par conséquent, le nombre de modes pris en compte dans la base de réduction doit être plus important, afin de prendre en compte la contribution des modes non résonants dans la bande de fréquences étudiée et ainsi limiter l'effet de la troncature modale sur le calcul des PTF d'entrée.

Pour tenter de déterminer un critère de troncature de la base modale, nous avons progressivement augmenté la taille de celle-ci en retenant successivement 47, 172 et 974 modes de cavités. Cela revient à conserver dans la base de réduction tous les modes dont la fréquence propre est respectivement inférieure à 1950 Hz, 3250 Hz et 6250 Hz, ce qui correspond à 3, 5 et 10 fois la fréquence maximale d'étude f_{max} . Les figures 2.5a et 2.5b présentent ainsi l'influence de la troncature modale sur la convergence des PTF d'entrée et de transfert entre deux pavés voisins. Ces figures nous permettent de montrer qu'un très grand nombre de modes de cavité est nécessaire, dans la mesure où l'utilisation d'une base modale calculée jusqu'à $10f_{max}$ s'avère insuffisante pour assurer la convergence du calcul des PTF d'entrée et de transfert entre deux pavés adjacents, contrairement aux PTF de transfert entre deux pavés éloignés, qui ont complètement convergées pour une base modale calculée jusqu'à $3f_{max}$ (cf. figure 2.5c).

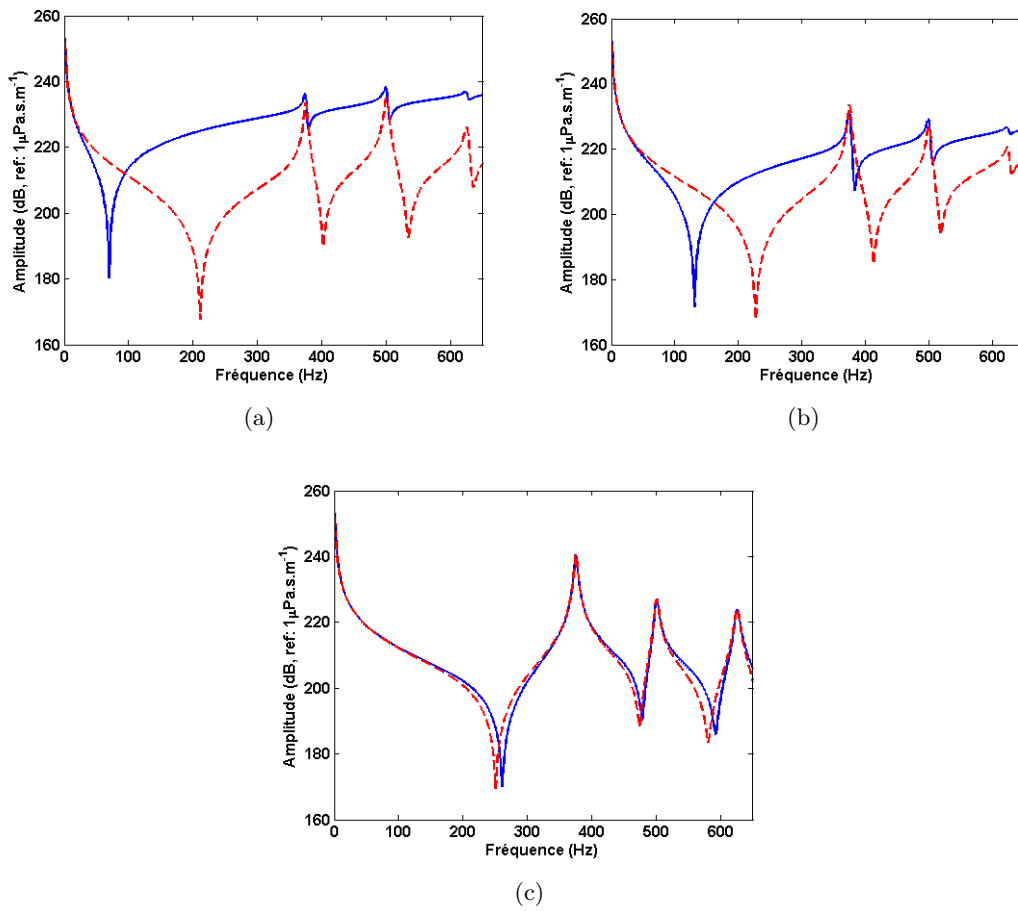


FIGURE 2.4 – Comparaison des PTF de cavité d'eau : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1, (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°2 et (c) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et (---) Calcul modal avec 18 modes retenus dans la base modale

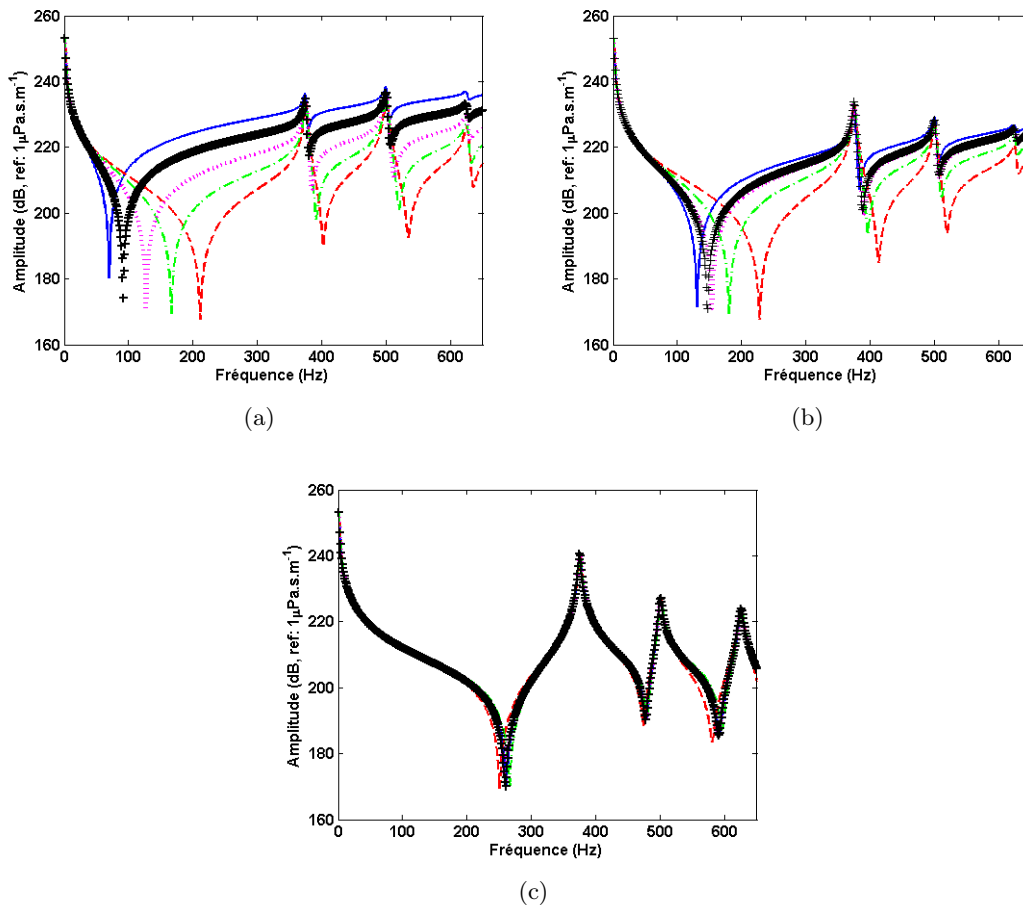


FIGURE 2.5 – Influence de la troncature modale sur le calcul des PTF d’une cavité d’eau : (a) Impédance d’entrée du pavé n°1, (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°2 et (c) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct et calcul modal pour une base de réduction contenant (---) 18 modes ($2f_{max}$), (-.-) 47 modes ($3f_{max}$), (....) 172 modes ($5f_{max}$) et (+) 974 modes ($10f_{max}$)

2.4 Convergence de la méthode PTF - Influence de la discrétisation de la surface de couplage en pavés

Dans la partie précédente, nous nous sommes intéressés au calcul et à la convergence des PTF de structures élastiques et de cavités acoustiques par synthèse modale. Cependant, comme nous le verrons par la suite, la convergence du calcul des PTF n'assure pas nécessairement la convergence de la méthode PTF elle-même. En effet, le paramètre clé de la méthode est le nombre de pavés utilisés pour discrétiser la surface de couplage, puisqu'un maillage de pavés inadapté au type de couplage que l'on traite conduira à des résultats erronés.

Dans cette partie, nous nous intéressons uniquement à l'influence du maillage de pavés sur la qualité des résultats obtenus par la méthode PTF, l'objectif étant de dégager un critère de maillage adapté à l'étude du couplage fort entre une structure et une cavité acoustique, pour des fréquences situées en-dessous de la fréquence critique la structure. Pour cela, les PTF de chaque sous-système sont calculées par résolution directe du problème éléments finis associé (cf. équations (2.15) et (2.20)), afin d'éviter les confusions, liées principalement à l'effet de troncature modale, lors de l'analyse et de l'interprétation des résultats.

2.4.1 Présentation du modèle d'étude

Le système étudié est composé d'une plaque d'acier simplement appuyée sur ces quatre bords de $2 \times 1.5 \text{ m}^2$, d'épaisseur 0.017 m et de facteur d'amortissement $\eta_s = 0.01$, couplée à une cavité acoustique d'eau de $2 \times 1.5 \times 1 \text{ m}^3$, de facteur d'amortissement $\eta_f = 0.01$, comme présenté en figure 2.6. Nous définissons ainsi deux sous-systèmes PTF, le premier correspondant à la plaque et le second à la cavité acoustique. La surface de couplage est donc définie à l'interface physique entre la plaque et la cavité. Par ailleurs, le maillage éléments finis de ce système comprend 9856 nœuds, soit 616 nœuds de plaque et 9240 de cavité, ce qui correspond à un critère de maillage de 7 nœuds par longueur d'onde de flexion λ_f pour la plaque et 32 nœuds par longueur d'onde acoustique pour la cavité à la fréquence maximale d'étude de 650 Hz. Les propriétés mécaniques et acoustiques du système sont consignées dans le tableau 2.1. Nous étudions ici la réponse vibro-acoustique du système à une excitation mécanique ponctuelle, d'amplitude unitaire, s'exerçant sur la plaque au point de coordonnées $(x, y, z) = (1.04 \text{ m}, 0.93 \text{ m}, 0)$. Dans ce qui suit, nous calculons le déplacement vibratoire U_s aux points A_1 et A_2 de coordonnées respectives $(x, y, z) = (0.6 \text{ m}, 0.93 \text{ m}, 0)$ et $(x, y, z) = (1.04 \text{ m}, 0.93 \text{ m}, 0)$ et la pression acoustique P aux points B_1 et B_2 de coordonnées respectives $(x, y, z) = (1.04 \text{ m}, 0.93 \text{ m}, -0.07 \text{ m})$ et $(x, y, z) = (1.04 \text{ m}, 0.93 \text{ m}, -0.93 \text{ m})$.

Concernant, la discrétisation de la surface de couplage en pavés, Ouisse et al. [133] ont montré par une étude paramétrique, dans le cas d'un couplage cavité-cavité, que la taille des pavés devait être inférieure ou égale à la demi-longueur d'onde acoustique λ_{ac} à la fréquence maximale étudiée. Une conclusion similaire a été tirée par Chazot et Guyader [135] dans le cas d'un couplage structure-cavité en fluide léger, pour un critère de maillage de pavés basé sur la plus petite longueur d'onde des sous-systèmes découplés. De ce fait, comme nous nous intéressons, dans le cadre de ce chapitre, au couplage plaque-cavité pour des fréquences inférieures à la fréquence critique de la plaque. Nous allons donc, dans un premier temps, appliquer la méthode PTF pour un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur

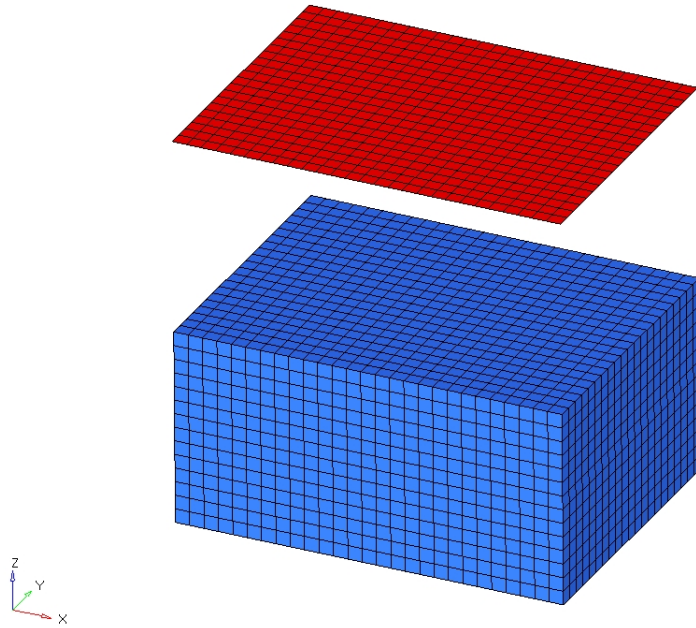


FIGURE 2.6 – Présentation du système plaque-cavité étudié

TABLE 2.1 – Propriétés mécaniques et acoustiques du système plaque-cavité

Paramètres	Valeurs
Module d'Young	$E = 2.1 \times 10^{11}$ Pa
Masse volumique	$\rho_s = 7800$ kg.m ⁻³
Coefficient de Poisson	$\nu = 0.3$
Masse volumique de l'eau	$\rho = 1000$ kg.m ⁻³
Célérité dans l'eau	$c = 1500$ m.s ⁻¹
Fréquence critique de la plaque en eau	$f_c = 13415$ Hz

d'onde de flexion *in vacuo* λ_f de la plaque à la fréquence maximale étudiée de 650 Hz.

2.4.2 Utilisation d'un critère de maillage de pavés usuel

Comme précisé au paragraphe précédent, nous utilisons, tout d'abord, le critère de maillage de pavés usuel, basé sur la demi-longueur d'onde de flexion *in vacuo* λ_f de la plaque à la fréquence maximale de 650 Hz.

Les figures 2.7 et 2.8 présentent les comparaisons des niveaux vibratoires aux points A_1 et A_2 de la plaque et des niveaux de pression aux points B_1 et B_2 de la cavité acoustique, obtenus par résolution directe du problème éléments finis ou par la méthode PTF. Dans les deux cas, la méthode PTF est en défaut, hormis aux très basses fréquences ($f \leq 50$ Hz). Ces figures montrent donc la nécessité d'utiliser un maillage de pavés plus dense pour converger vers la solution de référence, et ce, bien que la convergence du calcul des PTF soit assurée.

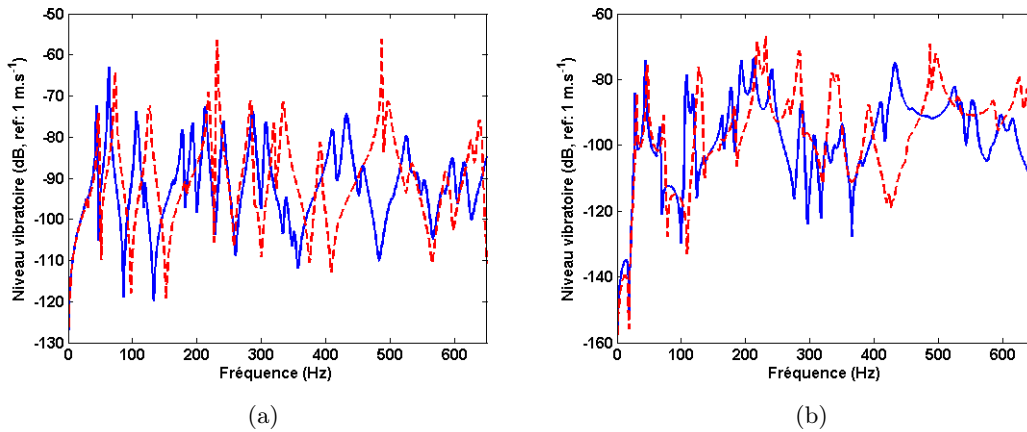


FIGURE 2.7 – Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{2}$

Deux arguments peuvent permettre d'expliquer cette nécessité. Le premier argument est lié à la longueur d'onde de flexion effective de la plaque lorsque cette dernière est couplée à la cavité d'eau. On peut, en effet, montrer que la longueur d'onde de flexion de la plaque après couplage est plus faible que la longueur d'onde de flexion *in vacuo*, grâce à l'équation de dispersion d'une plaque infinie couplée à un fluide semi-infini, donnée par l'équation [141] :

$$D\bar{k}_f^4 - \omega^2 \left(m + \frac{\rho_0}{\bar{k}_f} \right) = 0 \Leftrightarrow \bar{k}_f^5 - k_f^4 \bar{k}_f - \frac{\omega^2 \rho_0}{D} = 0 \quad (2.23)$$

où k_f est le nombre d'onde de flexion de la plaque à vide, \bar{k}_f est le nombre d'onde de flexion de la plaque chargée, D est la rigidité de flexion de la plaque, m sa masse surfacique et ρ_0 la masse volumique du fluide.

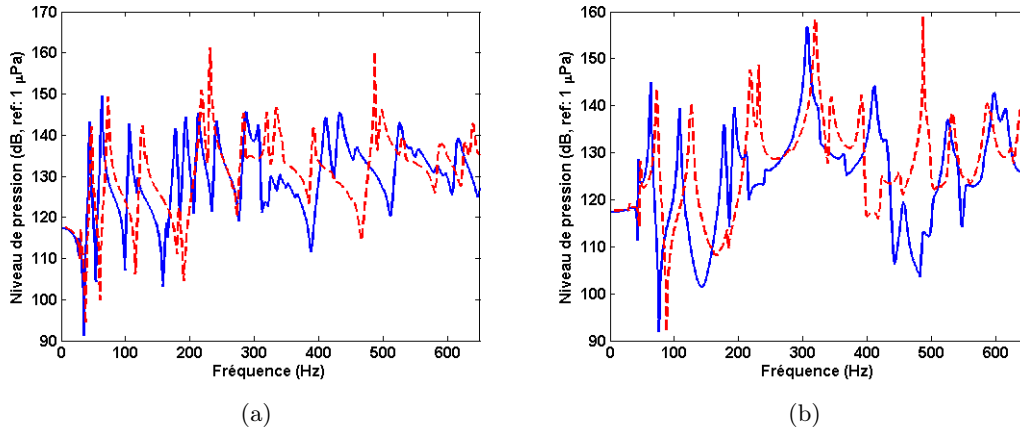


FIGURE 2.8 – Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{2}$

Cette équation est une équation quintique en \bar{k}_f , il n'est donc pas aisé d'en trouver une solution analytique. Il est toutefois possible de résoudre numériquement cette équation, en recherchant le minimum de l'équation de dispersion. Ce faisant, nous obtenons une approximation du nombre d'onde de flexion couplé, comme présenté en figure 2.9, pour la plaque d'acier utilisée dans ce chapitre. Cette figure montre que l'influence de la charge fluide diminue avec la fréquence et qu'à la fréquence maximale d'étude, la longueur d'onde de flexion couplée correspond environ à 90% de la longueur d'onde de flexion à vide.

De la figure 2.9, nous pouvons également conclure que pour le cas traité dans ce chapitre, la diminution de la longueur d'onde de flexion après couplage n'est pas significative pour expliquer les résultats issus de la méthode PTF. Cependant, selon la bande de fréquence étudiée et l'épaisseur de la plaque, cette dernière peut être très différente de la longueur d'onde à vide. Dans ce cas, il faudrait baser le critère de maillage de pavés sur la longueur d'onde de flexion effective de la plaque après couplage et non plus sur la longueur d'onde de flexion *in vacuo*.

On peut enfin noter qu'il est possible d'obtenir une formule analytique approchée, si l'on suppose que la masse surfacique m de la plaque est très inférieure à la charge fluide, ce qui se traduit par $\frac{\rho_0}{k_f} \gg m$. Sous cette hypothèse, l'équation de dispersion se simplifie et le nombre d'onde de flexion de la plaque chargée s'écrit alors :

$$\bar{k}_f \approx \left(\frac{\omega^2 \rho_0}{D} \right)^{1/5} \quad (2.24)$$

Cependant, le domaine de validité de cette équation est limité par l'approximation faite pour l'établir. L'équation (2.24) n'est donc valable que pour les fréquences f telles que $f \ll \frac{\rho_0^2 D^{1/2}}{2\pi m^{5/2}}$, ce qui dans notre cas correspond à des fréquences très inférieures à 240 Hz.

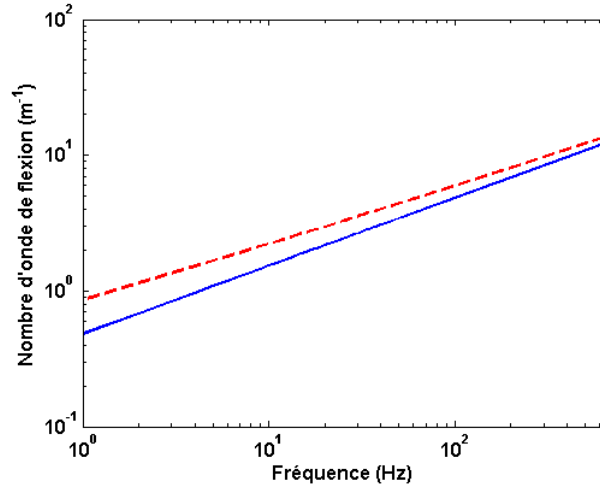


FIGURE 2.9 – Comparaison des nombres d’onde de flexion de la plaque *in vacuo* et couplé - (—) Nombre d’onde de flexion de la plaque *in vacuo* et (---) Nombre d’onde de flexion de la plaque couplée à un milieu semi-infini

Le second argument est lié à l’effet de filtrage des modes induit par la procédure de moyennage spatial introduit par la méthode PTF, qui conduit à une mauvaise estimation de la pression rayonnée dans le champ proche de la structure.

Pour mieux appréhender cette notion de filtrage des modes par l’approche PTF, considérons le rayonnement en champ libre de la plaque définie au paragraphe 2.4.1. Pour simplifier les calculs, nous supposons la plaque bafflée et immergée dans l’air. Par conséquent, la vitesse au point Q de la plaque chargée par le fluide extérieur $v(Q, \omega)$ est quasiment identique à la vitesse de la plaque *in vacuo* $\tilde{v}(Q, \omega)$ et la pression rayonnée en un point M de l’espace est donnée par l’intégrale de Rayleigh :

$$p(M, \omega) = j\rho\omega \iint_S \tilde{v}(Q, \omega) \frac{e^{-jk_0\|MQ\|}}{2\pi\|MQ\|} dQ \quad (2.25)$$

où k_0 est le nombre d’onde acoustique.

Pour caractériser l’influence du moyennage spatial sur l’estimation du rayonnement en champ proche, nous allons comparer, à la fréquence du mode (3,1) de vibration (i.e. 112 Hz), le champ de pression obtenu dans le plan $(x, 0.7 \text{ m}, z)$ à partir du champ vibratoire \tilde{v} calculé par éléments finis, avec ceux calculés après moyennage spatial du champ vibratoire \tilde{v} pour trois maillages de pavés, définis sur la base d’un critère de 2, 4 et 6 pavés par longueur d’onde de flexion λ_f à la fréquence du mode considéré.

La figure 2.10 présente le champ de pression rayonnée pour les quatres cas définis précédemment. Cette figure montre très clairement l’influence du moyennage spatial sur l’estimation du champ de pression rayonnée dans le champ proche de la plaque. En effet, nous constatons que seuls les maillages de pavés basés sur un critère de 4 et 6 pavés par longueur d’onde de flexion permettent de représenter les variations du champ de pression dans la zone de champ

proche. Bien évidemment, plus le nombre de pavés augmentent, meilleure est l'approximation.

Cette conclusion est très importante, lorsque l'on s'intéresse au couplage structure-cavité, dans la mesure où, en fluide lourd, la zone de champ proche influence considérablement les vibrations de la structure. De ce fait, une mauvaise estimation du champ de pression dans la zone de champ proche conduira, *de facto*, à une mauvaise estimation de la vitesse vibratoire après couplage et, par conséquent, de la pression rayonnée dans la cavité acoustique (cf. équations (2.10) et (2.11)). De ce fait, le maillage de pavés doit être suffisamment fin pour décrire correctement l'influence de la zone de champ proche.

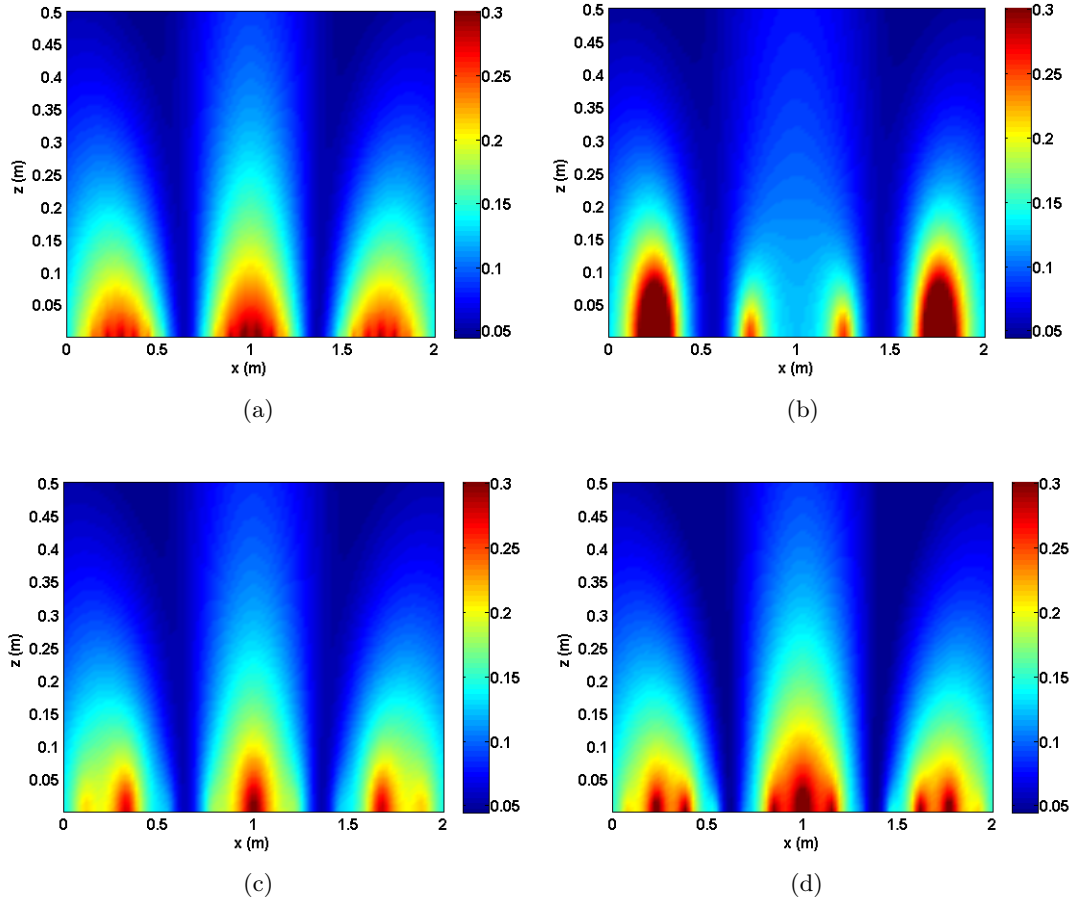


FIGURE 2.10 – Comparaison des champs de pression rayonnée dans le plan $(x, 0.7 \text{ m}, z)$ calculés à partir (a) du champ vibratoire \tilde{v} obtenu par éléments finis (Référence) et du moyennage du champ vibratoire \tilde{v} pour un maillage de pavés défini sur la base d'un critère de (b) 2 pavé par longueur d'onde flexion, (c) 4 pavés par longueur d'onde de flexion et (d) 6 pavés par longueur d'onde de flexion

A partir de ces remarques, deux solutions sont alors possibles pour pallier l'effet de filtrage des modes. La première solution et la plus naturelle consiste à densifier le maillage de pavés, comme cela est suggéré dans le paragraphe précédent. La seconde consiste, quant à elle, à sous-structurer le système dans le champ lointain de la structure de manière à décrire précisément les mécanismes de couplage à l'interface fluide-structure. Dans la suite de ce chapitre, nous nous concentrons sur la densification du maillage de pavés. L'étude de la seconde solution est réalisée dans le chapitre suivant, où nous étudions différentes pistes d'amélioration de la méthode PTF.

2.4.3 Détermination d'un critère de maillage de pavés adapté

Comme nous venons de le voir et de l'expliquer, un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur d'onde de flexion *in vacuo* de la plaque est très insuffisant pour décrire correctement les mécanismes de couplage en fluide lourd. Il est, par conséquent, nécessaire d'augmenter le nombre de pavés.

Pour déterminer le critère de maillage le plus adapté à l'étude de l'interaction structure-cavité en fluide lourd, nous utilisons les deux critères de maillage de pavés, qui nous ont permis, au paragraphe précédent de représenter les variations de pression dans la zone de champ proche, à savoir $\frac{\lambda_f}{4}$ et $\frac{\lambda_f}{6}$.

Les figures 2.11 et 2.12 présentent respectivement les comparaisons des niveaux vibratoires aux points A_1 et A_2 de la plaque et des niveaux de pression aux points B_1 et B_2 de la cavité acoustique, obtenus soit par résolution directe du problème éléments finis, soit par la méthode PTF pour les deux critères de maillages de pavés définis précédemment. On peut constater, en analysant ces courbes, qu'un maillage de pavés défini à partir d'un critère en $\frac{\lambda_f}{4}$ est insuffisant pour limiter l'effet de filtrage et assurer la convergence de la méthode. En revanche, pour un critère de maillage de pavés en $\frac{\lambda_f}{6}$, la méthode PTF converge, bien qu'il subsiste des écarts fréquentiels d'au plus 2% dans la partie supérieure du spectre et des écarts d'amplitude qui peuvent atteindre jusqu'à 20 dB sur certaines anti-résonances du système couplé (cf. figure 2.12b). Ces erreurs peuvent notamment s'expliquer par les discontinuités des champs de vitesse ou de pression entre deux pavés adjacents imposées par la procédure de moyennage spatial. Néanmoins, la densification du maillage de pavés permet de limiter le filtrage des modes par moyennage spatial et, par conséquent, de représenter correctement la contribution des modes participant aux couplages, notamment les modes en forte coïncidence spatiale.

Dans l'exemple traité dans ce chapitre, un critère de maillage de pavés en $\frac{\lambda_f}{6}$ est nécessaire pour obtenir des résultats satisfaisants. Néanmoins, bien qu'il faille discrétiser la surface de couplage presque aussi finement que le maillage d'interface éléments finis, la méthode PTF conserve tout son intérêt, puisque toute l'information utile est condensée sur les pavés à l'interface des sous-systèmes. De ce fait, le système PTF à résoudre reste, malgré tout, de dimensions bien plus faibles que le système éléments finis correspondant. En revanche, cela reste pénalisant lorsque l'on souhaite étudier des systèmes de grandes dimensions sur des plages de fréquences étendues, puisque le nombre de pavés augmente avec la fréquence.

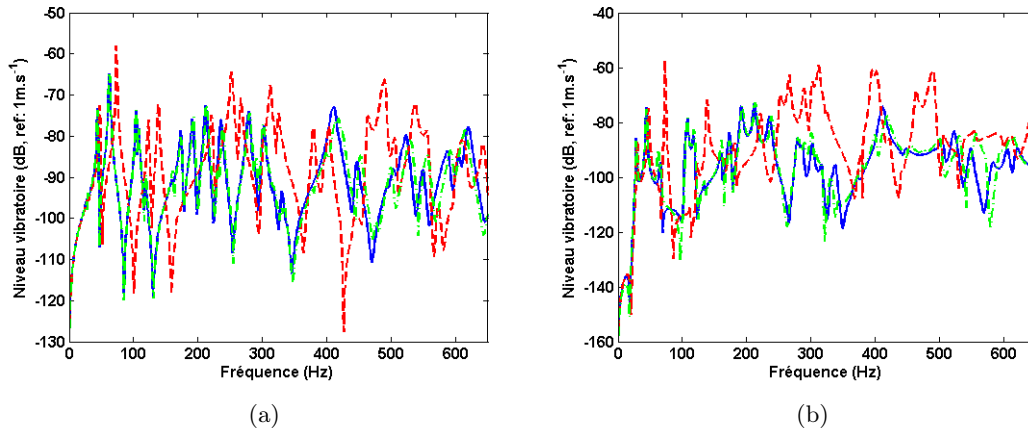


FIGURE 2.11 – Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence, (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{4}$ et (-.-) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{6}$

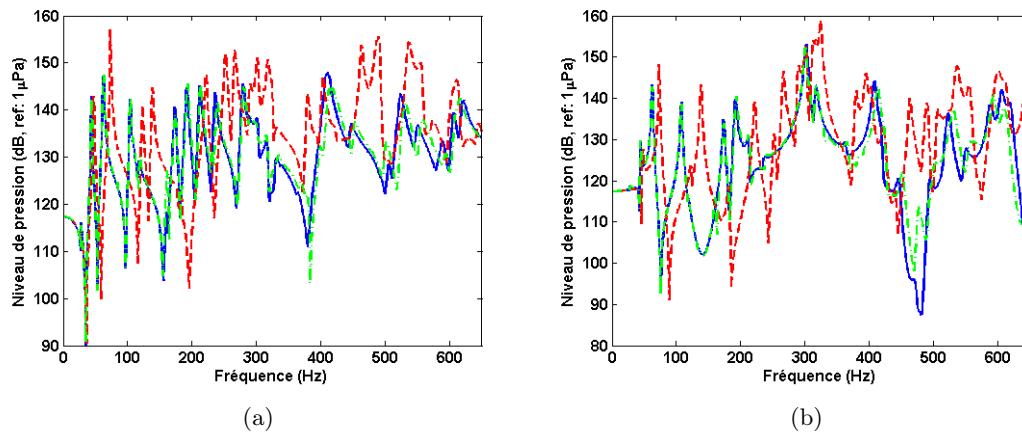


FIGURE 2.12 – Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence, (---) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{4}$ et (-.-) Méthode PTF pour un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{6}$

2.5 Conclusions

Nous avons présenté, dans ce chapitre, une description détaillée de la méthode PTF pour calculer la réponse vibro-acoustique d'un système de type structure-cavité en fluide lourd en-dessous de la fréquence critique de la structure. Le principal objectif consistait à étudier séparément les différentes étapes de calcul, afin de déterminer les principales difficultés liées à une application de la méthode en fluide lourd.

La méthode PTF s'appuyant sur le concept de sous-structuration et la condensation de l'information sur les pavés de la surface de couplage pour décrire le comportement de chaque sous-système au moyen de fonctions de transfert moyennées spatialement, nous nous sommes, dans un premier temps, intéressés au calcul de ces quantités, appelées PTF. Une procédure, basée sur la description éléments finis des sous-systèmes, a été proposée. Pour réduire les temps de calculs, la détermination des PTF a été réalisée par projection du modèle éléments finis sur la base modale des sous-systèmes découplés. Une étude de convergence nous a alors permis de montrer que le calcul des PTF de structures ne posait aucune difficulté, puisqu'il suffit de conserver dans la base de réduction tous les modes dont la fréquence est inférieure à 2 fois la fréquence maximale d'étude. La convergence du calcul des PTF de cavités acoustiques est, en revanche, beaucoup plus délicate, puisqu'il est nécessaire de retenir dans la base de réduction des modes dont les fréquences propres sont supérieures à 10 fois la fréquence maximale d'étude, afin de représenter correctement les variations du champ de pression dans le champ proche d'un pavé excité.

Nous nous sommes ensuite intéressés, pour une excitation mécanique ponctuelle, à la convergence de la méthode PTF à travers le calcul de la réponse vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité d'eau. Pour cela, les PTF ont été calculées par résolution directe du problème éléments finis associé, afin d'éviter les problèmes liés aux effets de troncature modale. Nous avons alors montré, qu'en fonction du critère de discrétisation de la surface de couplage en pavés, la convergence de la méthode PTF pouvait ne pas être atteinte, et ce, bien que les PTF aient convergées. Nous avons, en effet, montré que le critère de maillage standard de la méthode, basé sur la plus petite des demi-longueurs d'onde des sous-systèmes découplés, n'était pas adapté à l'étude de l'interaction fluide-structure en fluide lourd et, par conséquent, qu'une densification du maillage de pavés était nécessaire. Cela peut être expliqué par le fait que la longueur d'onde effective vue par la surface de couplage ne correspond plus à la longueur d'onde de flexion *in vacuo*, mais aussi par l'effet de filtrage, résultant du processus de moyennage spatial des modes intrinsèque à la méthode PTF, qui ne permet pas de représenter correctement les variations de pression dans la zone de champ proche. Pour pallier cette déficience de la méthode, nous avons cherché à déterminer le critère de maillage de pavés le plus adapté au type de couplage que nous étudions. Nous avons ainsi montré qu'un critère de maillage en $\frac{\lambda_f}{6}$ était nécessaire pour prédire correctement la réponse vibro-acoustique du système couplé, bien que des écarts significatifs sur les anti-résonances subsistent en raison du caractère discontinu des profils de vitesse ou de pression entre deux pavés adjacents. Cependant, l'utilisation d'un tel critère de maillage s'avère pénalisant en temps de calculs, lorsque l'on monte en fréquence, puisque le nombre de pavés augmente avec celle-ci. Dans le chapitre suivant, nous développons les stratégies, brièvement évoquées dans ce chapitre, permettant d'améliorer la convergence globale de la méthode PTF.

3

Stratégies d'améliorations de la méthode PTF

Au chapitre 2, nous avons évoqué les principales difficultés de mise en œuvre de la méthode PTF en fluide lourd. Nous avons montré qu'elles étaient liées, d'une part, à une mauvaise convergence du calcul des PTF de cavité par synthèse modale et, d'autre part, à la nécessité de mailler finement la surface couplage pour représenter correctement les mécanismes d'interaction. Nous développons, dans ce chapitre, deux stratégies de calcul permettant de lever ces points de blocage et ainsi d'améliorer la convergence globale de la méthode PTF. La première stratégie d'amélioration de la méthode vise à accélérer la convergence du calcul des PTF par synthèse modale, en enrichissant la base de réduction par des déformées résiduelles par pavé. La seconde repose, quant à elle, sur une redéfinition des sous-systèmes de manière à se ramener à un couplage de type cavité-cavité et, ainsi, pouvoir utiliser un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale de calcul. Dans ce qui suit, nous présentons, pour chacune des solutions proposées, le formalisme adapté à la résolution du problème étudié. Ces stratégies sont ensuite testées sur les cas d'application développés au chapitre précédent, ce qui nous permet de démontrer leur validité et leur efficacité.

3.1 Accélération de la convergence des PTF de cavités acoustiques - Introduction des déformées résiduelles par pavé

3.1.1 Définition et calcul des déformées résiduelles par pavé

Comme nous l'avons présenté au chapitre 2, la prise en compte dans la base de réduction de modes hautes fréquences est essentielle pour assurer la convergence du calcul des PTF de cavités acoustiques. Pour surmonter cette difficulté, le concept de déformées résiduelles par pavé est introduit. Ces déformées résiduelles par pavés ne correspondent pas à des déformées propres, mais permettent d'enrichir la base de réduction avec un ensemble de fonctions décrivant la contribution des modes de rang élevé dans la série modale tronquée. L'idée consiste ainsi à calculer des déformées résiduelles, qui correspondent à des modes d'attache, indépen-

damment de la structure afin de conserver l'aspect sous-structuration de la méthode.

D'après la définition donnée au chapitre 1, section 1.3.1, un mode résiduel correspond à la déformée statique du système sous un chargement imposé. Dans notre cas, une déformée résiduelle correspond à la réponse de la cavité excitée par un déplacement normal constant, prescrit sur un pavé k à la fréquence ω_c . En calculant de cette manière les déformées résiduelles, nous contournons les problèmes liés à la présence du mode de Helmholtz dans les cavités à parois rigides. D'autre part, les déformées résiduelles étant calculées pour chaque pavé de la surface de couplage, il y a donc autant de déformées résiduelles que de pavés.

En utilisant les notations définies au chapitre 2, les déformées résiduelles $\{P_r\}$ de la cavité sont obtenus par résolution directe du système linéaire suivant :

$$[K_{ff} - \omega_c^2 M_{ff}] \{P_r\} = \{Q_k\} \quad (3.1)$$

Dans cette équation, le terme d'excitation Q_k correspondant à un déplacement unitaire \bar{u}_k^c imposé sur le pavé k de surface S_k s'écrit :

$$Q_k = \begin{cases} \omega_c^2 \frac{A_k}{N} \bar{u}_k^c & \text{sur } S_k \\ 0 & \text{sur } \Gamma_i \setminus S_k \end{cases} \quad (3.2)$$

où A_k est l'aire du pavé k et N le nombre de nœuds du modèle éléments finis inclus dans le pavé excité k .

Nous obtenons ainsi une nouvelle base de réduction $[T]$ contenant les N_m modes propres retenus dans la base modale d'origine, enrichie par N_r déformées résiduelles $\{P_r\}$ et définie comme suit :

$$[T] = [\phi_1, \dots, \phi_N | P_1, \dots, P_{N_r}] \quad (3.3)$$

Cette nouvelle base modale possède l'inconvénient de ne pas être orthogonale par rapport aux matrices de masse et de raideur de la cavité. La nouvelle base de réduction $[T]$ doit donc être réorthogonalisée afin de préserver les propriétés d'orthogonalité de la base modale d'origine. Pour cela, nous utilisons la procédure décrite dans le chapitre 1, section 1.3.1, qui consiste à résoudre le problème aux valeurs propres réduit suivant :

$$\left([T]^T [K_f] [T] - \omega^2 [T]^T [M_f] [T] \right) \{\varphi_R\} = \{0\} \quad (3.4)$$

La résolution de l'équation (3.4) nous conduit à la définition d'une nouvelle base modale orthogonale enrichie $\{\Phi\}$, contenant N_m modes propres et N_r déformées résiduelles :

$$\{\Phi\} = [T] \{\varphi_R\} \quad (3.5)$$

Nous proposons en figure 3.1, une représentation d'une déformée résiduelle, calculée à partir de l'équation (3.1), pour une cavité d'eau de $2 \times 1.5 \times 1 \text{ m}^3$, un pavé excité dont le centre a pour coordonnées $(x, y, z) = (0.9 \text{ m}, 0.65 \text{ m}, 0 \text{ m})$ et $\omega_c = 3063 \text{ rad.s}^{-1}$ (487 Hz). Comme attendu, la déformée résiduelle varie lentement le long des trois directions de la cavité acoustique. Nous remarquons également sans surprise, que la pression atteint son maximum au niveau du pavé excité.

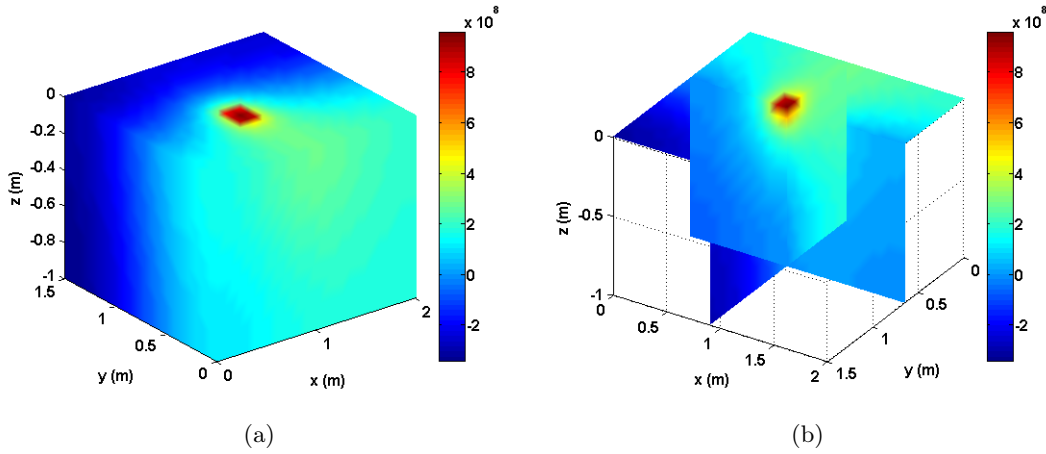


FIGURE 3.1 – Exemple de déformée résiduelle - Répartition spatiale de la pression acoustique (a) aux limites de la cavité et (b) dans la cavité

3.1.2 Etude de convergence des PTF de cavités acoustiques en tenant compte des déformées résiduelles

Pour tester la validité de notre approche, nous étudions la convergence du calcul des impédances d’entrée et de transfert de la cavité d’eau à parois rigides de $2 \times 1.5 \times 1 \text{ m}^3$ que nous avons étudiée au chapitre 2 pour un maillage de 80 pavés.

La figure 3.2 présente la comparaison de l’impédance d’entrée du pavé n°1 obtenue par résolution directe avec celle calculée à partir d’une réduction modale tronquée aux 974 premiers modes de cavité et celle obtenue à partir de la nouvelle base de réduction contenant 18 modes de cavité acoustique (i.e. les modes inférieurs à 1300 Hz) et 80 déformées résiduelles calculées pour $\omega_c = 3063 \text{ rad.s}^{-1}$ (487 Hz). L’analyse de ces courbes montre l’influence des déformées résiduelles par pavé sur la convergence du calcul des PTF de cavité, puisque les PTF calculées de manière directe ou à partir de la base modale enrichie sont identiques. Nous notons, de fait, l’efficacité de la démarche que nous venons de présenter, puisque nous passons d’une base modale composée de 974 modes propres qui ne permet pas de converger à une base de réduction de 18 modes propres enrichie de 80 déformées résiduelles, mais assurant la convergence du calcul des PTF de cavités acoustiques.

La valeur du paramètre ω_c n’est, en réalité, pas clairement établie, puisque pour Tran et al. [77] et Cuppens et al. [79], la valeur préconisée est respectivement fixée à 50% et à 75% de la fréquence maximale d’étude. Toutefois, pour étudier de manière approfondie l’influence de ce paramètre, les impédances d’entrée du pavé n°1 et l’impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 sont calculées pour quatre valeurs du paramètre ω_c : 628 rad.s^{-1} (100 Hz), 2042 rad.s^{-1} (325 Hz), 3063 rad.s^{-1} (487 Hz) et 12566 rad.s^{-1} (2000 Hz). Il est important de garder à l’esprit que, dans le cas présent, nous retenons dans la base modale tous les modes de cavités dont la fréquence est inférieure à 1300 Hz. En d’autres termes, les trois premières valeurs de ω_c se situent en-dessous de la fréquence du dernier mode propre retenu dans la base modale, alors que dans le dernier cas, la valeur de ω_c est supérieure à cette fréquence.

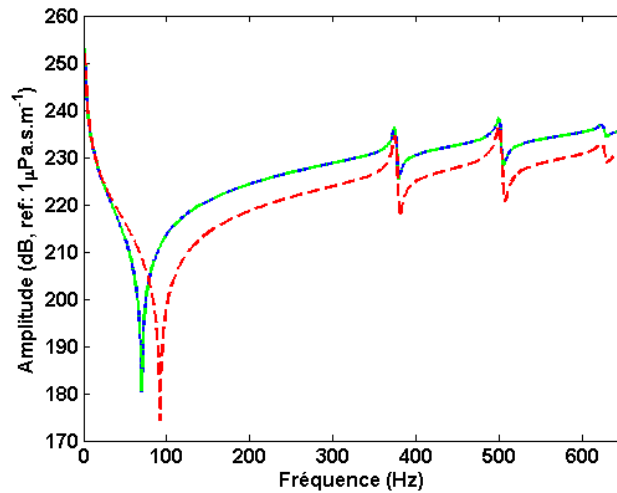


FIGURE 3.2 – Influence des déformées résiduelles par pavé sur le calcul de l'impédance d'entrée du pavé n°1 (—) - Calcul direct, (---) Calcul modal avec 974 modes retenus dans la base modale et (-.-) Calcul modal avec 18 modes physiques et 80 déformées résiduelles retenues dans la base réduction

La figure 3.3 présente les comparaisons de l'impédance d'entrée du pavé n°1 et de l'impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 obtenues par résolution directe avec celles calculées à partir de la nouvelle base de réduction contenant 18 modes de cavité acoustique (i.e. les modes inférieurs à 1300 Hz) et 80 déformées résiduelles calculées pour les quatre valeurs du paramètre ω_c définies précédemment.

Cette figure montre ainsi que la convergence du calcul des PTF de cavité est assurée pour $\omega_c = 628 \text{ rad.s}^{-1}$, $\omega_c = 2042 \text{ rad.s}^{-1}$ et $\omega_c = 3063 \text{ rad.s}^{-1}$, ce qui n'est pas le cas pour $\omega_c = 12566 \text{ rad.s}^{-1}$, puisque la contribution des modes propres compris entre 1300 et 2000 Hz n'est pas prise en compte. Ainsi, la valeur de ω_c peut être choisie arbitrairement, à condition que sa valeur reste inférieure à la fréquence du dernier mode propre retenu dans la base de réduction. On notera également que la valeur de ce paramètre doit être différente d'une fréquence propre de la cavité, afin que tous les vecteurs de la base enrichie soient linéairement indépendants.

Pour la suite de cette thèse, nous fixons la valeur de ce paramètre à 75% de la fréquence maximale d'étude.

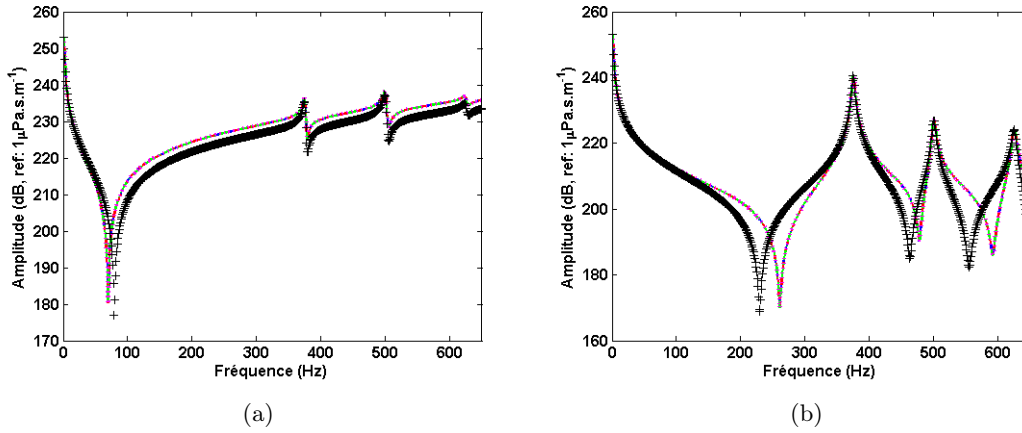


FIGURE 3.3 – Influence du paramètre ω_c sur le calcul des PTF de cavité : (a) Impédance d'entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°10 - (—) Calcul direct, (---) $\omega_c = 628 \text{ rad.s}^{-1}$ (100 Hz), (-.-) $\omega_c = 2042 \text{ rad.s}^{-1}$ (325 Hz), (...) $\omega_c = 3063 \text{ rad.s}^{-1}$ (487 Hz) et (+) $\omega_c = 12566 \text{ rad.s}^{-1}$ (2000 Hz)

3.2 Amélioration de la convergence de la méthode PTF - Redéfinition des sous-systèmes

3.2.1 Principe et intérêt de la redéfinition des sous-systèmes

Comme nous l'avons montré au chapitre précédent, pour appliquer avec succès la méthode PTF lorsque la surface de couplage est définie au niveau de l'interface physique entre deux sous-systèmes, il faut densifier le maillage de pavés afin de décrire correctement l'influence de la zone de champ proche. Pour contourner cette difficulté, la solution, découlant naturellement de cette observation, consiste à sous-structurer différemment le système structure-cavité, présenté dans le chapitre 2, de manière à intégrer dans le calcul des PTF le couplage entre la structure et la cavité et pouvoir utiliser un critère de maillage de pavés basé sur les longueurs d'onde naturelles des sous-systèmes à l'interface. Pour cela, il faut donc définir la position de la surface de couplage dans le champ lointain de la structure. Nous obtenons ainsi deux nouveaux sous-systèmes, à savoir, un sous-système de type structure-cavité et un sous-système formé par la cavité acoustique résultant de cette redéfinition, comme présenté en figure 3.4.

Nous savons également, grâce à Ouisse et al. [133], qu'un critère de maillage de pavés en $\frac{\lambda_{ac}}{2}$ est suffisant pour décrire le couplage entre deux cavités acoustiques. L'objectif consiste donc ici à définir les sous-systèmes de manière à se ramener à un couplage de type cavité-cavité et, ainsi, pouvoir utiliser un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale de calcul. Cela s'avère, par ailleurs, très avantageux dans les plages de fréquences où l'on opère en général, dans la mesure où nous sommes bien en-dessous de la fréquence critique de la structure, qui est d'environ 14 kHz pour la plaque étudiée dans ce chapitre. De ce fait, la longueur d'onde acoustique est bien supérieure à la longueur d'onde de flexion de la plaque, ce qui conduit ainsi à des modèles PTF de faibles dimensions. Par

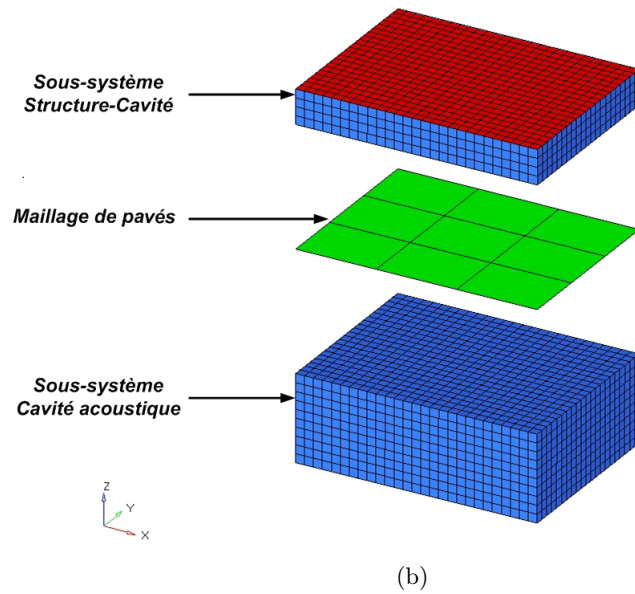
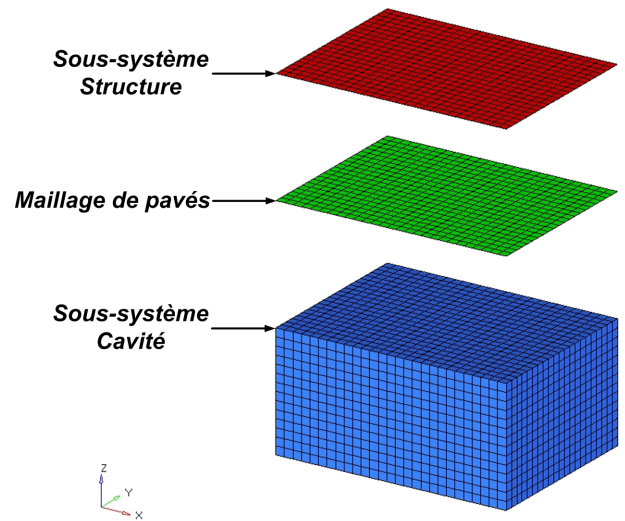


FIGURE 3.4 – Redéfinition des sous-systèmes PTF - (a) Sous-structuration originale et (b) Nouvelle sous-structuration

conséquent, pour pouvoir se retrouver dans ce contexte, le choix de la position de la surface de couplage n'est pas anodin, comme le montre les figures 3.5a et 3.5b, puisque si celle-ci est définie dans le champ proche de la structure, le champ acoustique est très influencé par les ondes évanescentes rayonnées par cette dernière. En d'autres termes, la longueur d'onde effective vue par la surface de couplage ne correspond pas à la longueur d'onde acoustique. Pour que la longueur d'onde effective à l'interface entre les sous-systèmes corresponde à la longueur d'onde acoustique, il faut donc définir la surface de couplage dans le champ lointain de la structure (cf. figures 3.5c et 3.5d).

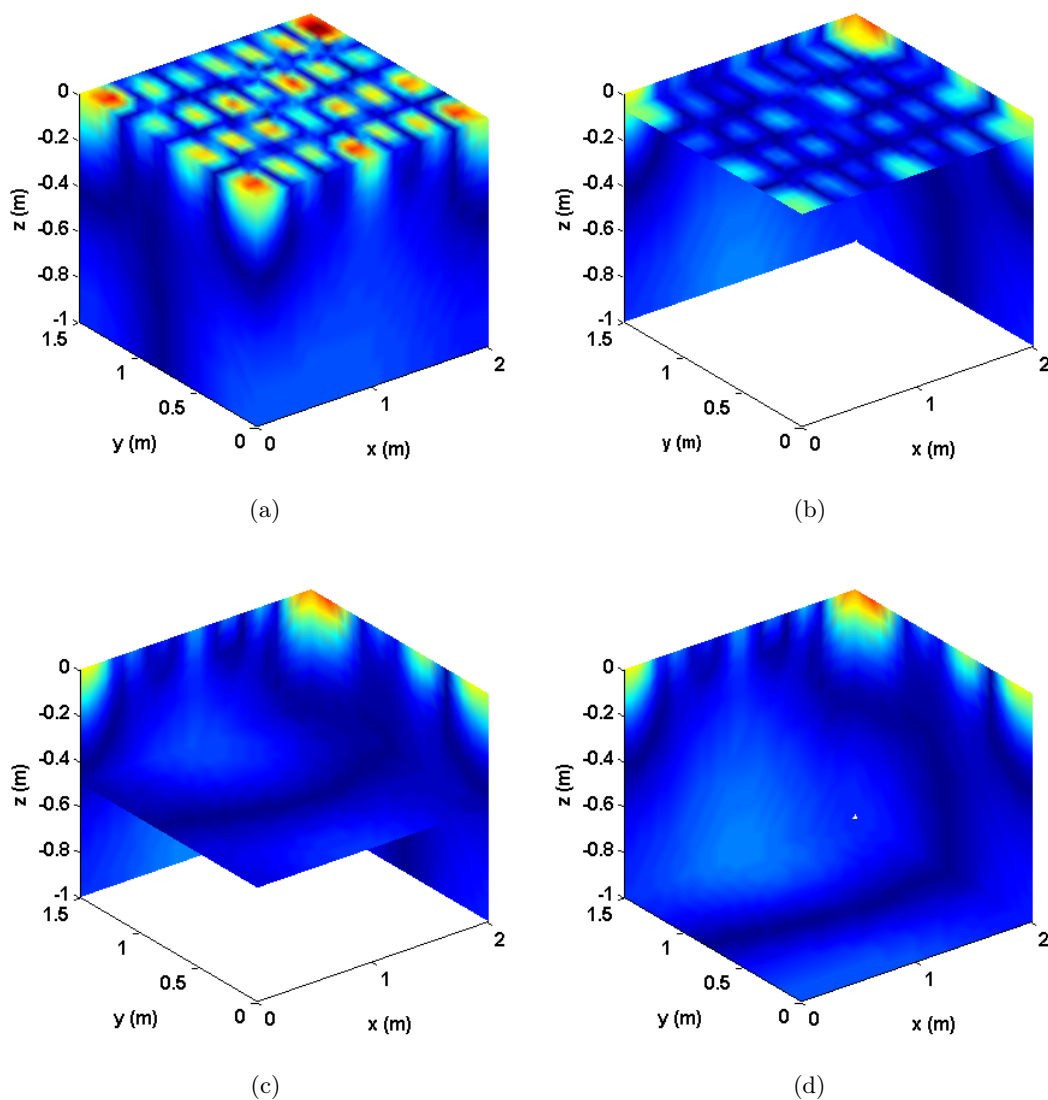


FIGURE 3.5 – Champ de pression dans la cavité acoustique à 650 Hz dans le champ proche de la plaque pour (a) $z = 0$ m et (b) $z = -0.07$ m et dans le champ lointain de la plaque pour (c) $z = -0.5$ m et (d) $z = -1$ m

La question qui se pose alors est celle de la définition de la limite de champ proche, pour laquelle l'influence des ondes évanescentes rayonnées par la structure est négligeable et où l'on peut supposer que les mouvements du fluide évoluent spatialement comme la longueur d'onde acoustique. Pour cela, on établit un critère basé sur la décroissance de -10 dB du champ de pression des ondes évanescentes générées par une plaque infinie équivalente à la structure considérée [142]. Ce faisant, nous obtenons une évaluation de la limite de champ proche Z_{lim}^{cp} , définie par la relation :

$$Z_{lim}^{cp} = \frac{\ln(10)}{2\sqrt{k_f^2 - k_0^2}} \quad (3.6)$$

où k_f est le nombre d'onde de flexion de la plaque et k_0 le nombre d'onde acoustique.

La figure 3.6 présente l'évolution de la taille de la zone de champ proche en fonction de la fréquence, pour une plaque infinie équivalente à la plaque étudiée dans ce chapitre. On observe bien une décroissance de la taille de cette zone, liée à la propagation des ondes évanescentes dans le milieu acoustique. Dans le cadre de cette étude, nous choisissons de positionner la surface de couplage entre les deux sous-systèmes, définis en figure 3.4, à 0.28 m de la plaque, ce qui est très supérieur à la limite de champ proche à la fréquence maximale de calcul, i.e. 0.095 m à 650 Hz, mais inférieure à la limite de champ proche pour les fréquences en-dessous de 60 Hz. Néanmoins, comme l'ont préconisé Ouisse et al. [133], le critère de maillage de pavés utilisé ici est basé sur la demi-longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale de calcul. De ce fait, pour des fréquences inférieures à 60 Hz, la taille d'un pavé est approximativement de $\frac{\lambda_f}{2}$, ce qui, compte tenu de la propagation dans la cavité acoustique, est suffisant pour décrire de la variabilité du champ acoustique à l'interface et appliquer la méthode PTF sur cette plage de fréquences.

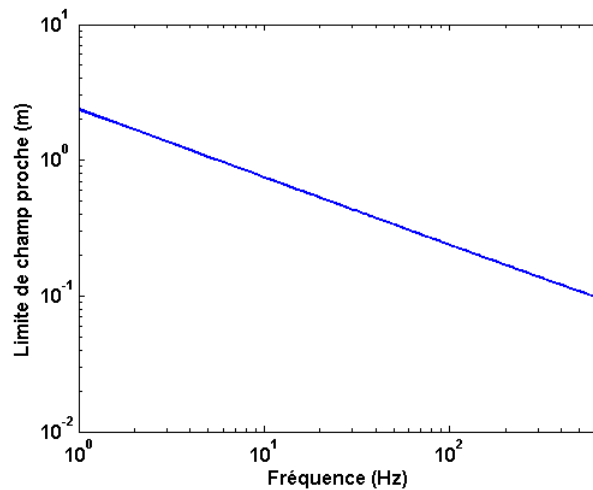


FIGURE 3.6 – Limite de la zone de champ proche en fonction de la fréquence

3.2.2 Formulation PTF

Pour résoudre le problème ainsi posé, nous devons maintenant calculer les PTF associées au sous-système structure-cavité, celles définies pour une cavité acoustique restant inchangées.

La surface de couplage se situant dans la cavité acoustique, nous définissons, tout d'abord, la PTF Z_{jk}^{sc} entre un pavé excité k et un pavé récepteur j à partir de l'équation (2.6) ainsi que la PTF Z_{Mk}^{sc} , correspondant à l'impédance entre un pavé excité k et un point d'écoute M de la cavité acoustique couplée à la structure, par l'équation (2.7). Si l'on veut, par ailleurs, déterminer la réponse de la structure en un point L , nous devons également calculer la fonction de transfert entre un pavé excité k et ce point, qui est définie comme le rapport de la vitesse normale au point L de la structure $v^{sc}(L)$ et de la vitesse particulaire moyenne \bar{v}_k^{sc} sur le pavé k :

$$Y_{Lk}^{sc} = \frac{v^{sc}(L)}{\bar{v}_k^{sc}} \quad (3.7)$$

En utilisant ensuite les conditions de continuité des pressions et des vitesses particulières à l'interface ainsi que le principe de superposition pour les systèmes linéaires passifs, nous en déduisons la vitesse normale de couplage \bar{v}_j sur le pavé j en l'absence de sources dans les cavités acoustiques :

$$\bar{v}_j = (Z_{kj}^{sc} + Z_{kj}^c)^{-1} \tilde{p}_k^{sc} \quad (3.8)$$

où \tilde{p}_k^{sc} est la pression sur le pavé k due à une excitation mécanique agissant sur la structure.

La connaissance de la vitesse de couplage \bar{v}_j , nous permet alors de calculer la vitesse vibratoire normale $v^{sc}(L)$ en un point L de la structure et les pressions acoustiques $p^{sc}(M)$ en un point M de la cavité couplée à la structure et $p^c(N)$ en un point N de la cavité acoustique tronquée :

$$\begin{cases} v^{sc}(L) = \tilde{v}^{sc}(L) - Y_{Lj}^{sc} \bar{v}_j \\ p^{sc}(M) = \tilde{p}^{sc}(M) - Z_{Mj}^{sc} \bar{v}_j \\ p^c(N) = Z_{Nj}^c \bar{v}_j \end{cases} \quad (3.9)$$

où $\tilde{v}^{sc}(L)$ et $\tilde{p}^{sc}(M)$ sont respectivement la vitesse vibratoire normale au point L de la structure et la pression au point M de la cavité du sous-système structure-cavité découplé.

3.2.3 Calcul et convergence des PTF du sous-système structure-cavité

Pour pouvoir déterminer la vitesse de couplage et la réponse vibro-acoustique du système couplé, il nous faut, au préalable, calculer les PTF Z_{jk}^{sc} , Z_{Mk}^{sc} et Y_{Lk}^{sc} du sous-système structure-cavité. Pour cela, considérons le modèle éléments finis du problème associé au calcul des PTF de ce sous-système :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss} & -A_{sf} \\ 0 & K_{ff} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_{ss} & 0 \\ A_{sf}^T & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ Q_k \end{Bmatrix} \quad (3.10)$$

Dans l'équation (3.10), le terme d'excitation Q_k , correspondant à une vitesse constante \bar{v}_k^c imposée sur le pavé k , est définie par :

$$Q_k = \begin{cases} -j\omega \frac{A_k}{N} \bar{v}_k^c & \text{sur } S_k \\ 0 & \text{sur } \Gamma_i \setminus S_k \end{cases} \quad (3.11)$$

où A_k est la surface du pavé k et N le nombre de nœuds du modèle éléments finis inclus dans le pavé k .

Le calcul des PTF peut alors être réalisé par résolution directe de l'équation (3.10), ce qui peut s'avérer très coûteux en temps de calculs, si le modèle éléments finis associé au sous-système est de grande taille. C'est pourquoi, nous cherchons préférentiellement à résoudre cette équation en projetant le modèle éléments finis sur la base des modes propres couplés du sous-système structure-cavité.

Malheureusement, la formulation non symétrique du problème éléments finis ne permet pas d'utiliser directement les solveurs standard d'extraction des modes propres. Pour contourner cette difficulté, certains auteurs proposent d'utiliser les bases modales des sous-systèmes découplés, corrigées par introduction de la solution statique [75, 89, 143] ou enrichies par des modes résiduels (ou modes d'attache) [77, 78, 79], afin d'améliorer la convergence des séries modales. D'autres, en revanche, proposent différentes procédures de symétrisation, plus ou moins complexes, du problème fluide-structure pour extraire les modes propres couplés à partir des solveurs standards (Lanczos, par exemple). La procédure de symétrisation peut alors consister en une simple réécriture de l'équation (3.10) [140, 144, 145, 146] ou alors être basée sur l'utilisation de variables auxiliaires, comme le potentiel de vitesse ϕ [87, 147] ou le moment de vorticité Λ [74, 88].

Dans le cadre de cette étude, nous utilisons une procédure de symétrisation, basée sur l'inversion de la matrice de masse de la structure, nous permettant de conserver l'écriture du problème en variables standards (U_s, P) [144, 145]. La procédure de symétrisation consiste ainsi à pr  multiplier l'équation (3.10) par la matrice \bar{S} , définie de la manière suivante :

$$\bar{S} = \begin{bmatrix} K_{ss}^T M_{ss}^{-1} & 0 \\ -A_{sf}^T M_{ss}^{-1} & \mathbb{I} \end{bmatrix} \quad (3.12)$$

Ce faisant, nous obtenons le système matriciel symétrique suivant :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & -K_{ss}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \\ -A_{sf}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & K_{ff} + A_{sf}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} K_{ss}^T & 0 \\ 0 & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ Q_k \end{Bmatrix} \quad (3.13)$$

L'intérêt de cette formulation tient à l'inversion de la matrice de masse de la structure, qui est immédiate si l'on considère un système à masses concentrées. Sous cette hypothèse, l'inverse de la matrice de masse M_{ss}^{-1} s'écrit :

$$M_{ss}^{-1} = \begin{bmatrix} \ddots & & 0 \\ & \frac{1}{m_{ss}} & \\ 0 & & \ddots \end{bmatrix} \quad (3.14)$$

où les m_{ss} sont les éléments diagonaux de la matrice de masse de la structure.

La forme symétrique du problème éléments finis, donnée par l'équation (3.13), permet alors de calculer les modes normaux du système couplé à partir des solveurs aux valeurs propres standards. Dès lors, il est possible de résoudre le problème par projection du modèle éléments finis sur la base des modes propres couplés du système structure-cavité. Pour cela, le vecteur inconnu $\langle U_s, P \rangle^T$ est développé sur la base des modes couplés :

$$\begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = [\bar{\psi}_n] \{q_n\} \quad (3.15)$$

où $[\bar{\psi}_n]$ est la matrice des déformées propres couplées et $\{q_n\}$ le vecteur des amplitudes modales.

Les matrices de raideur généralisée $[K_n]$, masse généralisée $[M_n]$ et d'effort généralisé $[F_n]$ sont alors définies de la manière suivante :

$$\begin{cases} [K_n] = [\bar{\psi}_n]^T [\bar{K}] [\bar{\psi}_n] \\ [M_n] = [\bar{\psi}_n]^T [\bar{M}] [\bar{\psi}_n] \\ \{F_n\} = [\bar{\psi}_n]^T \{\bar{F}\} \end{cases} \quad (3.16)$$

où $\bar{K} = \begin{bmatrix} K_{ss}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & -K_{ss}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \\ -A_{sf}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & K_{ff} + A_{sf}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \end{bmatrix}$, $\bar{M} = \begin{bmatrix} K_{ss}^T & 0 \\ 0 & M_{ff} \end{bmatrix}$ et $\bar{F} = \begin{Bmatrix} 0 \\ Q_k \end{Bmatrix}$.

Le système réduit résultant, donné par l'équation (3.17), est ainsi résolu à chaque fréquence afin d'obtenir les amplitudes modales $\{q_n\}$ et par là même le vecteur inconnu $\langle U_s, P \rangle^T$ (cf. équation (3.15)) :

$$[K_n - \omega^2 M_n] \{q_n\} = \{F_n\} \quad (3.17)$$

Le calcul modal (cf. équations (3.15) et (3.17)) est ainsi répété pour chaque pavé excité k . Les PTF Z_{jk}^{sc} du système couplé sont alors obtenues en moyennant spatialement les pressions acoustiques pour tous les nœuds inclus dans le pavé j , tandis que les PTF Z_{Mk}^{sc} et Y_{Lk}^{sc} sont simplement obtenues à partir des équations (3.15) et (3.17) en calculant respectivement la pression acoustique au point M de la cavité et la vitesse vibratoire au point L de la structure pour chaque pavé excité k . Les formules semi-analytiques correspondant à la procédure ci-dessus sont données en annexe B.

Comme nous l'avons fait en section 2.3, il est nécessaire d'étudier la convergence des PTF pour déterminer le nombre de modes à prendre en compte dans la série pour limiter les erreurs de troncature modale et ainsi avoir un calcul correct des PTF du sous-système structure-cavité. Pour cela, nous comparons les PTF Z_{jk}^{sc} par résolution directe de l'équation (3.10) et par réduction modale pour un maillage composé de 9 pavés. Le sous-système considéré est composé d'une plaque d'acier simplement appuyée sur ces quatre bords de 2×1.5 m², d'épaisseur 0.017 m et de facteur d'amortissement $\eta_s = 0.01$, couplée à une cavité d'eau de $2 \times 1.5 \times 0.28$ m³ et de facteur d'amourissement $\eta_f = 0.01$. Les figures 3.7a et 3.7b présentent respectivement les comparaisons de l'impédance d'entrée du pavé n°1 et de l'impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 obtenues par résolution directe avec celles calculées à partir d'une réduction sur la base modale tronquée aux 85 premiers modes couplés (i.e. les modes inférieurs à 1300 Hz) et celles obtenues de la base modale tronquée aux 63 premiers modes (i.e. les modes inférieurs à 1000 Hz), enrichie de 9 déformées résiduelles calculées pour $\omega_c = 3063$ rad.s⁻¹ (487 Hz). On constate une nouvelle fois que les modes résiduels permettent d'accélérer la convergence des séries modales utilisées pour calculer les PTF, notamment lorsque l'on s'intéresse à l'impédance d'entrée.

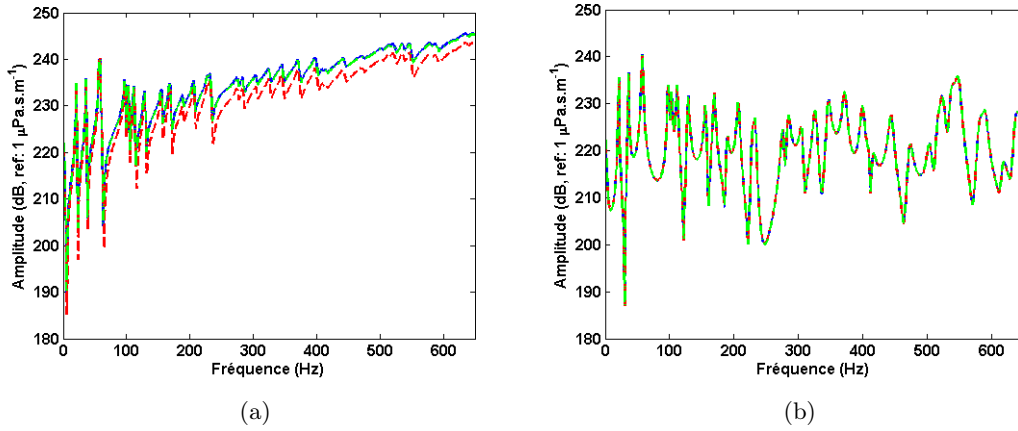


FIGURE 3.7 – Comparaison des PTF du système structure-cavité : (a) Impédance d’entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 - (—) Calcul direct, (---) Calcul modal avec 85 modes retenus dans la base modale et (-.-) Calcul modal avec 63 modes physiques et 9 déformées résiduelles retenues dans la base réduction

3.2.4 Application numérique

La convergence du calcul des PTF du sous-système structure-cavité étant assurée par l’enrichissement de la base modale originale par des déformées résiduelles par pavé, nous nous intéressons maintenant au calcul de la réponse vibro-acoustique du système couplé. Nous rappelons que les caractéristiques du système étudié sont décrites dans le chapitre 2, section 2.4.1. Les PTF sont ici calculées par projection dans la base modale enrichie du modèle éléments finis de chacun des sous-systèmes (cf. équations (2.20)-(2.22) et (3.13)-(3.17)). En utilisant ensuite les équations (3.8) et (3.9), nous obtenons la vitesse vibratoire aux points A_1 (0.6 m, 0.93 m, 0) et A_2 (1.04 m, 0.93 m, 0) de la plaque et la pression acoustique aux points B_1 (1.04 m, 0.93 m, -0.07 m) et B_2 (1.04 m, 0.93 m, -0.93 m) de la cavité acoustique. Les figures 3.8 et 3.9 montrent tout l’intérêt de redéfinir les sous-systèmes PTF en positionnant la surface de couplage dans le champ lointain de plaque, puisqu’un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur d’onde acoustique est suffisant pour obtenir un très bon accord avec la solution de référence. Il n’est donc pas nécessaire de densifier le maillage de pavés, contrairement à une sous-structuration réalisées au niveau de l’interface physique.

3.3 Conclusions

Dans ce chapitre, nous nous sommes attachés à présenter deux solutions permettant de s’affranchir des difficultés de convergence décrites au chapitre 2. Nous avons, dans un premier temps, focalisé notre attention sur la convergence du calcul des PTF de cavités par synthèse modale. Pour accélérer la convergence de ce calcul, nous avons introduit la notion de déformées résiduelles par pavé, qui permet d’enrichir la base modale originale par des fonctions décrivant, pour chaque pavé, la réponse en raideur des modes d’ordre élevé dans la bande de fréquences où l’on opère. La validité et l’efficacité de cette approche ont été démontré sur le calcul des PTF d’une cavité d’eau, pour laquelle nous sommes passés de l’utilisation d’une

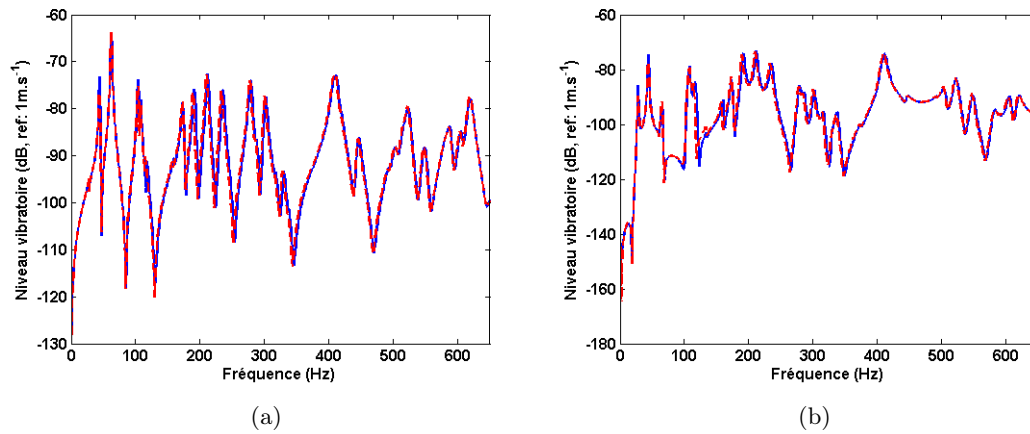


FIGURE 3.8 – Comparaison des niveaux vibratoires sur la plaque aux points (a) A_1 et (b) A_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF avec redéfinition des sous-systèmes (surface de couplage dans le champ lointain de la plaque)

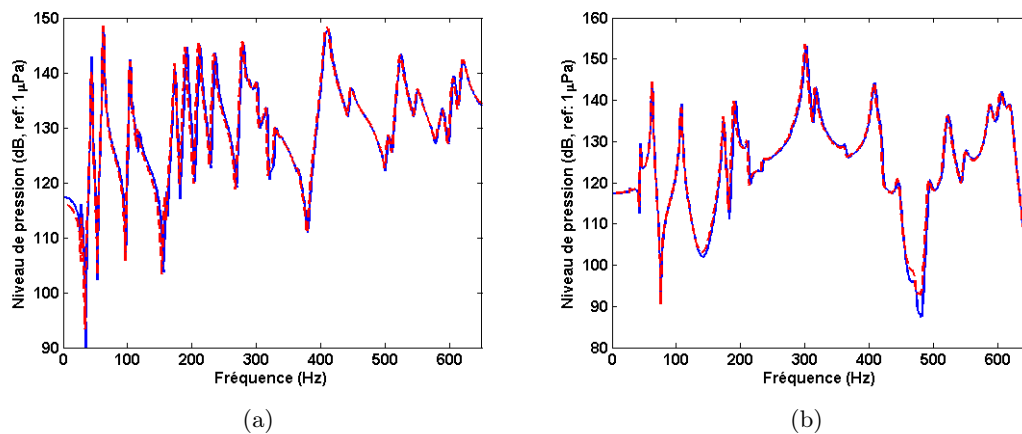


FIGURE 3.9 – Comparaison des niveaux de pression dans la cavité acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 pour une excitation mécanique ponctuelle - (—) Référence et (---) Méthode PTF avec redéfinition des sous-systèmes (surface de couplage dans le champ lointain de la plaque)

base modale composée de 974 modes propres ne permettant pas de converger à celle d'une base de réduction de 18 modes propres enrichie de 80 déformées résiduelles, mais assurant la convergence du calcul des PTF de cavités acoustiques.

Nous nous sommes, ensuite, intéressés à la convergence de la méthode PTF elle-même. Nous avons montré, dans le chapitre précédent, que la manière la plus simple et la plus naturelle d'améliorer la convergence de la méthode PTF consistait à densifier le maillage de pavés, ce qui s'avère pénalisant lorsque la fréquence augmente. La stratégie que nous avons proposée, dans ce chapitre, repose sur une sous-structuration du système dans le champ lointain de la plaque pour s'affranchir des effets de champ proche et pouvoir considérer qu'à l'interface entre les sous-systèmes le fluide évolue spatialement suivant la longueur d'onde acoustique. Cette nouvelle sous-structuration nous a alors conduit à définir un sous-système couplé de type structure-cavité. Le problème éléments finis associé n'étant pas symétrique, les modes de ce sous-système ne peuvent pas être calculer directement par les solveurs standards. Une procédure de symétrisation, basée sur l'inversion de la matrice de masse de la structure, a ainsi été mise en œuvre pour déterminer les modes de ce sous-système et utiliser la méthode standard de calcul des PTF. Ce faisant, nous avons observés un très bon accord entre le résultat de référence et le résultat PTF pour des maillages composés de 2 pavés par longueur d'onde acoustique.

Par conséquent, les solutions proposées, dans ce chapitre, permettent, non seulement, d'améliorer considérablement la convergence globale de la méthode PTF, mais aussi de conserver ses points forts, à savoir, l'approche par sous-structuration et la résolution de systèmes matriciels de faibles dimensions résultant d'une condensation de l'information sur les pavés de la surface de couplage.

4

Application de la méthode PTF pour caractériser la réponse vibro-acoustique d'une structure soumise à une couche limite turbulente en fluide lourd

Nous nous proposons, dans ce chapitre, de déterminer la réponse vibro-acoustique en fluide lourd d'une structure soumise à une CLT et couplée, d'une part, à un milieu fluide extérieur et d'autre part à une cavité acoustique, encombrée ou non par des structures déformables, à partir de l'approche PTF. Cette situation est typiquement celle que l'on rencontre au niveau de l'étrave d'un sous-marin, la structure étant alors le dôme SONAR, le fluide extérieur, l'eau de mer, et la cavité acoustique, la cavité SONAR remplie d'eau, qui peut contenir un certain nombre de structures (antenne, support-antenne, cloison, ...). Pour cela, nous appliquons la méthodologie présentée dans les chapitres 2 et 3. Cependant, cette dernière ayant été développée pour résoudre des problèmes de type structure-cavité, le modèle PTF doit être complété par l'intégration dans la procédure de calcul de l'excitation CLT, du milieu fluide extérieur et de l'encombrement de la cavité acoustique. L'un des enjeux de ce chapitre réside dans la modélisation et l'intégration de l'excitation CLT dans le formalisme PTF. Cette modélisation repose sur la décomposition en ondes planes pariétales décorréliées de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde. Les avantages d'une telle approche par rapport à la méthode classique sont détaillés au cours de la première partie. Nous nous intéressons, dans la seconde partie, au calcul des PTF du milieu fluide extérieur à partir de la formulation intégrale du problème de rayonnement associé. Dans la troisième partie, nous montrons qu'il est possible de simplifier le calcul des PTF pour des cavités encombrées par des structures déformables non directement excitées, en supposant que le comportement dynamique de l'encombrement peut être approché par sa réponse en masse, lorsque la longueur d'onde acoustique est grande devant la longueur d'onde naturelle des structures déformables. Nous proposons alors, dans une quatrième partie, une application de la méthode PTF à la caractérisation de la réponse vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité acoustique et à un fluide extérieur sous écoulement turbulent. Cette application nous permet, notamment, d'étudier l'influence de l'encombrement de la cavité acoustique par des structures déformables

sur la réponse vibro-acoustique du système. La mise en œuvre de la méthode PTF à des géométries réelles, comme l'étrave d'un sous-marin, est finalement discutée dans la dernière partie.

4.1 Représentation d'une excitation CLT par un cumul d'ondes planes décorrélées

4.1.1 Formalisme

L'excitation par couche limite turbulente peut être modélisée par la superposition d'ondes planes décorrélées par analogie avec la modélisation d'un champ diffus, qui peut être représenté par des ondes planes décorrélées, équipropables en incidence [148].

Pour ce faire, on suppose connu l'interspectre des fluctuations de pression de la couche limite turbulente. Comme nous l'avons présenté au chapitre 1, section 1.1.1.4, de nombreux modèles de couche limite turbulente ont été établis pour modéliser les fluctuations du champ de pression pariétale sur une paroi plane, rigide et lisse. Ces modèles permettent de relier les fluctuations de pression pariétale aux paramètres de la couche limite turbulente (vitesse de convection, épaisseur de la CLT, ...).

Par ailleurs, l'interspectre des fluctuations de pression pariétale $S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega)$ est relié à l'interspectre dans l'espace des nombres d'onde par une transformée de Fourier spatiale :

$$S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega)}{4\pi^2} e^{jk_x \xi_x + jk_y \xi_y} dk_x dk_y \quad (4.1)$$

où $\xi_x = x' - x$ et $\xi_y = y' - y$.

La discrétisation de cette équation sur le domaine des nombres d'onde, nous donne :

$$S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \sum_{r,s} \frac{S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega)}{4\pi^2} e^{jk_r \xi_x + jk_s \xi_y} \Delta k_r \Delta k_s \quad (4.2)$$

D'autre part, nous considérons pour chaque couple de nombres d'onde (k_r, k_s) , une onde plane pariétale P_{rs} :

$$P_{rs}(x, y, \omega) = A(k_r, k_s, \omega) e^{jk_r x + jk_s y} \quad (4.3)$$

L'interspectre de cette onde $S_{P_{rs} P_{rs}}$ est alors donné par :

$$S_{P_{rs} P_{rs}}(\xi_x, \xi_y, \omega) = |A(k_r, k_s, \omega)|^2 e^{jk_r \xi_x + jk_s \xi_y} \quad (4.4)$$

Nous pouvons ainsi déterminer l'amplitude de chaque onde plane à reconstruire en identifiant l'interspectre d'une onde plane à la valeur de l'intégrande de l'équation (4.2). L'amplitude de l'onde plane pariétale doit ainsi vérifier :

$$|A(k_r, k_s, \omega)|^2 = \frac{S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega) \Delta k_r \Delta k_s}{4\pi^2} \quad (4.5)$$

On peut alors réécrire l'équation (4.2) sous la forme :

$$S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega) = \sum_{r,s} S_{P_{rs} P_{rs}} \quad (4.6)$$

Cette équation traduit bien le fait que l'on puisse représenter les fluctuations de pression pariétale par un champ d'onde planes décorrélées.

Si l'on s'intéresse maintenant à la réponse vibratoire en un point M d'une structure, on peut montrer que l'autospectre de vitesse peut être calculé à partir de la décomposition en ondes planes décorrélées du champ de pression pariétale. En effet, la discrétisation de l'autospectre de vitesse vibratoire donnée par l'équation (1.38) dans l'espace des nombres d'onde s'écrit :

$$S_{vv}(M, \omega) = \frac{1}{4\pi^2} \sum_{r,s} S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega) |H_v(M, k_r, k_s, \omega)|^2 \Delta k_r \Delta k_s \quad (4.7)$$

En introduisant alors l'équation (4.5) dans l'équation précédente, nous obtenons :

$$S_{vv}(M, \omega) = \sum_{r,s} |A(k_r, k_s, \omega)|^2 |H_v(M, k_r, k_s, \omega)|^2 \quad (4.8)$$

où la fonction $H_v(M, k_r, k_s, \omega)$ peut être vue comme la réponse vibratoire de la structure au point M soumise à une pression pariétale de type onde plane d'amplitude unitaire.

En notant $v_{rs}(M, \omega) = A(k_r, k_s, \omega) H_v(M, k_r, k_s, \omega)$, la vitesse vibratoire de la structure au point M à une onde plane d'amplitude A et de nombre d'onde (k_r, k_s) , l'équation (4.8) devient :

$$S_{vv}(M, \omega) = \sum_{r,s} |v_{rs}(M, \omega)|^2 \quad (4.9)$$

On montre ainsi que l'autospectre de vitesse vibratoire peut également être représenté à partir de la décomposition du champ de pression pariétale en ondes planes décorrélées. On notera qu'une expression analogue est obtenue pour l'autospectre de pression rayonnée en un point N de l'espace.

En théorie, une infinité d'ondes planes pariétales est nécessaire pour décrire l'interspectre $S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega)$ et l'autospectre de vitesse vibratoire $S_{vv}(M, \omega)$. En pratique, seuls certains nombres d'onde auront une contribution significative sur la réponse de la structure, dans la mesure où celle-ci agit comme un filtre sur l'excitation CLT. Cet effet de filtrage est mis en évidence sur les figures 4.1 et 4.2 présentant la réponse d'une plaque d'acier, simplement appuyée de $0.6 \times 0.4 \times 0.001 \text{ m}^3$, soumise à une couche limite turbulente d'air, modélisée par le modèle de Corcos, au-dessous et au-dessus de la fréquence de coïncidence aérodynamique $f_c = \frac{U_c^2}{2\pi} \sqrt{\frac{m}{D}}$ (m : masse de la plaque et D : rigidité de flexion).

La figure 4.1 montre qu'au-dessous de la fréquence de coïncidence, ce sont les modes non résonants de la structure qui contribuent majoritairement à la réponse de la plaque, car ces derniers sont excités par le pic convectif de la couche limite. En revanche, on constate qu'au-dessus de la fréquence de coïncidence (cf. figure 4.2), ce sont les bas nombres d'onde de la

couche limite qui participent principalement à l'excitation, puisque seuls les modes résonants de la structure répondent.

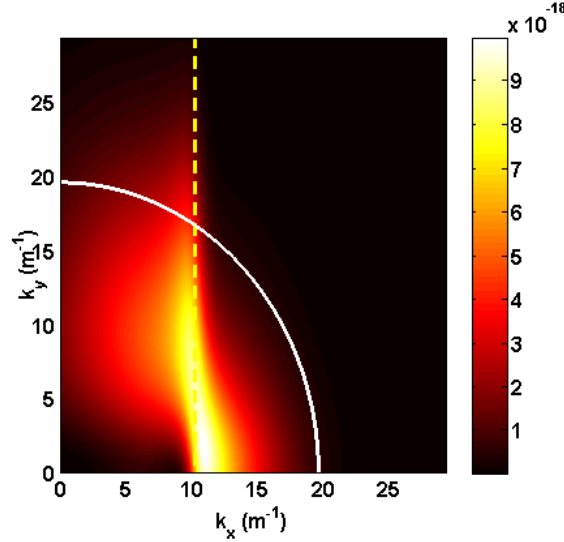


FIGURE 4.1 – Réponse d'une plaque excitée par une couche limite turbulente dans l'espace des nombres d'onde au-dessous de la fréquence de coïncidence aérodynamique - (—) nombre d'onde de flexion et (---) nombre d'onde convectif

De ce fait, il est possible de calculer correctement l'autospectre de vitesse vibratoire à partir d'un nombre limité d'ondes planes pariétales. D'autre part, il faut noter que pour les structures immergées dans un fluide lourd, la fréquence de coïncidence hydrodynamique est faible (par exemple, environ 30 Hz pour une plaque d'acier, de 1 mm d'épaisseur, immergée dans l'eau et une vitesse d'écoulement U_∞ de 12 m.s⁻¹). Par conséquent, seules les ondes planes pariétales dont les nombres d'onde sont proches du nombre d'onde naturel de la structure peuvent être prises en compte. Cela pose, cependant, la question du calcul du nombre d'onde naturel de la structure. En effet, la détermination de ce dernier nécessite la résolution de l'équation de dispersion associé au problème traité. Or, on ne peut en déterminer une expression analytique que pour des systèmes relativement simples. Ainsi, dès que l'on s'intéresse à des structures réelles, il est délicat de déterminer précisément le nombre d'onde naturel de la structure. C'est pourquoi, dans le cadre de cette thèse, nous définissons un nombre d'onde de coupure \bar{k} , basé sur la plus petite des longueurs d'onde que l'on cherche à représenter $\bar{\lambda}$. De cette manière, nous nous affranchissons de la connaissance de la structure. Cela implique, en revanche, de mailler finement le plan d'onde afin de prendre en compte la contribution de tous les modes représentatifs du système excité par une CLT. Nous définissons, par suite, un ensemble d'ondes planes dont les couples de nombres d'ondes sont tels que $(k_r, k_s) \in [-\bar{k}, \bar{k}]^2$ (avec $\bar{k} = \frac{2\pi}{\bar{\lambda}}$).

L'avantage d'une telle approche réside principalement dans sa simplicité de mise en œuvre puisqu'elle ne nécessite pas explicitement le calcul des fonctions de transfert $H_v(M, Q, \omega)$ entre tous les points d'écoute et tous les points de la plaque (cf. équation 1.34), ni le calcul d'une transformée de Fourier spatiale pour obtenir les fonctions de transfert $H_v(M, k_x, k_y, \omega)$

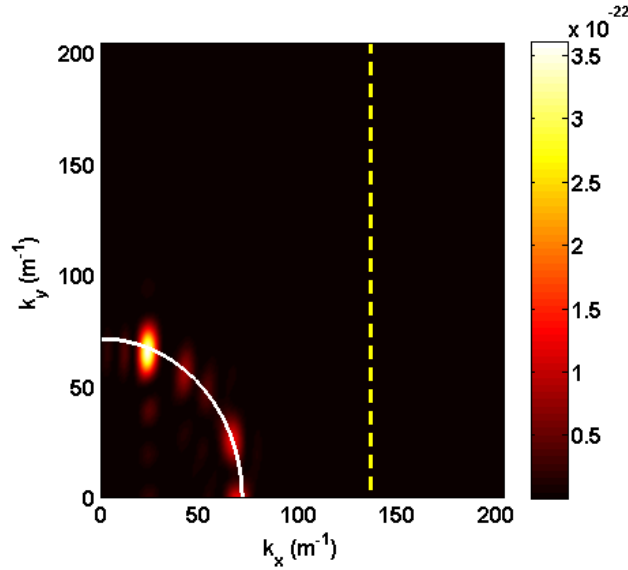


FIGURE 4.2 – Réponse d'une plaque excitée par une couche limite turbulente dans l'espace des nombres d'onde au-dessus de la fréquence de coïncidence aérodynamique - (—) nombre d'onde de flexion et (---) nombre d'onde convectif

(cf. équation (1.36)). Aucun calcul de fonctions de transfert préalable n'est donc nécessaire, dans la mesure où il suffit de calculer la réponse de la structure à une onde plane pariétale d'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$, puis de cumuler quadratiquement chacune des réponses obtenues. Par conséquent, cette méthodologie peut être très facilement implémentée dans les logiciels de calculs numériques par éléments finis notamment, puisque seul le terme d'excitation nécessite un traitement préalable. Enfin, il est important de souligner que l'approche par ondes planes décorrélées s'applique à tout modèle d'interspectre de fluctuations pariétale possédant une expression dans l'espace des nombres d'ondes, dans la mesure où l'amplitude des ondes planes pariétales est calculée à partir de l'interspectre $S_{p_b p_b}(k_r, k_r, \omega)$ (cf. équation (4.5)).

4.1.2 Validation de l'approche

Pour valider la modélisation de l'excitation turbulente par un cumul d'ondes planes pariétales décorrélées, nous allons comparer l'autospectre de vitesse vibratoire S_{vv} calculé par la méthode classique (cf. équation (1.34) pour $M = M'$) avec celui obtenu à partir de l'équation (4.9). A cette fin, nous considérons une plaque appuyée excitée par une couche limite turbulente en air, modélisée par le modèle de Corcos, dont les coefficients sont $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.116, 0.7)$, associé au modèle d'autospectre de pression pariétale de Goody. Nous consignons, dans le tableau 4.1, les paramètres de la couche limite issus des mesures présentées par Totaro et al. dans [149], tandis que les paramètres dimensionnels et matériaux de la plaque sont présentés dans le tableau 4.2.

D'autre part, pour déterminer la réponse de la plaque excitée par une couche limite turbulente à partir des équations (1.34) et (4.9), les fonctions $H_v(M, Q, \omega)$ et $v_{rs}(M, \omega)$ doivent être calculées. Pour cela, nous utilisons une décomposition modale de l'équation de mouvement de Love-Kirchhoff pour les plaques minces en flexion.

TABLE 4.1 – Paramètres de la couche limite, d'après Totaro et al. [149]

Paramètres	Valeurs
Vitesse d'écoulement	$U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$
Vitesse de friction	$u_\tau = 1.96 \text{ m.s}^{-1}$
Épaisseur de couche limite	$\delta = 85 \text{ mm}$
Épaisseur de déplacement	$\delta_1 = 8.8 \text{ mm}$
Épaisseur de quantité de mouvement	$\theta = 6.7 \text{ mm}$
Contrainte de cisaillement	$\tau_w = 4.58 \text{ Pa}$

TABLE 4.2 – Paramètres de la plaque

Paramètres	Valeurs
Longueur de la plaque	$L = 0.6 \text{ m}$
Largeur de la plaque	$b = 0.3 \text{ m}$
Épaisseur de la plaque	$h = 0.5 \text{ mm}$
Module d'Young	$E = 2 \times 10^{11} \text{ Pa}$
Masse volumique	$\rho = 7800 \text{ kg.m}^{-3}$
Coefficient de Poisson	$\nu = 0.3$
Facteur d'amortissement	$\eta = 0.01$
Fréquence de coïncidence aérodynamique	$f_c = 248 \text{ Hz}$

La fonction de transfert $H_v(M, Q, \omega)$ s'écrit alors :

$$H_v(M, Q, \omega) = j\omega \sum_n \frac{\phi_n(M)\phi_n(Q)}{M_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (4.10)$$

où ω_n est la fréquence propre, $\phi_n(M)$ la déformée modale au point M , η_n le coefficient d'amortissement modal et $M_n = \int_{S_p} m\phi_n(x, y)^2 dS_p$ la masse généralisée.

De la même manière, nous obtenons la vitesse vibratoire $v_{rs}(M, \omega)$ de la plaque excitée par une onde plane $P_{rs}(x, y, \omega) = A(k_r, k_s, \omega)e^{-jk_r x - jk_s y}$:

$$v_{rs}(M, \omega) = j\omega \sum_n \frac{P_n^{rs}(\omega)\phi_n(M)}{M_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (4.11)$$

où $P_n^{rs}(\omega) = \int_{S_p} P_{rs}(Q, \omega)\phi_n(Q)dS_p$ est la force généralisée de l'onde plane.

Pour une plaque sur appuis simples, nous avons :

$$\begin{cases} \phi_n = \sin\left(\frac{m\pi}{L}x\right) \sin\left(\frac{n\pi}{b}y\right) \\ M_n = \frac{\rho L b h}{4} \\ P_n^{rs}(\omega) = \frac{A(k_r, k_s, \omega)}{4} \left(\frac{e^{j\left(-k_r + \frac{m\pi}{L}\right)L} - 1}{-k_r + \frac{m\pi}{L}} - \frac{e^{j\left(-k_r - \frac{m\pi}{L}\right)L} - 1}{-k_r - \frac{m\pi}{L}} \right) \left(\frac{e^{j\left(-k_s + \frac{n\pi}{b}\right)b} - 1}{-k_s + \frac{n\pi}{b}} - \frac{e^{j\left(-k_s - \frac{n\pi}{b}\right)b} - 1}{-k_s - \frac{n\pi}{b}} \right) \end{cases} \quad (4.12)$$

Nous allons, dans ce qui suit, calculer l'autospectre de vitesse vibratoire au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ de la plaque pour des fréquences comprises entre 10 Hz et 250 Hz. Pour calculer l'autospectre à partir de la formulation classique, nous utilisons un maillage, basé sur un critère de 6 nœuds par longueur d'onde flexion λ_f à la fréquence maximale de calcul de 250 Hz, ce qui représente un ensemble de 338 nœuds de discrétisation. Concernant, la mise en œuvre de l'approche par ondes planes décorréelées, nous fixons, tout d'abord, $\bar{k} = 45 \text{ m}^{-1}$. Ainsi, la contribution de tous les modes de vibration jusqu'au mode (9,5) ($f_{9,5} = 620 \text{ Hz}$) est représentée. On notera que la valeur du nombre d'onde \bar{k} n'a pas été fixée de manière arbitraire, puisqu'elle est légèrement supérieure au nombre d'onde de flexion k_f de la plaque à 250 Hz, i.e. $k_f = 44.7 \text{ m}^{-1}$. Nous définissons ensuite un ensemble d'ondes planes tels que $(k_r, k_s) \in [-\bar{k}, \bar{k}]^2$ et $\Delta k_r = \Delta k_s = 1 \text{ m}^{-1}$, ce qui représente un ensemble d'environ 8300 ondes planes.

La figure 4.3 présente la comparaison de l'autospectre vibratoire calculé au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ de la plaque, soit par la formulation classique, soit par le cumul d'ondes planes décorréelées. Nous observons un excellent accord entre les deux approches, ce qui permet de valider la méthode de calcul proposée.

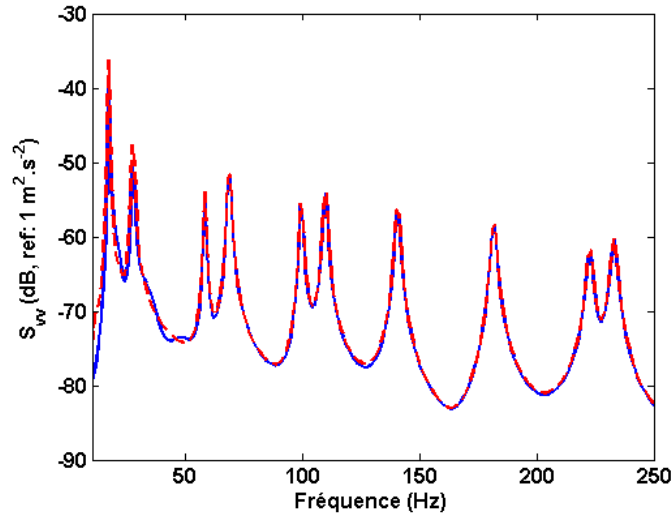


FIGURE 4.3 – Comparaison de l'autospectre d'une plaque simplement appuyée soumise à une excitation CLT d'air calculé au point de coordonnées $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ - (—) Formulation classique (Référence) et (---) Cumul d'ondes planes pariétales décorréelées

4.1.3 Implémentation dans la méthode PTF

Comme nous l'avons vu aux chapitres 2 et 3, la prise en compte de l'excitation dans la méthode PTF s'effectue lors du calcul de la vitesse \tilde{v}_j ou de la pression \tilde{p}_j sur le patch j du sous-système excité découplé (cf. équations (2.11) et (3.9)).

D'un point de vue éléments finis, le calcul de ces quantités nécessite la définition de la force F_{rs} associée à chaque onde plane pariétale P_{rs} . La principale difficulté vient de la détermination de la surface d'application de la pression, puisque l'effort F_{rs} s'applique aux nœuds

et non aux éléments du maillage. Pour minimiser les biais, nous détaillons l'approche retenue.

Pour fixer les idées, considérons que l'on veuille déterminer les forces équivalentes à une onde plane pariétale P_{rs} sur le nœud A d'un maillage constitué de 4 quadrangles à 4 nœuds, comme présenté en figure 4.4.

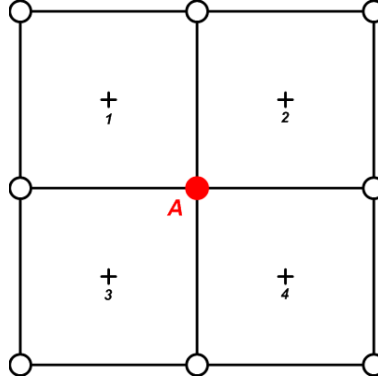


FIGURE 4.4 – Maillage composé de 4 quadrangles à 4 nœuds

La première étape consiste à calculer la pression au centre de chaque élément du maillage, nous obtenons ainsi quatre valeurs, notée P_{rs}^k ($k = 1, 2, 3, 4$). La force correspondante F_{rs}^k s'écrit alors :

$$F_{rs}^k = P_{rs}^k S_k \quad (4.13)$$

où S_k est la surface de l'élément k .

Si l'on suppose ensuite la pression constante sur l'élément, l'effort exercé sur chacun des nœuds de l'élément s'obtient alors en divisant la force calculée au centre de l'élément par le nombre N_{elem} de nœuds de l'élément. Au nœud A du maillage, nous obtenons ainsi 4 valeurs d'effort, notée $F_{rs}^k(A)$. L'effort résultant au nœud A est donné par l'expression :

$$F_{rs}(A) = \sum_{k=1}^4 F_{rs}^k(A) \quad (4.14)$$

L'effort résultant est finalement affecté aux degrés de liberté de translation du nœud considéré. La procédure définie par les équations (4.13) et (4.14) est ainsi réalisée pour tous les nœuds du maillage.

Une fois la force équivalente F_{rs} calculée pour chaque onde plane de nombres d'onde (k_r, k_s) , il suffit de l'intégrer dans le second membre du système éléments finis associé pour pouvoir calculer la vitesse \tilde{v}_j^{rs} ou la pression \tilde{p}_j^{rs} sur le patch j , résultant de la réponse du sous-système découplé à une onde plane pariétale P_{rs} . Ainsi, pour un sous-système de type structure, la vitesse vibratoire V_s de la structure excitée par une onde plane pariétale P_{rs} découle de la résolution du problème éléments finis associé :

$$[K_{ss} - \omega^2 M_{ss}] \{V_s\} = j\omega \{F_{rs}\} \quad (4.15)$$

La vitesse à vide \tilde{v}_j^{rs} s'obtient en moyennant la vitesse vibratoire V_s sur tous les nœuds inclus dans le pavé j .

De même, pour un système de type structure-cavité, pour lequel la surface de couplage est définie dans la cavité acoustique, nous devons résoudre le système linéaire suivant :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss} & -A_{sf} \\ 0 & K_{ff} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_{ss} & 0 \\ A_{sf}^T & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} F_{rs} \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (4.16)$$

La pression \tilde{p}_j^{rs} s'obtient alors en moyennant la pression acoustique P sur tous les nœuds inclus dans le pavé j .

4.2 Calcul des PTF d'un milieu fluide extérieur semi-infini

Pour utiliser la méthode PTF dans le cas d'un couplage avec un fluide extérieur semi-infini, il est plus pratique de s'appuyer sur une formulation intégrale plutôt que sur une discrétisation éléments finis, comme pour une cavité acoustique. D'autre part, comme nous l'avons vu au chapitre 3, pour pouvoir discrétiser la surface de couplage en pavés avec un critère de maillage basé sur la demi-longueur d'onde acoustique, il faut que cette surface soit située en dehors de la zone de champ proche de la structure. Pour le couplage avec le milieu fluide extérieur, cela va nous conduire à définir une surface de couplage non plane, permettant de se situer à une distance suffisante au droit de la structure, tout en se raccordant au baffle prolongeant celle-ci.

Dans [150], Chazot a calculé, à partir de l'intégrale de Rayleigh, l'impédance de rayonnement par pavé d'un milieu fluide extérieur pour une surface de couplage plane. Nous nous proposons donc, dans cette partie, d'étendre ce calcul à des surfaces de couplage de géométrie quelconque.

Pour cela, considérons une surface de couplage non plane infiniment bafflée, telle que présenté en figure 4.5.

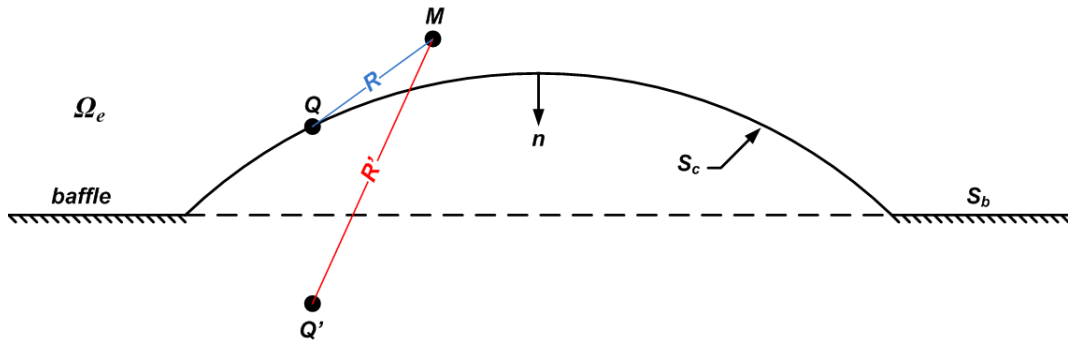


FIGURE 4.5 – Exemple de surface de couplage non plane

La pression rayonnée en tous points M de l'espace par un point Q situé sur la surface de couplage S_c est donnée par l'équation intégrale :

$$\int_{S_c} \left[p(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(M, Q) - G(M, Q) \frac{\partial p}{\partial n}(Q) \right] dQ = \begin{cases} p(M) & \text{si } M \in \Omega_e \\ \frac{p(M)}{2} & \text{si } M \in S_c \end{cases} \quad (4.17)$$

où n est la normale extérieure à la surface de couplage et $G(M, Q)$ la fonction de Green du problème de rayonnement associé.

Dans notre cas, pour que l'équation (4.17) soit valable, il faut choisir la fonction de Green $G(M, Q)$ de manière à annuler le terme de double couche $\frac{\partial G}{\partial n}(M, Q)$ sur la surface S_b du baffle. A cette fin, nous choisissons la fonction de Green en espace infini avec source image :

$$G(M, Q) = \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R} + \frac{e^{-jk_0 R'}}{4\pi R'} \quad (4.18)$$

où $k_0 = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde acoustique, $R = \|QM\|$ est la distance entre le point Q et le point M et $R' = \|Q'M\|$ la distance entre le point Q' , image du point Q , et le point M .

En introduisant l'équation d'Euler dans la formulation intégrale (4.17), nous obtenons une équation implicite donnant la pression acoustique en un point M de l'espace en fonction de la pression $p(Q)$ et de la vitesse $v(Q)$ en tout point Q de la surface de couplage S_c :

$$\int_{S_c} \left[p(Q) \frac{\partial G}{\partial n}(M, Q) + j\rho\omega v(Q)G(M, Q) \right] dQ = \begin{cases} p(M) & \text{si } M \in \Omega_e \\ \frac{p(M)}{2} & \text{si } M \in S_c \end{cases} \quad (4.19)$$

où ρ est la masse volumique du fluide environnant.

La discrétisation de l'équation (4.19) sur le maillage de pavés, i.e pour $M \in S_c$, nous permet alors de déterminer la pression \bar{p}_j^e sur le pavé j en fonction des pression et vitesse \bar{p}_i^e et \bar{v}_i^e , supposées constantes sur le pavé i :

$$\frac{\bar{p}_j^e}{2} = \sum_i S_i \left[\left\langle \frac{\partial G}{\partial n} \right\rangle_{ji} \bar{p}_i^e + j\rho\omega \langle G \rangle_{ji} \bar{v}_i^e \right] \quad (4.20)$$

où S_i est l'aire du pavé i , $\langle \frac{\partial G}{\partial n} \rangle_{ji} = \frac{1}{S_j S_i} \int_{S_j} \int_{S_i} \frac{\partial G}{\partial n}(Q_j, Q_i) dS_j dS_i$ et $\langle G \rangle_{ji} = \frac{1}{S_j S_i} \int_{S_j} \int_{S_i} G(Q_j, Q_i) dS_j dS_i$ sont respectivement la dérivée normale de la fonction de Green et la fonction de Green, calculées entre le pavé excité i (de centre Q_i) et le pavé récepteur j (de centre Q_j).

D'après l'expression de la fonction de Green (4.18), nous avons alors :

$$\langle G \rangle_{ji} = \begin{cases} \frac{1}{2jk_0 S_i} (1 - e^{-jk_0 a_i}) + \frac{e^{-jk_0 R_{ii'}}}{4\pi R_{ii'}} & \text{si } j = i \\ \frac{e^{-jk_0 R_{ji}}}{4\pi R_{ji}} + \frac{e^{-jk_0 R_{ji'}}}{4\pi R_{ji'}} & \text{si } j \neq i \end{cases} \quad (4.21)$$

où $a_i = \sqrt{\frac{S_i}{\pi}}$ est le rayon du pavé circulaire équivalent au pavé i , apparaissant lors du calcul de l'intégrale $\int_{S_i} \frac{e^{-jk_0 R}}{4\pi R} dS_i$ en coordonnées cylindriques [150], R_{ji} est la distance entre le pavé j et le pavé i et $R_{ji'}$ est la distance entre le pavé j et le pavé i' , image de i .

$$\left\langle \frac{\partial G}{\partial n} \right\rangle_{ji} = \begin{cases} -\frac{\vec{R}_{ii'} \cdot \vec{n}_i}{R_{ii'}} \left(jk_0 + \frac{1}{R_{ii'}} \right) \frac{e^{-jk_0 R_{ii'}}}{4\pi R_{ii'}} & \text{si } j = i \\ -\frac{\vec{R}_{ji} \cdot \vec{n}_i}{R_{ji}} \left(jk_0 + \frac{1}{R_{ji}} \right) \frac{e^{-jk_0 R_{ji}}}{4\pi R_{ji}} - \frac{\vec{R}_{ji'} \cdot \vec{n}_i}{R_{ji'}} \left(jk_0 + \frac{1}{R_{ji'}} \right) \frac{e^{-jk_0 R_{ji'}}}{4\pi R_{ji'}} & \text{si } j \neq i \end{cases} \quad (4.22)$$

où \vec{R}_{ji} est le vecteur distance entre le pavé excité i et la pavé récepteur j et \vec{n}_i est la normale au pavé excité i dirigée vers l'extérieur au fluide.

Pour calculer maintenant les impédances de rayonnement par pavé, notées Z_{ji}^e , à partir de l'équation (4.20), on commence par réécrire cette dernière sous forme matricielle :

$$\frac{1}{2} \{P_j^e\} = [\mathbf{G}'_{ji}] \{P_i^e\} + j\rho\omega [\mathbf{G}_{ji}] \{V_i^e\} \quad (4.23)$$

où $P_i^e = \bar{p}_i^e$, $V_i^e = \bar{v}_i^e$, $\mathbf{G}_{ji} = \langle G \rangle_{ji} S_i$ et $\mathbf{G}'_{ji} = \langle \frac{\partial G}{\partial n} \rangle_{ji} S_i$.

Par définition, l'impédance de rayonnement par pavé Z_{ji}^e entre un pavé excité i et un pavé récepteur j est le rapport de la pression moyenne \bar{p}_j^e sur le pavé j et de la vitesse moyenne \bar{v}_i^e sur le pavé i :

$$Z_{ji}^e = \frac{\bar{p}_j^e}{\bar{v}_i^e} \quad (4.24)$$

Par conséquent, pour obtenir l'impédance de rayonnement, il faut déterminer la pression sur chaque pavé j , lorsque l'on impose une vitesse unitaire sur le pavé i , ce qui se traduit matriciellement par :

$$[V_i] = \mathbb{I} \quad (4.25)$$

où \mathbb{I} est la matrice identité de dimensions $(N_{pav} \times N_{pav})$ (N_{pav} : Nombre de pavés).

Après quelques manipulations mathématiques simples, nous obtenons finalement :

$$[Z_{ji}^e] = j\rho\omega \left(\frac{\mathbb{I}}{2} - [\mathbf{G}'_{ji}] \right)^{-1} [\mathbf{G}_{ji}] \quad (4.26)$$

Pour illustrer l'importance du potentiel de double couche, lié à la dérivée normale de la fonction de Green, nous présentons, en figure 4.7, une comparaison des impédances d'entrée et de transfert, avec et sans potentiel de double couche, pour une surface de couplage sphérique (corde : $C = 3$ m, flèche : $F = 0.5$ m). Cette figure met en évidence l'existence d'une fréquence singulière autour 500 Hz, correspondant à une fréquence propre du problème interne associé présenté en figure (4.6). Pour traiter ce problème de fréquences singulières, plusieurs méthodes ont été proposées dans la littérature. On peut ainsi citer les méthodes CHIEF (Combined Helmholtz Integral Equation Formulation) [151], HGF (Helmholtz Gradient Formulation) [152] ou encore du potentiel hybride [153, 154]. Dans le cadre de notre étude, nous n'avons pas mis en oeuvre ces techniques bien connues, mais numériquement lourde à mettre en place. Cependant, cette figure démontre clairement l'importance de l'évaluation des termes de double couche dans le calcul des PTF du milieu fluide extérieur, dans la mesure où les écarts observés sur le calcul des impédances d'entrée et de transfert sont de l'ordre de 6 dB

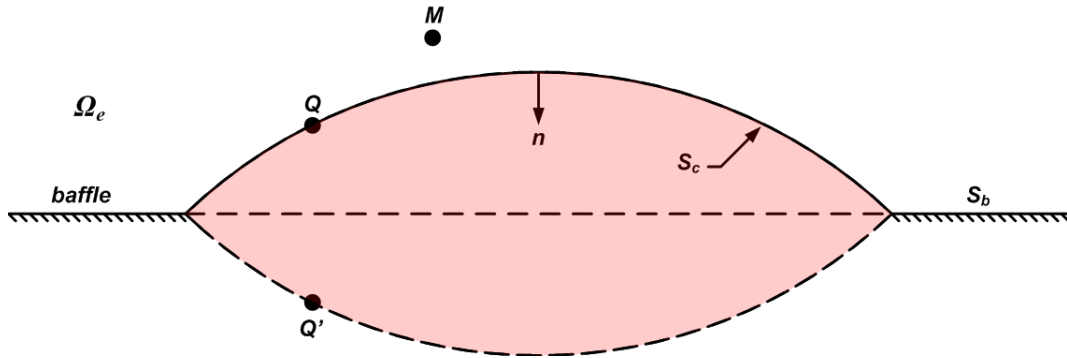
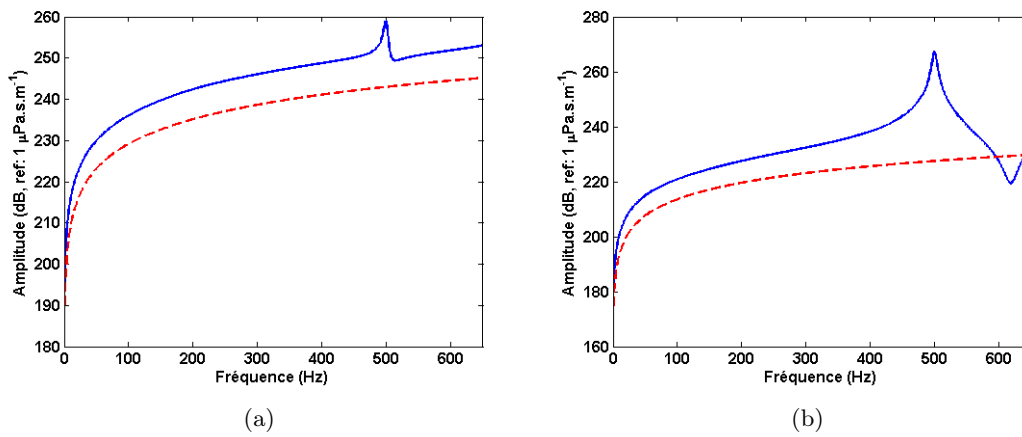


FIGURE 4.6 – Définition du volume intérieur à l'origine des fréquences singulières

FIGURE 4.7 – Comparaison des impédances de rayonnement par pavé : (a) Impédance d'entrée et (b) Impédance de transfert pour deux pavés distant de $R_{ji} = 2$ m - (—) Calcul avec potentiel de double couche, (---) Calcul sans potentiel de double couche

en-dehors des fréquences singulières.

Enfin, on peut noter que les impédances entre un point d'écoute L du milieu fluide extérieur et un pavé s'écrit :

$$Z_{Li}^e = [\mathbf{G}'_{Lj}] [Z_{ji}^e] + j\rho\omega [\mathbf{G}_{Li}] \quad (4.27)$$

De ce fait, la pression en un point ne peut être obtenue qu'*a posteriori*, dans la mesure où elle est donnée par une équation implicite dépendant de la pression \bar{p}_i^e et de la vitesse \bar{v}_i^e sur le pavé i .

4.3 Prise en compte de l'encombrement des cavités acoustiques par des structures déformables

4.3.1 Problématique

Pour étudier le comportement acoustique des cavités encombrées, la méthode des éléments finis est largement privilégiée car elle permet de traiter des systèmes d'une grande complexité géométrique. Toutefois, le nombre de degrés de liberté augmentant avec la fréquence, elle conduit généralement à des modèles de grandes tailles difficilement solubles de manière directe, mais aussi par réduction modale, puisqu'il peut être nécessaire de calculer un très grand nombre de modes propres avec les difficultés de convergence que nous avons mises en évidence dans le chapitre 2. L'objectif de cette partie est de déterminer l'influence de structures déformables encombrant une cavité acoustique, dont la fréquence critique se situe bien au-dessous de la fréquence maximale d'étude.

Dans ce contexte, nous sommes ainsi amenés à nous demander s'il est possible, à partir de considérations physiques, de simplifier la description du comportement dynamique des objets encombrant une cavité acoustique. Cette problématique revêt un réel intérêt pour l'étude du bruit propre hydrodynamique sur les performances du SONAR d'étrave d'un sous-marin, dont la cavité contient de nombreuses structures (antenne, support-antenne, cloison, tubes lance-torpilles, ...).

Pour apporter une réponse à cette interrogation, nous introduisons une sous-structuration du problème, basée sur la définition d'un système maître (la cavité acoustique, en l'occurrence) directement excité, dont le comportement dynamique peut être modélisé par éléments finis, et d'un système esclave ou suiveur (ici les structures déformables dans la cavité), dont les caractéristiques dynamiques sont mal connues. Dans ce cas de couplage surfacique entre une cavité acoustique et une structure, 3 comportements du système esclave peuvent être observés selon le rapport entre la longueur d'onde naturelle du système excité et celle du système esclave : résonant, inertiel ou en raideur (cf. figure 4.8).

Pour démontrer de manière plus formelle cette assertion, considérons le calcul de la réponse d'une plaque infinie, excitée à une fréquence donnée par une onde de la forme $p(x, y) = \bar{p}e^{-jk_x x - jk_y y}$. En supposant, ensuite que le déplacement $w(x, y)$ est de la même forme, i.e. $w(x, y) = \bar{w}e^{-jk_x x - jk_y y}$, l'amplitude de la réponse d'une plaque infinie s'écrit alors :

$$\bar{w} = \frac{\bar{p}}{(Dk^4 - \omega^2 m)} \quad (4.28)$$

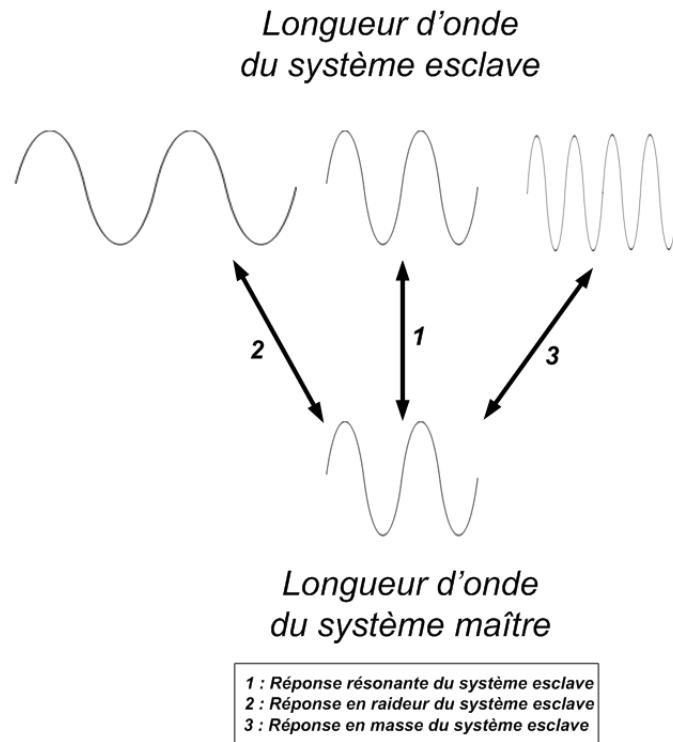


FIGURE 4.8 – Représentation du comportement du système esclave en fonction de la longueur d'onde du système maître

où $k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$, D la rigidité de flexion de la plaque et m sa masse surfacique.

Ainsi, 3 types de comportement peuvent être distingués :

- Si $Dk^4 \approx \omega^2 m$. La réponse de la plaque est alors résonante,
- Si $Dk^4 \gg \omega^2 m$. La plaque répond en raideur,
- Si $Dk^4 \ll \omega^2 m$. La plaque répond en masse.

Dans le cas d'une cavité acoustique d'eau encombrée par des structures déformables, la longueur d'onde acoustique est très supérieure à la longueur d'onde naturelle des structures encombrantes, dans les gammes de fréquences où l'on opère, i.e. de 10 Hz à quelques kHz, puisqu'à ces fréquences, nous sommes généralement bien au-dessous de la fréquence critique. Par conséquent, nous nous retrouvons dans la situation où la réponse d'une structure est dominée par sa masse.

Pour valider ce raisonnement, nous allons l'appliquer au calcul des PTF de cavités encombrées par des structures déformables.

4.3.2 Application au calcul des PTF de cavités acoustiques encombrées par des structures déformables

Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le calcul des PTF d'un sous-système de type structure-cavité par éléments finis est régi par la formulation matricielle suivante :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss} & -A_{sf} \\ 0 & K_{ff} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_{ss} & 0 \\ A_{sf}^T & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ Q_k \end{Bmatrix} \quad (4.29)$$

avec :

$$Q_k = \begin{cases} -j\omega \frac{A_k}{N} \bar{v}_k^c & \text{sur } S_k \\ 0 & \text{sur } \Gamma_i \setminus S_k \end{cases} \quad (4.30)$$

où A_k est l'aire du pavé k et N le nombre de nœuds du modèle éléments finis inclus dans le pavé k .

Or, nous avons montré au paragraphe précédent que pour de tels problèmes, le comportement dynamique des structures déformables pouvaient être approximé par sa réponse en masse. De ce fait, le système (4.29) se réécrit sous la forme suivante :

$$[(K_{ff} + A_{sf}^T M_{ss}^{-1} A_{sf}) - \omega^2 M_{ff}] \{P\} = \{Q_k\} \quad (4.31)$$

On remarquera que l'approximation proposée conduit à supposer un effet de raideur ajoutée sur la réponse de la cavité acoustique. Les PTF Z_{jk}^{ce} de la cavité encombrée sont alors obtenues en moyennant spatialement les pressions acoustiques pour tous les nœuds inclus dans le pavé j , tandis que les PTF Z_{Mk}^{ce} sont obtenues en calculant la pression acoustique au point M de la cavité pour chaque pavé excité k .

Pour tester la validité de la démarche, nous calculons, par résolution directe de l'équation (4.31), les PTF d'une cavité acoustique d'eau de $2 \times 1.5 \times 0.7 \text{ m}^3$ encombrée par une structure suspendue sur la paroi arrière, composée d'un assemblage de 3 plaques d'acier, dont les caractéristiques et la géométrie sont présentées respectivement dans le tableau 4.3 et en figure 4.9. D'autre part, le maillage éléments finis de ce système comporte 7509 nœuds, soit 612 nœuds pour l'encombrement et 6897 pour la cavité acoustique, ce qui équivaut à un critère de maillage de 7 nœuds par longueur d'onde de flexion λ_f pour la plaque et 32 nœuds par longueur d'onde acoustique pour la cavité à la fréquence maximale d'étude de 650 Hz.

TABLE 4.3 – Caractéristiques de l'encombrement

Paramètres	Valeurs
Longueur de la plaque n°1	$L_1 = 1.85 \text{ m}$
Largeur de la plaque n°1	$b_1 = 1.14 \text{ m}$
Longueur de la plaque n°2 et n°3	$L_{23} = 1.14 \text{ m}$
Largeur de la plaque n°2 et n°3	$b_{23} = 0.36 \text{ m}$
Epaisseur	$h = 0.017 \text{ mm}$
Facteur d'amortissement	$\eta_p = 0.01$

Les figures 4.10a et 4.10b présentent, pour un maillage composé de 9 pavés, les comparaisons de l'impédance d'entrée du pavé n°1 et de l'impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 de la cavité non encombrée avec celles de la cavité encombrée par des structures déformables, avec ou sans approximation de la dynamique de l'encombrement. Comme attendu, les modes de l'encombrement n'apparaissent pas lorsque l'on approxime la dynamique

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ 86 ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT

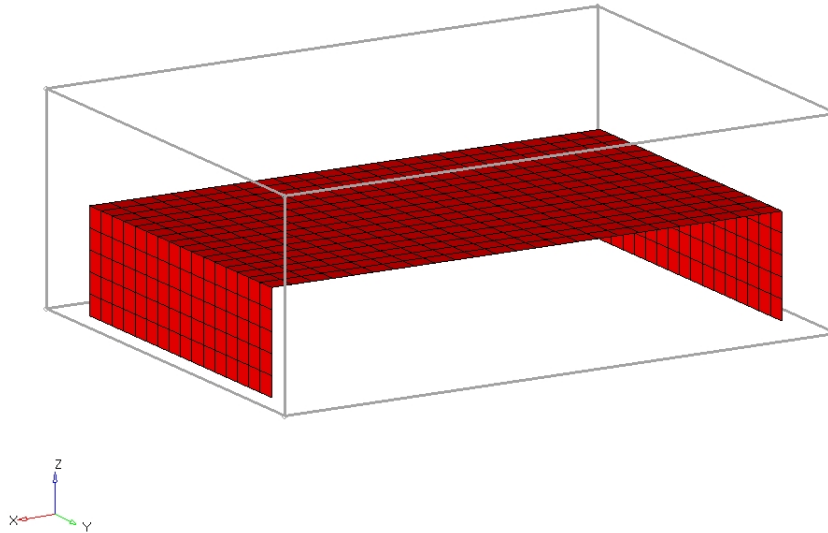


FIGURE 4.9 – Représentation du comportement du système esclave en fonction de la longueur d'onde du système maître

de l'encombrement par sa réponse en masse. Néanmoins, l'influence de l'encombrement sur la réponse de la cavité acoustique est bien prise en compte, bien que des écarts soient observés autour 420 Hz. Ainsi, seule la connaissance de la répartition de masses de l'encombrement est nécessaire pour déterminer son influence sur la réponse d'une cavité acoustique. La simplification proposée est considérable vis-à-vis des temps de calculs, puisque l'inversion de la matrice de masse de l'encombrement peut être immédiate si le système est supposé à masses concentrées. Ainsi, il est possible d'atteindre le domaine des moyennes fréquences, à condition, bien sûr, que la longueur d'onde acoustique reste très supérieure à la longueur d'onde naturelle des structures encombrantes.

Enfin, il est important de souligner le gain en temps de calcul apporté par l'approximation de la dynamique de l'encombrement par sa réponse en masse, puisque l'on passe de 2 heures à 30 minutes pour un calcul des PTF par résolution directe du problème éléments finis associé, si l'on suppose une matrice à masses concentrées (cf. équations (3.10) et (4.31)). Ceci représente un avantage important de l'approche proposée pour décrire l'influence de l'encombrement.

4.4 Réponse vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité acoustique et à un fluide extérieur sous écoulement turbulent

4.4.1 Présentation du modèle PTF

Dans cette partie, nous cherchons à caractériser la réponse vibro-acoustique en eau d'une plaque d'acier bafflée, simplement appuyée, excitée par un écoulement turbulent, de vitesse $U_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$, et couplée respectivement sur chacune de ses faces à un milieu fluide extérieur et à une cavité acoustique, encombrée ou non. L'encombrement dans la cavité acoustique

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT 87

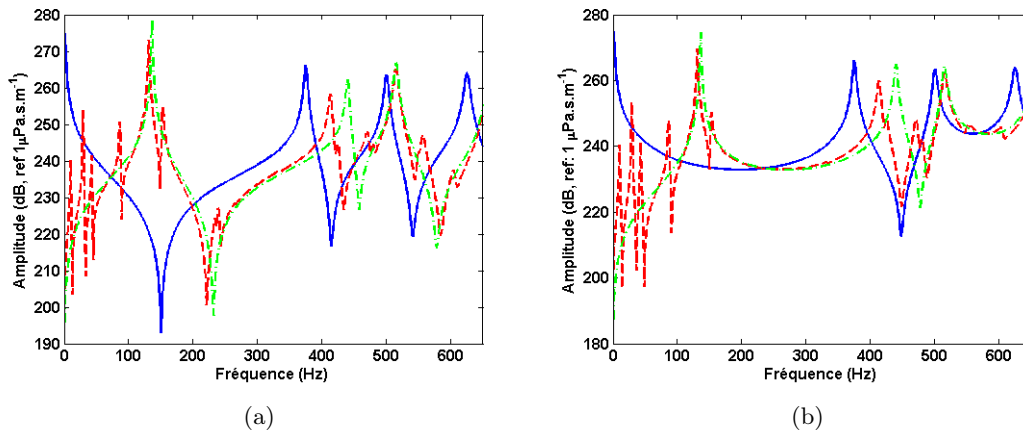


FIGURE 4.10 – Comparaison des PTF d’une cavité acoustique encombrée par des structures déformables : (a) Impédance d’entrée du pavé n°1 et (b) Impédance de transfert entre le pavé n°1 et le pavé n°6 - (—) Cavité non encombrée, (---) Cavité encombrée (Référence) et (-.-) Cavité encombrée (Approximation)

est composé d’un assemblage de 3 plaques d’acier, suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique. Une représentation de ce système est proposé en figure 4.11.

Les paramètres dimensionnels et matériaux du système sont résumés dans le tableau 4.4, tandis que les caractéristiques de l’assemblage de plaques sont définies dans le tableau 4.3.

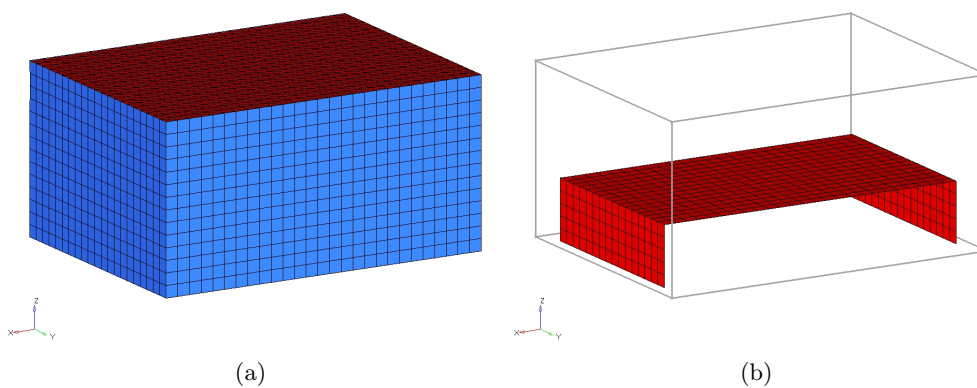


FIGURE 4.11 – Modèle éléments finis du système original - (a) Géométrie du système et (b) Géométrie et positionnement de l’encombrement dans la cavité acoustique

Pour traiter ce problème à partir du formalisme PTF, nous divisons le système original en 3 sous-systèmes : un milieu fluide extérieur, une plaque couplée sur chacune de ses faces à une cavité d’eau et une cavité d’eau, encombrée ou non (cf. figure 4.12). En effet, d’après les

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ 88 ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT

TABLE 4.4 – Paramètres dimensionnels du système original

Paramètres	Valeurs
Longueur de la plaque	$L_p = 2$ m
Largeur de la plaque	$b_p = 1.5$ m
Épaisseur de la plaque	$h = 0.017$ mm
Fréquence de coïncidence aérodynamique	$f_c = 248$ Hz
Longueur de la cavité	$L_c = 2$ m
Largeur de la cavité	$b_c = 1.5$ m
Profondeur de la cavité	$H = 1$ m
Module d'Young de l'acier	$E = 2 \times 10^{11}$ Pa
Masse volumique de l'acier	$\rho = 7800$ kg.m ⁻³
Coefficient de Poisson de l'acier	$\nu = 0.3$
Facteur d'amortissement de la plaque	$\eta_p = 0.01$
Masse volumique de l'eau	$\rho_e = 1000$ kg.m ⁻³
Célérité dans l'eau	$c_e = 1500$ m.s ⁻¹
Facteur d'amortissement de la cavité	$\eta_c = 0.01$

conclusions que nous avons faites au chapitre 3, les surfaces de couplage entre les différents sous-systèmes doivent être définies dans le champ lointain de la plaque, afin de modéliser précisément le rayonnement de la structure en champ proche et pouvoir utiliser un critère de maillage de pavés basé sur la demi-longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale étudiée. Les surfaces de couplage sont ainsi définies, au minimum, à 30 cm de la plaque et de l'encombrement.

Concernant le maillage de pavés, nous avons opté pour l'utilisation d'un maillage plus fin à l'interface avec le milieu fluide extérieur en raison de la géométrie de celle-ci. La taille des pavés sur cette surface correspond alors à 4 pavés par longueur d'onde acoustique. Ce faisant, le maillage de pavés comporte 41 pavés, soit 9 à l'interface avec la cavité acoustique et 32 à l'interface avec le milieu fluide extérieur.

Par ailleurs, les maillages éléments finis des sous-systèmes cavité acoustique (encombrée ou non) et plaque-cavité se composent de 6776 nœuds pour la cavité acoustique cavité non encombrée, 7509 nœuds pour la cavité encombrée, soit 612 nœuds pour l'encombrement et 6897 pour la cavité acoustique et 19274 nœuds pour le sous-système plaque-cavité, soit 1183 nœuds de plaque et 18091 de cavité. Ces maillages respectent ainsi un critère de maillage de 7 nœuds par longueur d'onde de flexion λ_f pour la plaque et 32 nœuds par longueur d'onde acoustique pour la cavité à la fréquence maximale d'étude de 650 Hz.

Dans le cas étudié ici, la fréquence de coïncidence hydrodynamique est d'environ 3 Hz. Par conséquent, ce sont les bas nombres d'onde de la couche limite turbulente qui vont exciter la structure. De ce fait, nous utilisons le modèle d'interspectre de Chase, développé en 1987, pour modéliser l'excitation CLT (cf. section 1.1.1.4). Les paramètres de ce modèle sont données dans le tableau 4.5.

Pour mettre en œuvre de l'approche par ondes planes décorréelées, nous fixons $\bar{k} = 14$ m⁻¹, ce qui est légèrement supérieur à la valeur du nombre d'onde de flexion k_f de la plaque à 650 Hz, i.e. $k_f = 12$ m⁻¹. Nous définissons ainsi un ensemble d'ondes planes tels que $(k_r, k_s) \in [-\bar{k}, \bar{k}]^2$ et $\Delta k_r = \Delta k_s = 1$ m⁻¹, ce qui représente un ensemble d'environ 840 ondes planes.

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT 89

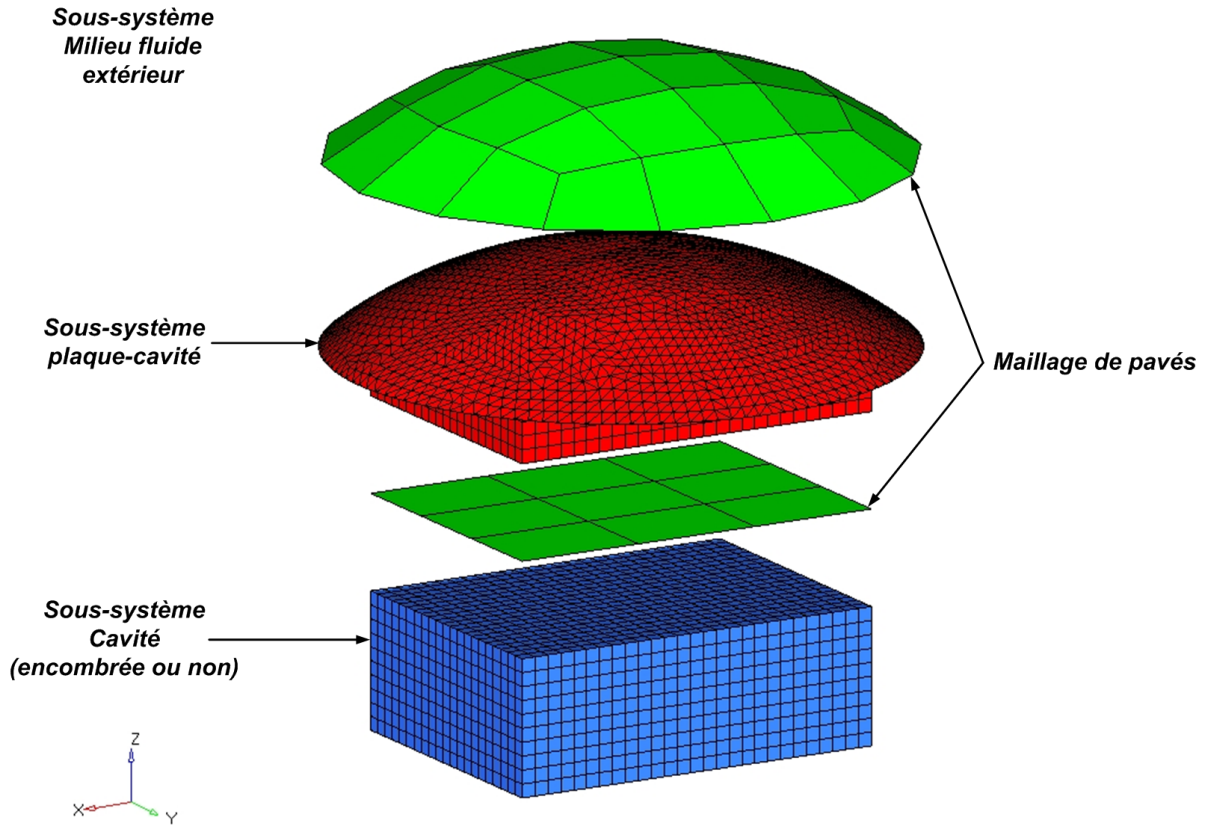


FIGURE 4.12 – Modèle PTF

TABLE 4.5 – Paramètres du modèle de Chase (1987)

Paramètres	Valeurs
Vitesse de convection du fluide	$U_c = 12 \text{ m.s}^{-1}$
Vitesse de friction	$u_\tau = 0.53 \text{ m.s}^{-1}$
Épaisseur de couche limite	$\delta = 0.025 \text{ m}$
Masse volumique du fluide	$\rho_e = 1000 \text{ kg.m}^{-3}$
b	0.75
C_M	0.1553
C_T	0.0047
h	3

4.4.2 Formalisme PTF

Nous présentons, dans cette partie, le formalisme PTF adapté à la résolution du problème défini au paragraphe précédent.

Le couplage des sous-systèmes est réalisé en écrivant la continuité des pressions et des vitesses particulières sur chaque pavé de la surface couplage S_c . Pour plus de clarté, nous distinguons la surface de couplage située au niveau de la cavité acoustique de celle située au niveau du milieu fluide extérieur. D'autre part, une convention de signe est utilisée par commodité pour écrire la condition de continuité des vitesses à l'interface. Nous supposons ainsi que les vitesses à l'interface du sous-système plaque-cavité sont affectées d'un signe (+). Par conséquent, les conditions de couplage s'écrivent :

- A l'interface entre la cavité acoustique et le système plaque-cavité :

$$\begin{cases} \bar{p}_j^{pc} = \bar{p}_j^c = \bar{p}_j \\ \bar{v}_j^{pc} = -\bar{v}_j^c = \bar{v}_j \end{cases} \quad (4.32)$$

où les exposants pc et c font respectivement référence au système plaque-cavité et à la cavité acoustique.

- A l'interface entre le milieu fluide extérieur et le système plaque-cavité :

$$\begin{cases} \bar{p}_j^{pc} = \bar{p}_j^e = \bar{p}_j \\ \bar{v}_j^{pc} = -\bar{v}_j^e = \bar{v}_j \end{cases} \quad (4.33)$$

où l'exposant e fait référence au milieu fluide extérieur.

En utilisant ensuite le principe de superposition pour les systèmes linéaires passifs, nous déterminons la vitesse et la pression de couplage \bar{v}_j^{rs} et \bar{p}_j^{rs} sur le pavé j , lorsque la structure est excitée par une onde plane pariétale de nombres d'onde (k_r, k_s) :

$$\begin{cases} \bar{v}_j^{rs} = - \left(Z_{kj}^{pc} + Z_{kj}^c + Z_{kj}^e \right)^{-1} \tilde{\bar{p}}_k^{rs} \\ \bar{p}_j^{rs} = Z_{ji}^{pc} \bar{v}_i^{rs} \end{cases} \quad (4.34)$$

où $\tilde{\bar{p}}_k^{rs}$ est la pression sur le pavé k due au rayonnement de la plaque soumise à une onde plane pariétale de nombres d'onde (k_r, k_s) .

La connaissance de la vitesse et de la pression de couplage \bar{v}_j^{rs} et \bar{p}_j^{rs} , nous permet alors de calculer, pour une onde plane de nombres d'onde (k_r, k_s) , la vitesse vibratoire $v_{rs}^{pc}(L)$ en un point L de la structure et les pressions acoustiques $p_{rs}^{pc}(M)$ en un point M du système structure-cavité, $p_{rs}^c(N)$ en un point N de la cavité acoustique et $p_{rs}^e(Q)$ en un point Q du milieu fluide extérieur :

$$\begin{cases} v_{rs}^{pc}(L) = \tilde{v}^{rs}(L) + Y_{Lj}^{pc} \bar{v}_j^{rs} \\ p_{rs}^{pc}(M) = \tilde{p}^{rs}(M) + Z_{Mj}^{pc} \bar{v}_j^{rs} \\ p_{rs}^c(N) = -Z_{Nj}^c \bar{v}_j^{rs} \\ p_{rs}^e(Q) = -Z_{Lj}^e \bar{v}_j^{rs} \end{cases} \quad (4.35)$$

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT 91

où $\tilde{v}^{rs}(L)$ et $\tilde{p}^{rs}(M)$ sont respectivement la vitesse vibratoire au point L de la structure et la pression au point M de la cavité du sous-système structure-cavité découplé excité par une onde plane.

Comme nous l'avons montré au paragraphe 4.1.1, la réponse vibro-acoustique du système soumis à un écoulement turbulent est alors obtenue en cumulant quadratiquement les réponses du système à chaque onde plane. Nous avons ainsi :

$$\begin{cases} S_{vv}^{pc}(L) = \sum_{r,s} |v_{rs}^{pc}(L)|^2 \\ S_{pp}^{pc}(M) = \sum_{r,s} |p_{rs}^{pc}(M)|^2 \\ S_{pp}^c(N) = \sum_{r,s} |p_{rs}^c(N)|^2 \\ S_{pp}^e(Q) = \sum_{r,s} |p_{rs}^e(Q)|^2 \end{cases} \quad (4.36)$$

4.4.3 Application numérique

Dans ce qui suit, nous étudions l'influence de l'encombrement sur la réponse vibro-acoustique du système défini au paragraphe 4.4.1. Pour cela, nous calculons, par la méthode PTF, les autospectres de vitesse vibratoire et de pression en différents points du système, lorsque la plaque est soumise à un écoulement turbulent de $U_\infty = 15 \text{ m.s}^{-1}$, modélisé par un modèle de Chase dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.5. Nous présentons la position de ces points dans le système étudié en figure 4.13, ainsi que leurs coordonnées dans le tableau 4.6.

TABLE 4.6 – Coordonnées des points d'écoute dans le repère global du système (en m)

Système	Coordonnées
Plaque	A_1 (0.2222,1.2857,0) et A_2 (0.7407,0.6429,0)
Cavité acoustique	B_1 (1.0741,0.3929,-0.0714) et B_2 (0.8148,0.1429,-0.5714)
Milieu extérieur	C_1 (1,0.75,1) et C_2 (1.75,1.2,0.75)

Nous soulignons, par ailleurs, que les PTF des sous-systèmes cavité (non encombrée) et plaque-cavité sont calculées à partir des formulations éléments finis présentées dans les chapitres 2 et 3, tandis que les PTF du milieu fluide extérieur sont calculées analytiquement à partir des équations présentées au paragraphe 4.2 de ce chapitre. D'autre part, les PTF de la cavité encombrée sont calculées avec et sans approximation du comportement dynamique de l'encombrement, afin d'étudier l'influence de l'approximation sur la réponse du système.

Les figures 4.14, 4.15 et 4.16 présentent l'influence de l'encombrement sur la réponse vibro-acoustique aux points A_1 , A_2 , B_1 , B_2 , C_1 et C_2 du système soumis à une excitation CLT. Ces courbes montrent, de manière surprenante, que la présence d'un encombrement dans une cavité acoustique modifie peu la réponse de la plaque, alors qu'elle modifie de manière significative les fonds de spectre de pression, comme le montre les autospectres de pression aux points B_2 et C_1 . Pour expliquer ce résultat, on peut néanmoins avancer l'explication connue des contributions non résonantes des structures, qui induisent une vibration faible mais des champs de pression non négligeables [141]. Ce résultat est important, notamment si l'on s'intéresse à la pression rayonnée au niveau des hydrophones d'une antenne d'étrave de sous-marin,

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ 92 ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT

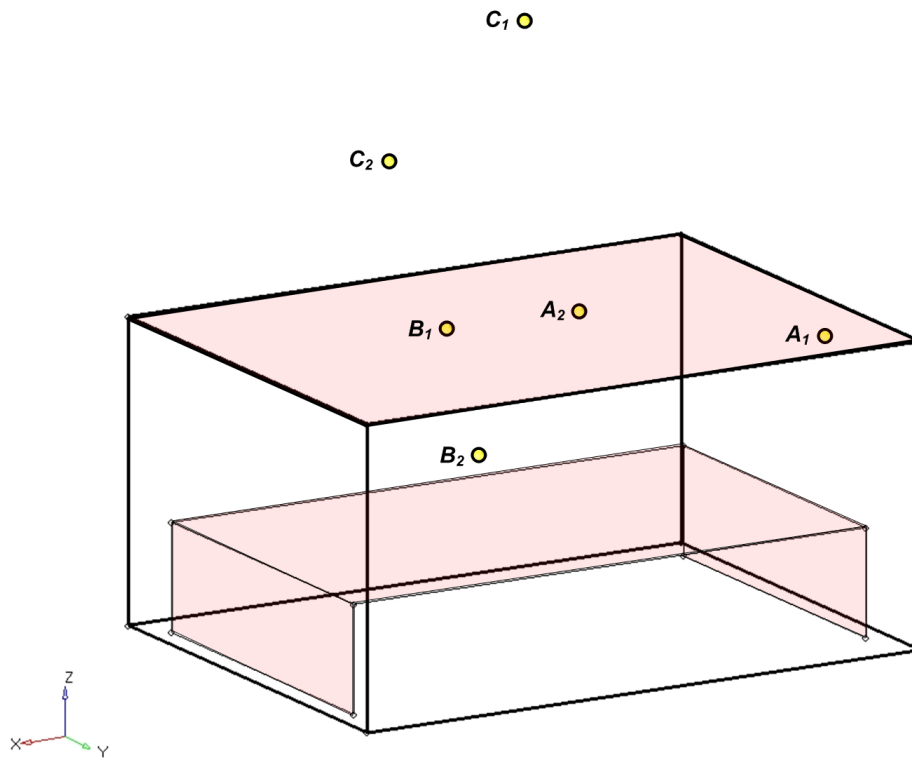


FIGURE 4.13 – Position des points d'écoute dans le système vibro-acoustique

dans la mesure où l'influence des structures encombrant la cavité SONAR ne peut pas être négligée dans le calcul de la réponse vibro-acoustique du système.

Ces courbes nous permettent finalement de valider l'approximation du comportement dynamique de l'encombrement par sa réponse en masse, dans la mesure où les écarts observés entre les calculs avec et sans approximation sont d'au plus 2 dB, hormis aux très basses fréquences (< 35 Hz) où la contribution des modes de l'encombrement est non négligeable.

4.4. RÉPONSE VIBRO-ACOUSTIQUE D'UNE PLAQUE COUPLÉE À UNE CAVITÉ ACOUSTIQUE ET À UN FLUIDE EXTÉRIEUR SOUS ÉCOULEMENT TURBULENT 93

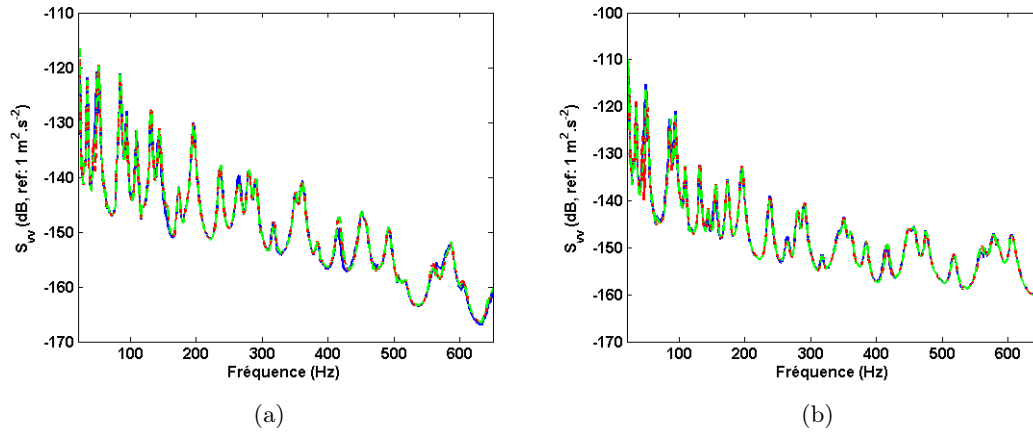


FIGURE 4.14 – Influence de l'encombrement - Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)

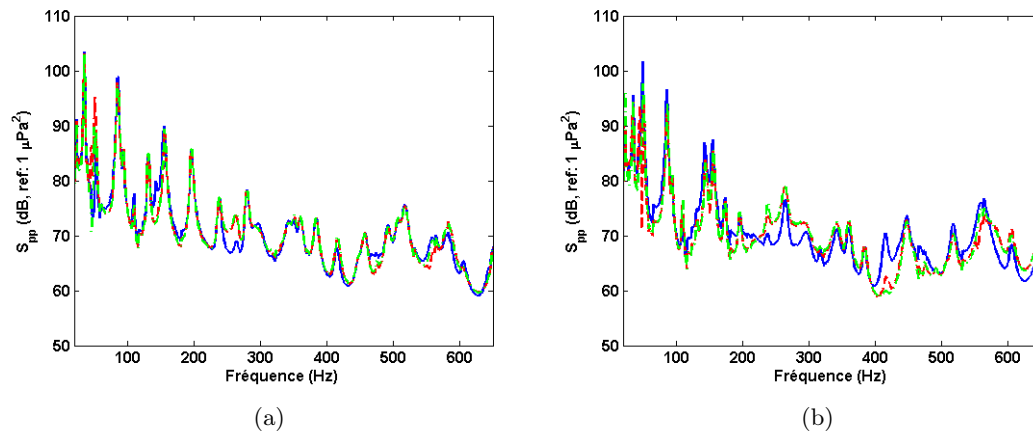


FIGURE 4.15 – Influence de l'encombrement - Comparaison des autospectres de pression acoustique aux points (a) B_1 et (b) B_2 de la cavié acoustique - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)

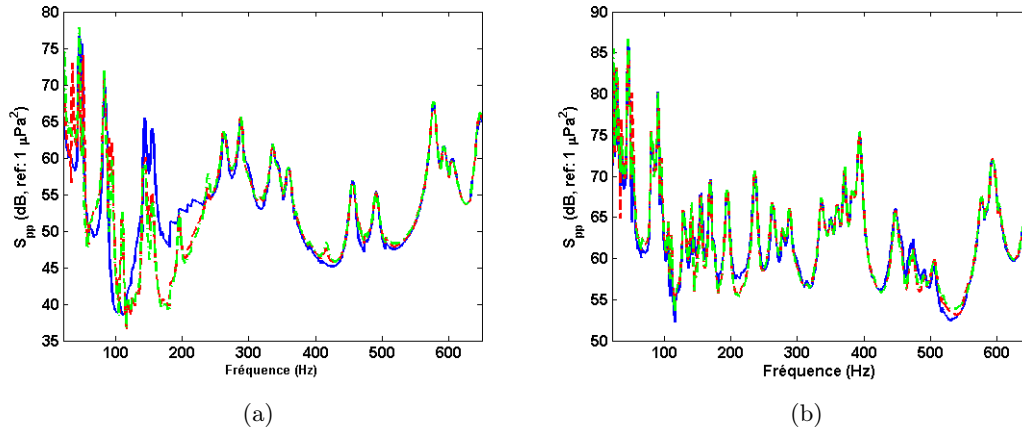


FIGURE 4.16 – Influence de l’encombrement - Comparaison des autospectres de pression acoustique aux points (a) C_1 et (b) C_2 du milieu fluide extérieur - (—) Sans encombrement, (---) Avec encombrement encastré sur la paroi arrière de la cavité acoustique (sans approximation) et (-.-) Avec encombrement suspendu sur la paroi arrière de la cavité acoustique (avec approximation)

4.5 Définition des sous-systèmes pour une géométrie réelle

Nous nous intéressons ici à l’application de la méthode PTF à des géométries réelles, comme celle de l’étrave d’un sous-marin. Selon l’objectif de l’étude, plusieurs stratégies de sous-structuration sont possibles. Dans ce qui suit, nous proposons une sous-structuration du problème permettant le calcul des niveaux de pression acoustique enregistrés par les hydrophones d’une antenne d’étrave de sous-marin dûs au bruit d’origine hydrodynamique. Pour présenter cette solution plus en détail, nous considérons un dôme SONAR couplé à une cavité acoustique contenant une antenne cylindrique, sur laquelle sont positionnés des hydrophones, comme présenté en figure 4.17. Pour simplifier le propos, nous supposons que la cloison arrière, le plancher et le plafond sont parfaitement rigides.

La stratégie de sous-structuration proposée repose sur la partition du système global en 5 sous-systèmes PTF (cf. figure 4.18) :

- Un milieu fluide extérieur,
- Un système de type structure-cavité, composé du dôme couplé sur chacune de ses faces à une cavité acoustique,
- Un système de type structure-cavité, constitué d’une cavité acoustique contenant l’antenne,
- Deux cavités acoustiques.

Ainsi, en raison des dimensions réduites des sous-systèmes PTF par rapport au système complet, l’approche PTF permet d’effectuer des calculs plus hauts en fréquence que pour le système global. Par ailleurs, la réanalyse du problème pour différentes configuration géométrique et matériau est simplifiée, puisque seuls les sous-systèmes modifiés nécessitent un recalcul de leurs PTF. Une telle sous-structuration permet donc de prendre aisément en compte des

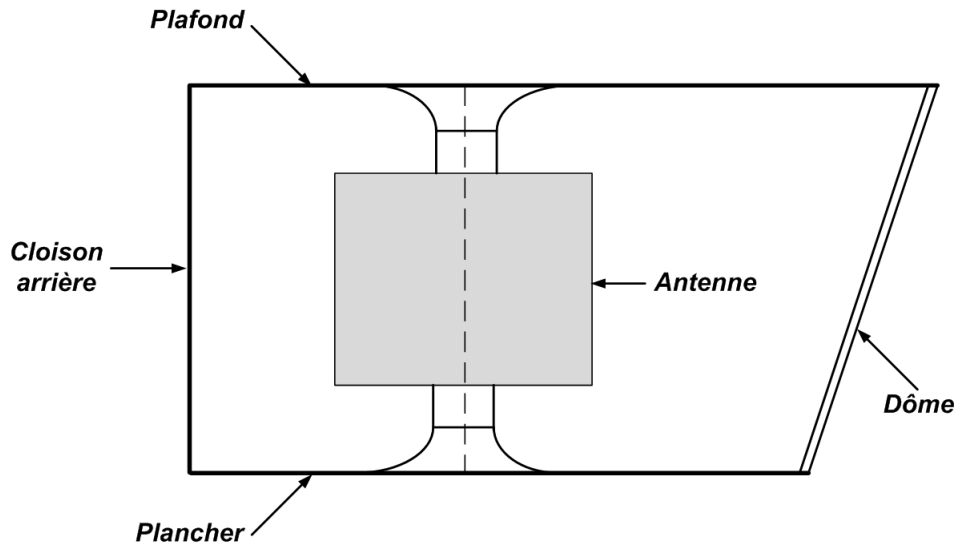


FIGURE 4.17 – Géométrie de la cavité SONAR

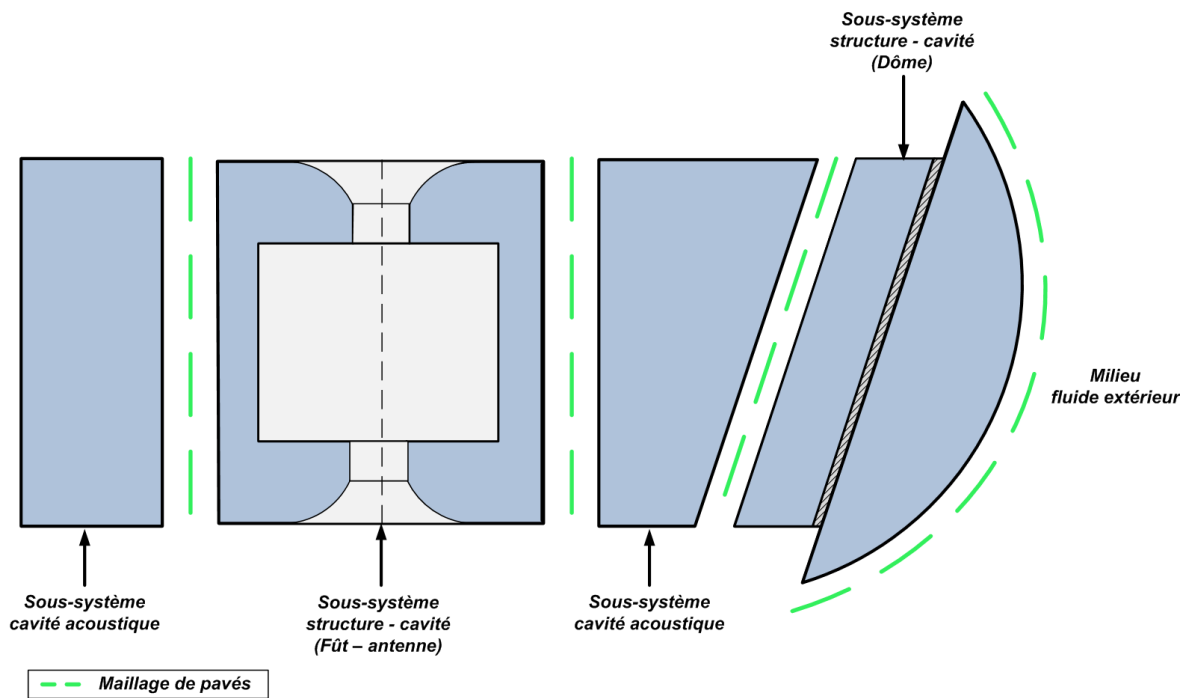


FIGURE 4.18 – Définition des sous-systèmes PTF

modifications de la géométrie de l'antenne, du matériau du dôme ainsi que la position des revêtements acoustiques sur les parois de la cavité SONAR.

Concernant la modélisation de l'excitation CLT, les modèles d'interspectre de fluctuations de pression pariétale établis sur plaque plane peuvent être utilisés à condition que le rayon de courbure du dôme soit suffisamment grand et les gradients de pression relativement faibles à sa surface [3]. Dans le cas contraire, des codes de calcul hydrodynamique permettent de déterminer les paramètres de la couche limite sur la surface du dôme (épaisseur de couche limite, vitesse de friction, . . .) et, par suite, de caractériser les zones où ces paramètres sont constants et dans lesquelles les modèles d'interspectres standards sont applicables [155]. D'autre part, l'utilisation de ces modèles suppose que la couche limite turbulente soit pleinement développée sur toute la surface du dôme. En conséquence, les sources de bruit liées au décollement, à la récirculation ou au recollement de la couche limite à la surface du dôme ne seront pas prises en compte, ce qui peut conduire à une sous-estimation du bruit rayonnée par le dôme au niveau des hydrophones de l'antenne [156].

4.6 Conclusions

Nous avons appliqué, dans ce chapitre, la méthode PTF pour caractériser la réponse vibro-acoustique en fluide lourd d'une plaque excitée par une CLT et couplée à un milieu fluide extérieur et à une cavité acoustique, encombrée ou non par des structures déformables. Pour traiter ce problème, nous avons étendu et complété la modélisation PTF en intégrant, dans notre analyse, l'influence de l'excitation CLT, du milieu fluide extérieur et de l'encombrement.

Pour intégrer l'excitation CLT dans la méthode PTF, nous avons proposé une représentation de celle-ci par un cumul d'ondes planes pariétales décorréliées. Nous avons ainsi montré que la réponse d'une structure soumise à une CLT pouvait être obtenue à partir des réponses du système excité successivement par des ondes planes pariétales décorréliées, dont les amplitudes sont calculées à partir de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde. Cette approche nécessite théoriquement la définition d'une infinité d'ondes planes. Cependant, la structure agissant comme un filtre sur l'excitation, nous avons montré que ce nombre pouvait être grandement réduit, si l'on étudiait la réponse d'une structure au-dessus de sa fréquence de coïncidence hydrodynamique, puisque seuls les modes résonants du système ont alors une contribution significative. Dans ce cas, seules les ondes planes pariétales, dont les nombres d'onde se situent autour du nombre d'onde naturel de la structure, peuvent être prises en compte. Cela pose, néanmoins, le problème du calcul du nombre d'onde naturel, qui se révèle très délicat pour des systèmes complexes. C'est pourquoi, nous avons pris le parti de fixer un nombre d'onde de coupure \bar{k} et de mailler finement le plan d'onde afin de prendre en compte la contribution de tous les modes représentatifs du système excité par une CLT sur l'intervalle $[-\bar{k}, \bar{k}]^2$. La validité de cette approche a été démontrée en comparant l'autospectre de vitesse vibratoire d'une plaque simplement appuyée calculé à partir des approches standard et par cumul d'ondes planes décorréliées. L'avantage d'une telle approche réside dans sa simplicité de mise en œuvre, puisque les techniques classiques de modélisation du comportement vibratoire des structures peuvent être directement utilisées, contrairement à l'approche standard nécessitant le calcul des fonctions de transfert entre tous les points d'observation et tous les points de la structure. Pour finir, nous avons présenté la

démarche permettant d'implémenter cette approche dans la méthode PTF.

Nous nous sommes ensuite intéressés au calcul des impédances de rayonnement par pavé, afin de prendre en compte la présence d'un milieu fluide extérieur au niveau d'une surface de couplage bafflée de géométrie quelconque. Le calcul de ces quantités s'effectue à partir de l'équation intégrale du problème de rayonnement associé. L'étude des impédances de rayonnement par pavé a notamment mis de mettre en évidence l'importance des termes de double couche, puisque leur omission conduit à des écarts d'au moins 6 dB dans le cas traité dans ce chapitre.

Dans la troisième partie de ce chapitre, nous avons proposé une approche permettant, à partir de considérations physiques, de tenir compte simplement de la complexité structurale de structures déformables encombrant une cavité acoustique. Nous avons ainsi montré que le comportement dynamique de l'encombrement pouvait être approximé par sa réponse en masse, à condition que la longueur d'onde acoustique soit très grande devant la longueur d'onde naturel de l'encombrement. De ce fait l'encombrement ne peut être connu qu'à partir de sa répartition de masse.

L'intégration de ces différents éléments dans la méthode PTF, nous a alors permis d'étudier l'influence de l'encombrement des cavités acoustiques sur la réponse vibro-acoustique d'une plaque soumise à un écoulement turbulent et couplée à un milieu fluide extérieur et à une cavité acoustique, encombrée ou non. Nous avons ainsi montré, pour le cas étudié dans ce chapitre, que l'encombrement pouvait avoir une influence importante sur la réponse vibro-acoustique du système. Ce résultat est important, puisqu'il montre que le comportement dynamique des structures encombrantes ne peut pas être négligé, lorsque l'on souhaite déterminer le niveau de bruit d'origine hydrodynamique au niveau des hydrophones d'une antenne d'étrave de sous-marin.

Nous avons finalement conclu ce chapitre par la définition des sous-systèmes PTF en vue d'une application de l'approche décrite précédemment au niveau de l'étrave d'un sous-marin. Nous avons proposé une sous-structuration du problème permettant, non seulement, le calcul des niveaux de pression acoustique enregistrés par les hydrophones d'une antenne d'étrave de sous-marin dûs au bruit d'origine hydrodynamique, mais aussi une réanalyse simplifiée du problème à des fins d'optimisation.

5

Développement d'une procédure expérimentale de caractérisation des vibrations d'une structure à une couche limite turbulente par une antenne synthétique

L'effet d'une couche limite turbulente sur une structure peut être étudié expérimentalement dans un tunnel aérodynamique. Ces essais sont néanmoins difficiles et coûteux à mettre en place quand on considère une structure industrielle. Dans le chapitre précédent, nous avons montré que l'effet d'une CLT pouvait être simulé à partir d'un cumul d'ondes planes pariétales décorrélées. Cette observation peut être utilisée pour caractériser expérimentalement la réponse d'une structure excitée par une CLT. En pratique, il faut générer des champs de pariétale correspondant à ceux que l'on obtiendrait à partir d'ondes planes propagatives mais aussi évanescentes. Nous proposons, pour cela, d'utiliser une antenne de monopôles acoustiques permettant de contrôler la génération des ondes. Dans un premier temps, nous établissons les équations permettant de déterminer l'amplitude complexe de chaque monopôle de l'antenne. Nous nous intéressons, ensuite, d'un point de vue numérique, aux paramètres de conception de l'antenne comme sa taille, le nombre de monopôles et sa distance par rapport au plan d'observation. Nous montrons ainsi qu'un nombre limité de monopôles permet de reconstruire correctement les caractéristiques spectrales d'un champ de pression pariétale de type CLT. Les résultats d'une expérience numérique sont alors présentés pour démontrer la validité de l'approche. Nous terminons enfin ce chapitre par une présentation du principe de l'antenne synthétique et du principe expérimental qui en découle.

5.1 Spécificités de l'excitation CLT

Nous avons montré au chapitre 4 que l'excitation par couche limite turbulente pouvait être modélisée par la superposition d'ondes planes pariétales décorrélées par analogie avec la modélisation d'un champ diffus. La principale différence entre ces deux types d'excitation aléatoire

réside dans leur contenu spectral comme le présente la figure (5.1). En effet, contrairement au champ diffus, l'excitation par couche limite turbulente s'étend bien au-delà du domaine acoustique. Ainsi, la modélisation de l'effet d'une couche limite turbulente nécessite la génération de champs de pression pariétale correspondant à ceux que l'on obtiendrait à partir d'ondes propagatives et évanescentes.

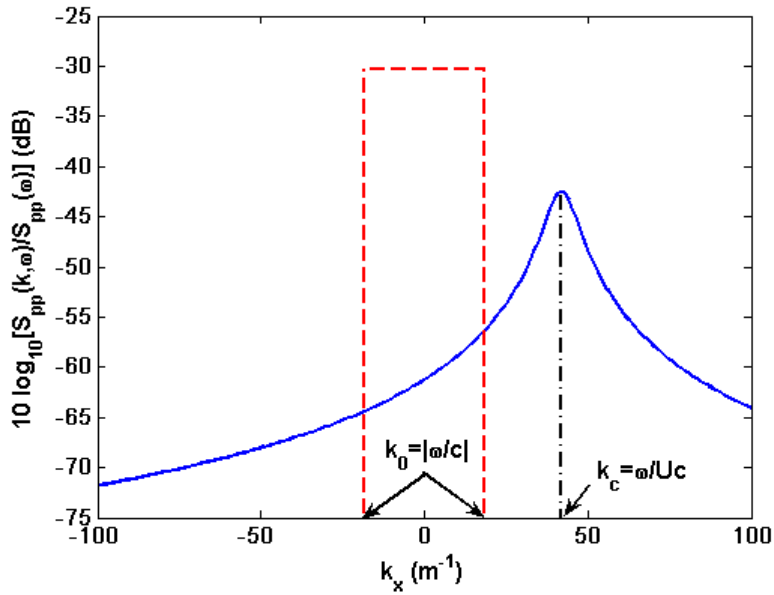


FIGURE 5.1 – Comparaison des excitations par champ diffus et CLT dans le plan d'onde $(k_x, 0)$ - (—) CLT et (---) champ diffus

5.2 Génération d'un champ de pression pariétale de type onde plane à partir d'une antenne de monopôles

5.2.1 Principe

Nous nous intéressons, dans cette partie, à la génération d'une onde plane pariétale P_{rs} d'amplitude $A(k_r, k_s)$ au niveau de la paroi.

Une manière naturelle de créer une pression pariétale de type onde plane est d'utiliser une excitation par onde plane acoustique. Considérons une onde plane dans le milieu acoustique de la forme $Ae^{-jk_r x - jk_s y - jk_z z}$. Le triplet (k_r, k_s, k_z) est relié au nombre d'onde acoustique k_0 par l'équation :

$$k_0 = \pm \sqrt{k_r^2 + k_s^2 + k_z^2} \quad (5.1)$$

Dans la mesure où les nombres d'onde k_r et k_s à créer au niveau de la paroi sont connus, puisque déterminés à partir de la longueur d'onde à reconstruire, le nombre d'onde k_z doit alors

vérifier l'équation (5.2) .

$$\begin{cases} k_z = \pm\sqrt{k_0^2 - k_r^2 - k_s^2} & \text{si } k_0^2 > k_r^2 + k_s^2 \\ k_z = \pm j\sqrt{k_0^2 - k_r^2 - k_s^2} & \text{si } k_0^2 < k_r^2 + k_s^2 \end{cases} \quad (5.2)$$

Suivant les cas, l'équation (5.2) indique les champs de pression pariétale à reconstruire correspondent à ceux d'une onde plane propagative ($k_z \in \mathbb{R}$) ou évanescente ($k_z \in \mathbb{I}$). Cependant, il est difficile de générer expérimentalement des champs de pression pariétale issus d'ondes planes évanescentes, en raison essentiellement de leur variation spatiale rapide dans le plan de la paroi. C'est pour cela, que nous proposons de recréer le champ de pression pariétale à partir d'un réseau de monopôles comme présenté en figure 5.2.

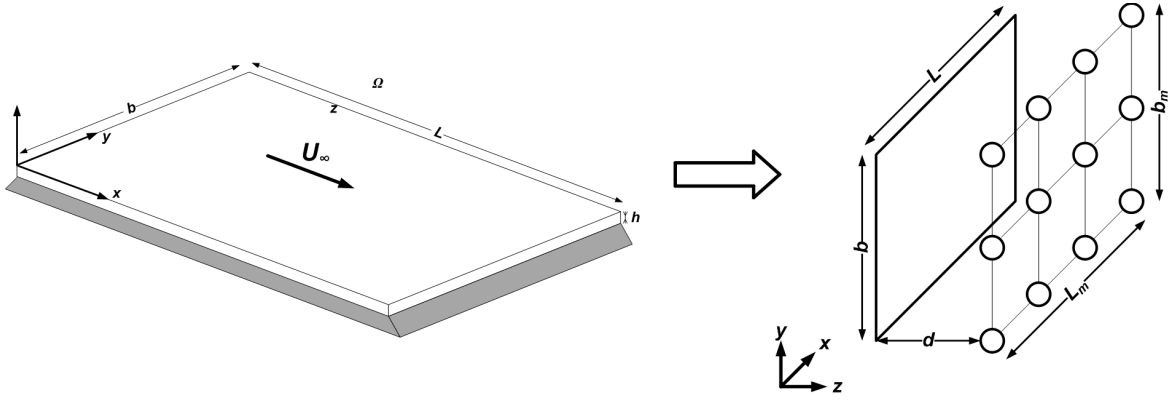


FIGURE 5.2 – Définition de l'antenne de monopôles

Le calcul de l'amplitude de chacun des monopôles constituant l'antenne s'effectue en posant l'égalité de la pression pariétale créée par une onde plane pariétale de nombre d'onde (k_r, k_s) et de celle due à l'antenne de monopôles :

$$\sum_m B_m^{rs}(\omega) H_{mp}(\omega) = A(k_r, k_s, \omega) e^{jk_r x_p + jk_s y_p} \quad (5.3)$$

où $H_{mp}(\omega)$ est la fonction de transfert entre un monopôle de coordonnées (x_m, y_m, z_m) et un point de coordonnées $(x_p, y_p, 0)$ de la paroi.

Compte tenu de la réciprocité, H_{mp} s'identifie à la fonction de Green avec source image en espace semi-infini :

$$H_{mp}(\omega) = \frac{e^{-jk_0 \sqrt{(x_m - x_p)^2 + (y_m - y_p)^2 + z_m^2}}}{2\pi \sqrt{(x_m - x_p)^2 + (y_m - y_p)^2 + z_m^2}} \quad (5.4)$$

L'équation (5.3) peut se réécrire sous la forme matricielle :

$$[H] \{B_m^{rs}\} = \{P\} \quad (5.5)$$

Dans la majorité des cas l'opérateur de propagation H est rectangulaire et, de ce fait, l'équation (5.5) est résolue au sens des moindres carrés.

5.2.2 Influence des paramètres de l'antenne de monopôles acoustiques

Dans la définition de l'antenne de monopôles, trois paramètres interviennent, à savoir, le nombre de monopôles utilisés, la taille de l'antenne et sa distance par rapport à la paroi. Nous nous attachons, dans cette partie, à étudier l'influence de ces paramètres sur la reconstruction des fluctuations de pression pariétale à partir d'un champ d'ondes planes, afin de dégager les règles de dimensionnement permettant de décrire au mieux l'effet d'une couche limite turbulente sur une paroi.

Pour analyser l'influence de chacun des paramètres, nous allons comparer le modèle d'interspectre de pression pariétale à reconstruire avec celui obtenu à partir de l'antenne de monopôles acoustiques. Nous comparons également le profil du champ pression pariétale créée par une onde plane pariétale d'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$, calculée à partir de l'équation (4.5), avec celui obtenu à partir de l'antenne de monopôles sur une paroi plane de $0.6 \times 0.3 \text{ m}^2$. A titre illustratif, nous reconstruirons, à 250 Hz, l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos [4], dont les paramètres sont explicités dans le tableau 5.1, associé à un autospectre unitaire :

$$S_{p_b p_b}(k_x, k_y, \omega) = S_{pp}(\omega) \left(\frac{U_c}{\omega} \right)^2 \frac{4\alpha_x \alpha_y}{\left[\alpha_x^2 + \left(1 - \frac{U_c k_x}{\omega} \right)^2 \right] \left[\alpha_y^2 + \left(\frac{U_c k_y}{\omega} \right)^2 \right]} \quad (5.6)$$

où $S_{pp}(\omega)$ est l'autospectre de pression pariétale (ici $S_{pp}(\omega) = 1$), U_c est la vitesse de convection, et (α_x, α_y) sont les coefficients du modèle de Corcos.

TABLE 5.1 – Paramètres du modèle de Corcos

Paramètres	Valeurs
Vitesse de convection	$U_c = 35 \text{ m.s}^{-1}$
Coefficients de Corcos	$(\alpha_x, \alpha_y) = (0.116, 0.7)$

Nous supposons, par ailleurs, que le milieu acoustique environnant est de l'air ($\rho = 1.29 \text{ kg.m}^3$ et $c = 340 \text{ m.s}^{-1}$).

Pour les figures présentées dans cette partie, nous supposons que seuls les nombres d'onde inférieurs ou égaux à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ ont une contribution significative, ce qui implique que la longueur d'onde minimale à reconstruire est $\bar{\lambda} = 0.126 \text{ m}$. Nous définissons alors un ensemble d'ondes planes pariétales tel que $(k_r, k_s) \in [-\bar{k}, \bar{k}]^2$ et $\Delta k_r = \Delta k_s = 1 \text{ m}^{-1}$, ce qui représente un ensemble d'environ 10000 ondes planes.

Par souci de clarté, nous expliquons brièvement la procédure de calcul permettant d'obtenir l'interspectre des fluctuations de pression pariétale, ainsi que le profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde (k_r, k_s) .

La première étape consiste à déterminer l'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$ de chaque onde plane pariétale à partir de l'équation (4.5). Nous calculons ensuite l'amplitude de chaque monopôle acoustique B_m^{rs} à partir de l'équation (5.3) pour un maillage d'observation de 2450 points (i.e. 50×49). L'application de cette équation, nous permettra également de déterminer le profil de

pression pariétale généré par une onde plane. Nous utilisons ensuite cette équation pour calculer l'interspectre des fluctuations de pression pariétale dans l'espace physique $S_{p_b p_b}(\xi_x, \xi_y, \omega)$ (cf. équation (4.6)), dont la transformée de Fourier spatiale nous permet d'accéder à l'interspectre $S_{p_b p_b}(k_r, k_s, \omega)$ dans l'espace des nombres d'onde.

5.2.2.1 Nombre minimal de monopôles par longueurs d'onde à reconstituer

Pour déterminer la distance minimale entre monopôles, nous supposons que la taille de l'antenne est égale à celle de la paroi et que ces dernières sont distantes de $\frac{\bar{\lambda}}{2} = 0.063$ m. Dans le cadre de cette étude, l'utilisation d'un critère de distance antenne-paroi basé sur les longueurs d'onde à reconstruire semble plus pertinent qu'un critère basé sur la longueur d'onde acoustique, dans la mesure où la définition des ondes planes pariétales à reconstruire est liée au nombre d'onde maximal à reconstruire \bar{k} .

La figure 5.3 présente l'influence du nombre de monopôles sur la reconstruction de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale, lorsque l'on utilise de 2 à 6 monopôles par longueur d'onde minimal $\bar{\lambda}$ à reconstruire, tandis que la figure 5.4 présente l'influence du nombre de monopôles sur la reconstruction du profil du champ de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$, correspondant aux plus petites longueurs d'onde que l'on souhaite reconstruire.

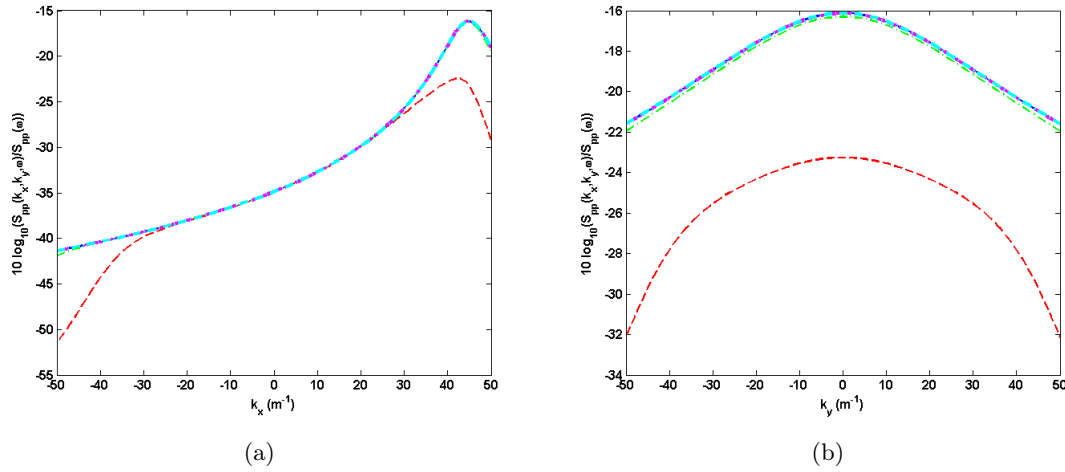


FIGURE 5.3 – Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_x, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) 2 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50$ m⁻¹, (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50$ m⁻¹, (-.-.-) 4 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50$ m⁻¹ et (-.-.-.-) 6 monopôles par longueur d'onde à $\bar{k} = 50$ m⁻¹

Les figures 5.3 et 5.4 montrent clairement que l'utilisation de 2 ou 3 monopôles par longueur d'onde minimale $\bar{\lambda}$ est insuffisante pour reconstruire correctement le modèle d'interspectre dans l'espace des nombres d'ondes, ainsi que le profil de pression correspondant à une

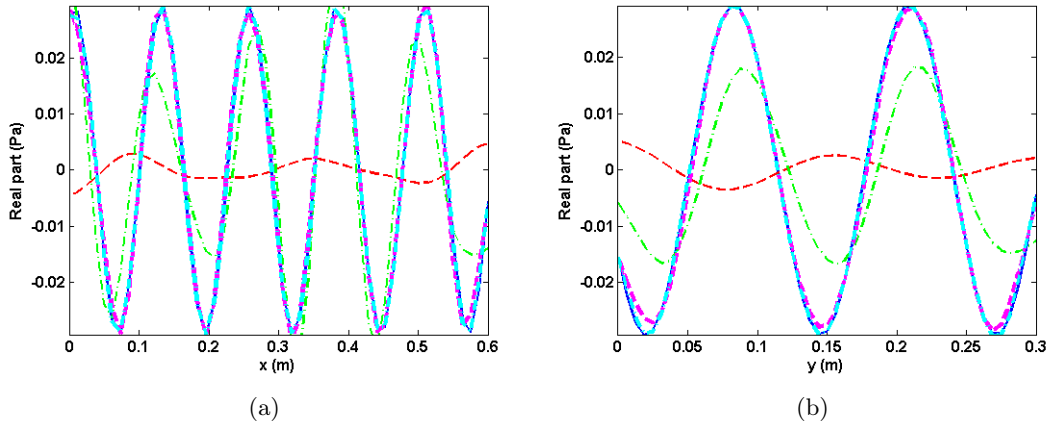


FIGURE 5.4 – Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d’onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) 2 monopôles par longueur d’onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (-.-) 3 monopôles par longueur d’onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (— —) 4 monopôles par longueur d’onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ et (-.-.-) 6 monopôles par longueur d’onde à $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$

onde plane pariétale de nombres d’onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$. En revanche, l’analyse de ces courbes suggère qu’un minimum de 4 monopôles par longueur d’onde est nécessaire pour reconstruire correctement le champ de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d’onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$.

Toutefois, on montre, en figures 5.5 et 5.6, qu’un critère de 4 monopôles par longueur d’onde à reconstruire suivant la longueur du plan d’observation et de 3 monopôles par longueur d’onde à reconstruire suivant la largeur est suffisant pour assurer une bonne qualité de reconstruction. Ces figures montrent également qu’un critère de 3 monopôles par longueur d’onde à reconstruire suivant la longueur du plan d’observation et de 4 monopôles par longueur d’onde à reconstruire suivant la largeur permet d’obtenir une qualité de reconstruction satisfaisante. Cela nous indique donc que le nombre de monopôles minimal est basé sur un critère compris entre 3 et 4 sources par longueur d’onde minimale à reconstruire. Par conséquent, si l’on surdimensionne légèrement le nombre de monopôles dans une direction et sous-dimensionne légèrement dans l’autre direction, comme cela est le cas en figures 5.5 et 5.6, une compensation d’erreur s’établit lors de la résolution de l’équation (5.5). En corrélant alors ce résultat avec celui déduit des figures 5.3 et 5.4, on peut estimer le critère optimal à environ 3.5 monopôles par longueur d’onde minimale à reconstruire.

5.2.2.2 Taille de l’antenne de monopôles

Pour vérifier la sensibilité de ce paramètre, nous supposons que l’antenne et la paroi sont distantes de $\frac{\lambda}{2} = 0.063 \text{ m}$ pour une fréquence d’étude de 250 Hz et que l’antenne est constituée de 4 monopôles par longueur d’onde suivant la longueur du plan d’observation et de 3 monopôles par longueur d’onde suivant la largeur. Les figures 5.7 et 5.8 présentent l’influence

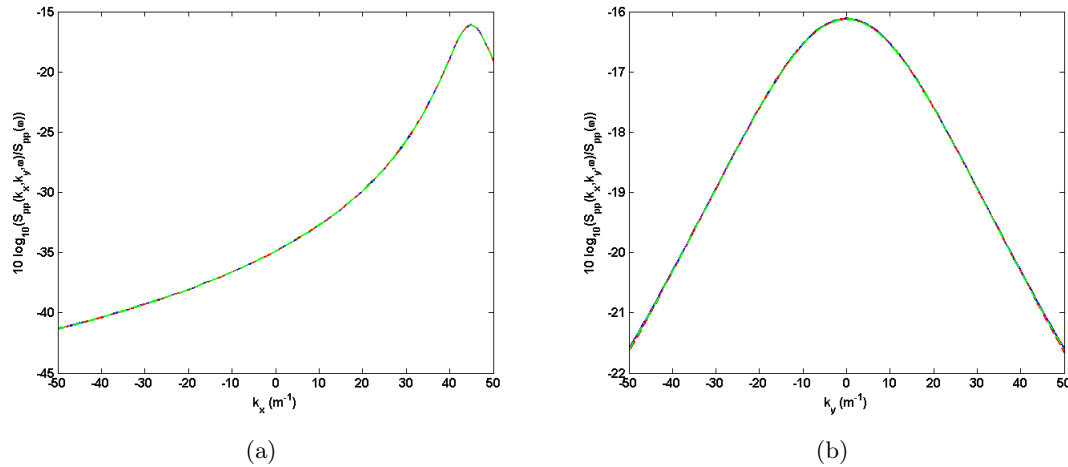


FIGURE 5.5 – Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_x, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) 4 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 3 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$ et (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 4 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$

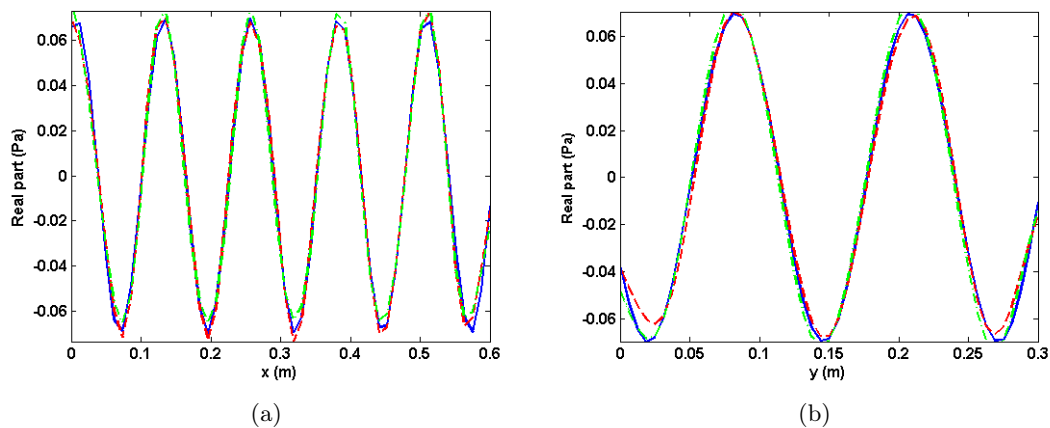


FIGURE 5.6 – Influence du nombre de monopôles sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ à 250 Hz (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) 4 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 3 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$, (-.-) 3 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et 4 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur pour $\bar{k} = 50 \text{ m}^{-1}$

de la taille de l'antenne sur les reconstructions de l'interspectre de pression pariétale et du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$, et ce, pour une antenne de longueur $L_m = d_a L$ et de largeur $b_m = d_a b$ (avec $d_a \in [\frac{1}{2}, 2]$, L et b : longueur et largeur de la paroi).

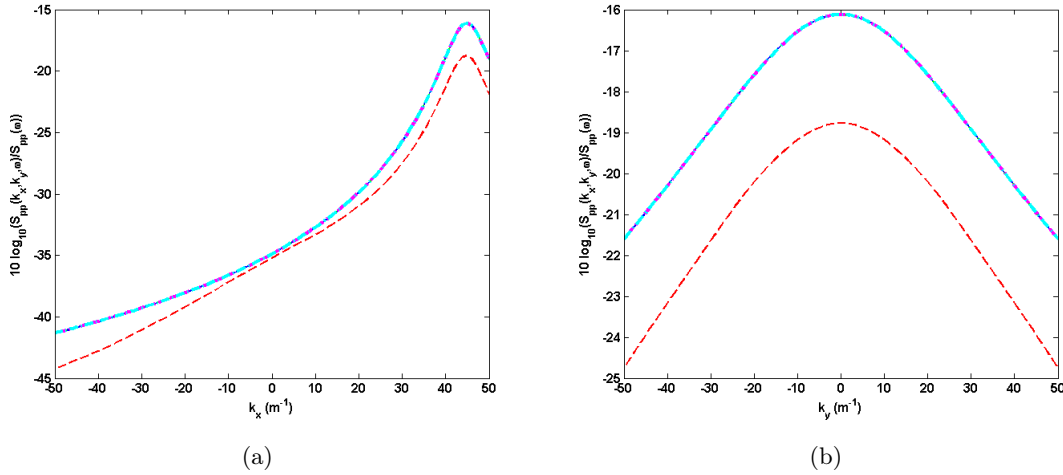


FIGURE 5.7 – Influence de la taille de l'antenne sur la reconstruction de l'interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_c, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) $d_a = 0.5$, (-.-) $d_a = 1$, (- - -) $d_a = 1.5$ et (-.-.-) $d_a = 2$

Ces figures montrent que la taille de l'antenne doit être supérieure ou égale à celle de la paroi, ce qui est une conclusion logique, dans la mesure où lorsque la taille de la fenêtre est inférieure à celle de la paroi, le nombre de monopôles mis en jeu est insuffisant pour décrire correctement la pression pariétale générée par une onde plane à variations rapides. Il est enfin utile de remarquer que plus la taille de l'antenne sera importante, plus le nombre total de monopôles augmentera, ce qui d'un point de vue pratique conduit à envisager l'utilisation d'une antenne de taille identique à celle de la paroi.

5.2.2.3 Distance antenne-paroi

Pour étudier l'influence de ce paramètre, nous supposons que la taille de l'antenne est égale à celle de la paroi et que l'antenne est constituée de 4 monopôles par longueur d'onde suivant la longueur du plan d'observation et de 3 monopôles par longueur d'onde suivant la largeur. Les figures 5.9 et 5.10 présentent l'influence de la distance entre l'antenne de monopôles et la paroi sur les reconstructions de l'interspectre de pression pariétale et du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ pour une distance antenne-paroi $d \in [\frac{\lambda}{6}, 4\lambda]$.

Ces figures montrent que la qualité de reconstruction est relativement indépendante de la distance à la paroi. Nous notons également que lorsque l'on est très proche de la paroi, pour $d = \frac{\lambda}{6}$, les reconstructions réalisées dans l'espace physique et l'espace des nombres d'onde ne

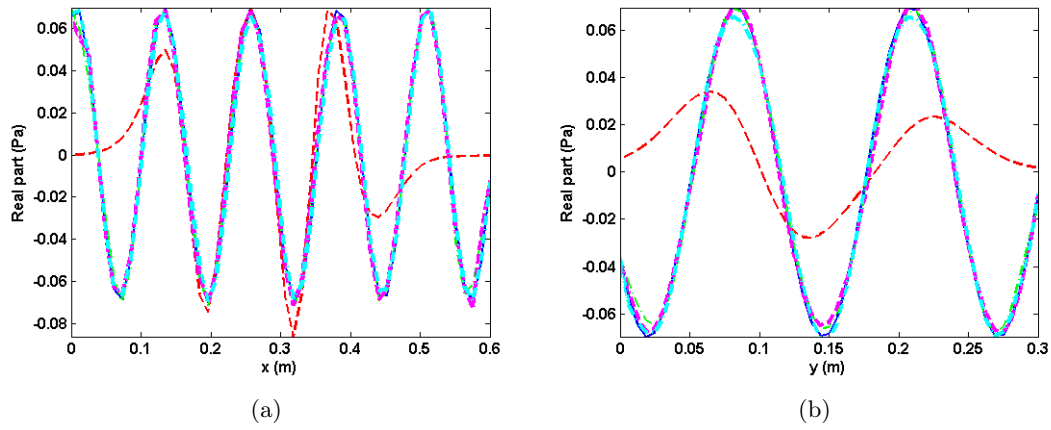


FIGURE 5.8 – Influence de la taille de l’antenne sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane de nombres d’onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) $d_a = 0.5$, (-.-) $d_a = 1$, (-.-) $d_a = 1.5$ et (-.-) $d_a = 2$

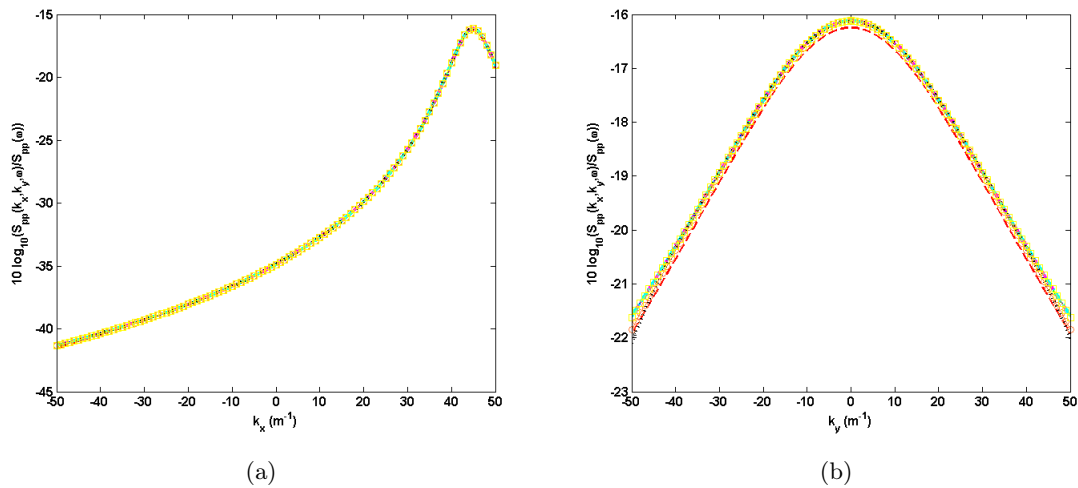


FIGURE 5.9 – Influence de la distance entre l’antenne de monopôles et la paroi sur la reconstruction de l’interspectre de pression pariétale donné par le modèle de Corcos (a) dans le plan $(k_x, 0)$ et (b) dans le plan (k_c, k_y) à 250 Hz - (—) Interspectre à reconstruire (Référence), (---) $d = \frac{\lambda}{6}$, (-o-) $d = \frac{\lambda}{4}$, (-.-) $d = \frac{\lambda}{2}$, (-.-) $d = \lambda$, (-□-) $d = 3\lambda$ et (...) $d = 4\lambda$

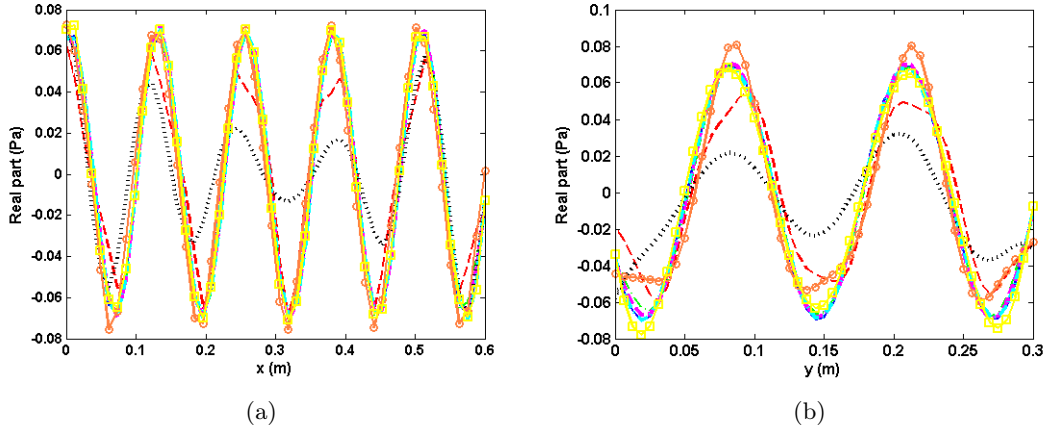


FIGURE 5.10 – Influence de la distance entre l'antenne de monopôles et la paroi sur la reconstruction du profil de pression pariétale généré par une onde plane pariétale de nombres d'onde $(k_x, k_y) = (\bar{k}, \bar{k})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.3 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence), (---) $d = \frac{\bar{\lambda}}{6}$, (-o-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{4}$, (-.-) $d = \frac{\bar{\lambda}}{2}$, (- -) $d = \bar{\lambda}$, (-□-) $d = 3\bar{\lambda}$ et (...) $d = 4\bar{\lambda}$

sont pas parfaites. Ceci s'explique par le fait que la couverture de la surface de la paroi par les signaux acoustiques est insuffisante, i.e. qu'un point de la paroi est alors principalement influencé par le monopôle le plus proche.

De même, plus l'on va s'éloigner de la paroi, plus deux monopôles voisins seront indifférenciables vus de la paroi en raison de la décroissance du champ monopolaire en $\frac{1}{r}$, ce qui entraînera un mauvais conditionnement de la matrice $[H]$ (c.f. equation (5.3)) dû à la redondance de l'information. La distance antenne-paroi doit donc être définie de manière à respecter la condition $d \in [\frac{\bar{\lambda}}{4}, 3\bar{\lambda}]$.

D'un point de vue pratique, l'étude de la distance antenne-paroi montre qu'il est théoriquement possible de fixer une distance d unique dépendant de la longueur d'onde minimale à reconstruire $\bar{\lambda}$ et permettant de ne pas déplacer l'antenne à chaque fréquence.

5.2.2.4 Résumé

L'étude paramétrique que nous venons de présenter a permis de dégager les principaux critères de dimensionnement de l'antenne de monopôle, afin d'assurer la meilleure description possible des fluctuations de pressions pariétale d'une couche limite turbulente au niveau d'une paroi. Les principales caractéristiques de l'antenne de monopôles peuvent se résumer ainsi :

- L'antenne doit être au minimum composée de 3.5 monopôles par longueur minimale à reconstruire $\bar{\lambda}$,
- La taille de l'antenne doit être supérieure ou égale à celle de la paroi. On privilégiera l'utilisation d'une antenne de taille identique à celle de la paroi afin de limiter le nombre total de monopôles,
- La distance antenne-paroi doit être fixée dans l'intervalle $[\frac{\bar{\lambda}}{4}, 3\bar{\lambda}]$. La latitude de choix

de la distance antenne-paroi permet donc de définir une valeur unique pour une large gamme de fréquences.

5.3 Validation de la méthode par une expérience numérique

Nous proposons, dans cette partie, de réaliser une expérience numérique, afin de valider la démarche développée dans les sections 4.1.2 et 5.2. Pour cela, nous considérons une plaque d'acier simplement appuyée sur ces quatre bords de $0.6 \times 0.3 \text{ m}^2$, d'épaisseur 0.0005 m et de facteur d'amortissement $\eta = 0.01$. Cette plaque est excitée par une couche limite turbulente, de vitesse d'écoulement $U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$, vérifiant le modèle d'interspectre de Corcos, dont les coefficients sont $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.116, 0.7)$, associé au modèle d'autospectre de pression pariétale de Goody. Les paramètres du modèle de Goody sont définis dans la tableau 4.1 présenté au chapitre 4.

5.3.1 Calcul de la réponse d'une plaque excitée par une antenne de monopôles simulant l'effet d'une CLT

Comme nous l'avons fait dans la section 4.1.2 du chapitre 4, la réponse d'une plaque, excitée par une couche limite turbulente simulée à partir d'une antenne de monopôles, est déterminée par décomposition modale de l'équation de mouvement de Love-Kirchhoff.

On calcule, dans un premier temps, la vitesse vibratoire $v_{rs}(Q, \omega)$ au point Q de la plaque excitée par une onde plane pariétale $P_{rs}(x, y, \omega) = A(k_r, k_s, \omega)e^{-jk_r x - jk_s y}$. Nous obtenons ainsi l'équation (5.7), identique à l'équation (4.11) :

$$v_{rs}(Q, \omega) = j\omega \sum_n \frac{P_n^{rs}(\omega)\phi_n(Q)}{M_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (5.7)$$

où ω_n est la fréquence propre, $\phi_n(Q)$ la déformée modale au point Q , η_n le coefficient d'amortissement modal, M_n la masse généralisée et $P_n^{rs}(\omega)$ la force généralisée. Pour une onde plane pariétale P_{rs} , la force généralisée s'écrit :

$$P_n^{rs} = \int_{S_p} P_{rs}(x, y, \omega)\phi_n(x, y)dS_p \quad (5.8)$$

En considérant maintenant qu'une onde plane pariétale P_{rs} peut être obtenue à partir d'une antenne de monopôles acoustiques, nous obtenons la force généralisée due au réseau de monopôles, en injectant l'équation (5.3) dans l'équation (5.8) :

$$P_n^{rs}(\omega) = \sum_m B_m^{r,s}(\omega) \left[\int_{S_p} H_{mp}(x, y, x_m, y_m, z_m, \omega)\phi_n(x, y)dS_p \right] \quad (5.9)$$

On rappelle enfin que l'autospectre de vitesse $S_{vv}(Q, \omega)$ au point Q de la plaque s'obtient à partir de la somme quadratique des vitesses vibratoire $v_{rs}(Q, \omega)$ aux différentes ondes planes pariétales, calculées à partir des équations (5.7) et (5.9) :

$$S_{vv}(Q, \omega) = \sum_{r,s} |v_{rs}(Q, \omega)|^2 \quad (5.10)$$

5.3.2 Résultat de l'expérience numérique

Pour valider la méthodologie proposée, nous effectuons un premier calcul de référence à partir de l'équation (1.34), présentée dans le chapitre 1 pour $M = M'$, permettant de calculer l'autospectre de vitesse vibratoire d'une structure excitée par un champ aléatoire. Pour ce calcul, nous utilisons un maillage basé sur un critère de 6 nœuds par longueur d'onde flexion λ_f à la fréquence maximale de calcul de 250 Hz, ce qui représente un ensemble de 338 nœuds de discrétisation. Nous simulons, ensuite, numériquement la réponse de la plaque aux différentes ondes planes générées par une antenne de monopôles, comme décrit dans la section 5.3.1. Il faut donc simuler autant d'ondes planes que nécessaire pour pouvoir décrire correctement l'effet d'une CLT sur la plaque.

Comme nous l'avons expliqué dans la section 4.1.1, le nombre d'ondes planes à simuler peut être restreint si l'on inclut dans l'analyse l'effet de filtrage de la structure. Ainsi, en-dessous de la fréquence de coïncidence aérodynamique, il faudrait mailler finement le plan d'onde de manière à créer des ondes planes pariétales excitant les modes non résonants de la structure, alors qu'au-dessus de la fréquence de coïncidence, il est possible de se limiter aux ondes planes pariétales excitant les modes résonants de la structure. L'inconvénient de cette approche réside dans la nécessité de connaître les caractéristiques modales de la structure, ce qui implique la mise en place d'une analyse modale expérimentale préliminaire.

Pour éviter l'écueil d'une telle démarche, nous avons décidé de ne pas inclure l'effet de la structure dans notre analyse. De cette manière, nous conservons l'aspect purement acoustique de la méthode. Cela implique, cependant, de mailler finement le plan d'onde, de manière à représenter correctement toutes les ondes planes pariétales pour lesquelles $(k_x, k_y) \in ([-\bar{k}_x, \bar{k}_x] \times [-\bar{k}_y, \bar{k}_y])$ (avec $\bar{k}_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$ et $\bar{k}_y = \frac{2\pi}{\lambda_y}$).

L'antenne de monopôles est dimensionnée de manière à reconstituer la plus petite des longueurs que l'on souhaite décrire jusqu'à 250 Hz. Dans notre cas, nous souhaitons représenter la contribution de tous les modes jusqu'au mode 9×5 ($f_{9,5} = 620$ Hz) de la plaque ce qui correspond au couple de longueurs d'onde minimales à reconstruire $(\bar{\lambda}_x, \bar{\lambda}_y) = (0.14 \text{ m}, 0.14 \text{ m})$. Nous définissons ensuite un ensemble d'ondes planes tels que $(k_r, k_s) \in [-\bar{k}, \bar{k}]^2$ et $\Delta k_r = \Delta k_s = 1 \text{ m}^{-1}$, ce qui représente un ensemble d'environ 8300 ondes planes.

Les caractéristiques spatiales des ondes à reconstruire impliquent l'utilisation d'une antenne de 96 monopôles (16 suivant la longueur et 6 suivant la largeur), correspondant à un critère de 4 monopôles par longueur d'onde à reconstruire suivant la longueur du plan d'observation et de 3 monopôles par longueur d'onde à reconstruire suivant la largeur. La dimension de l'antenne est égale à celle de la plaque et la distance entre l'antenne et la plaque est fixée à 15 cm. Enfin, nous signalons qu'un maillage de 231 points d'observation (21×11) a été utilisé pour déterminer l'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$ de chaque onde plane.

La figure 5.11 présente le résultat de l'expérience numérique, pour laquelle l'autospectre de vitesse vibratoire, calculé au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ à partir de l'équation (1.34), pour $M = M'$, a été pris comme référence. Cette figure montre un excellent accord entre l'autospectre de référence et celui reconstruit à partir de l'antenne de monopôles. En conséquence, l'expérience numérique permet de conclure qu'il est théoriquement possible de simuler l'effet d'une CLT à partir d'une antenne de monopôles acoustiques.

Enfin, il est important de souligner que les paramètres de l'antenne que nous avons défi-

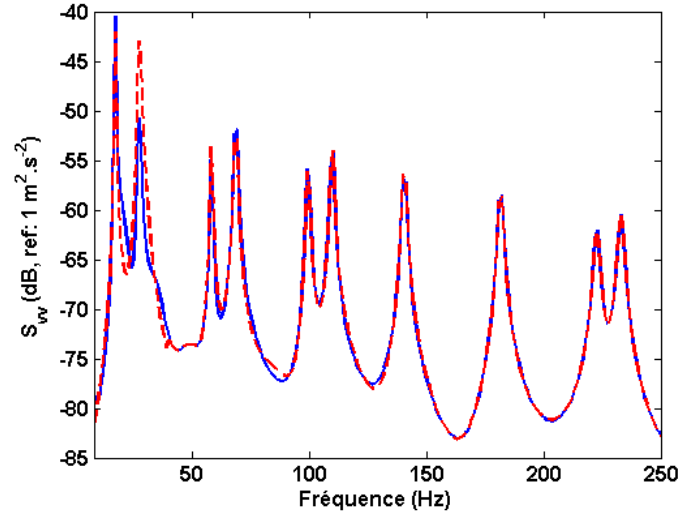


FIGURE 5.11 – Comparaison au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ entre (—) l’auto-spectre de vitesse vibratoire calculé à partir l’équation (1.34) pour $M = M'$ (Référence) et (---) l’auto-spectre de vitesse vibratoire calculé à partir d’une CLT simulée par une antenne de monopôles

nis au paragraphe 5.2.2 sont généraux. Par conséquent, ils s’appliquent également à d’autres modèles d’interspectre, comme le modèle de Chase, pour lequel nous proposons en figure 5.12 une reconstruction de l’auto-spectre de vitesse vibratoire pour la même plaque et la même antenne que celles utilisées cette partie. Les paramètres du modèle de Chase sont données dans le tableau 5.2.

TABLE 5.2 – Paramètres du modèle de Chase (1987)

Paramètres	Valeurs
Vitesse de convection du fluide	$U_c = 35 \text{ m.s}^{-1}$
Vitesse de friction	$u_\tau = 1.96 \text{ m.s}^{-1}$
Epaisseur de couche limite	$\delta = 0.085 \text{ m}$
Masse volumique du fluide	$\rho_e = 1.29 \text{ kg.m}^{-3}$
b	0.75
C_M	0.1553
C_T	0.0047
h	3

La figure 5.12 présente la comparaison de l’auto-spectre de vitesse vibratoire calculé à partir de l’équation (1.38), pris comme référence, avec celui reconstruit à partir de l’antenne de monopôles acoustiques au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ de la plaque. Nous constatons, comme en figure 5.11, un excellent accord entre les deux approches, ce qui démontre bien la versatilité de l’approche proposée vis-à-vis des modèles de CLT.

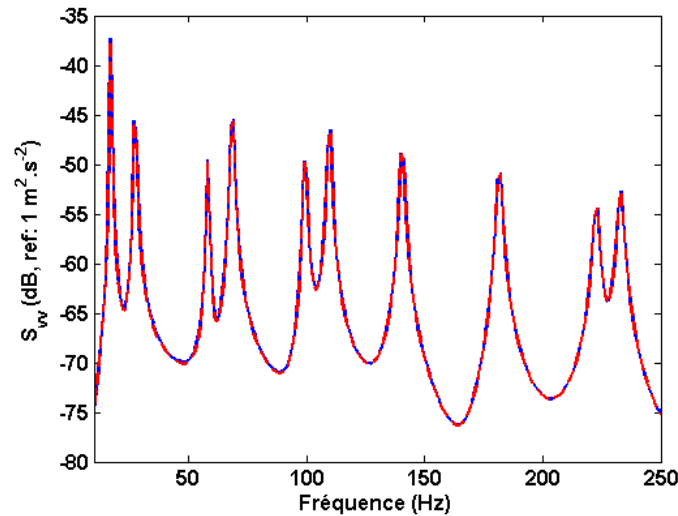


FIGURE 5.12 – Comparaison au point $(x, y) = (0.2 \text{ m}, 0.1 \text{ m})$ entre (—) l’auto-spectre de vitesse vibratoire calculé à partir l’équation (1.38) (Référence) et (---) l’auto-spectre de vitesse vibratoire calculé à partir d’une CLT représentée par un modèle de Chase et simulée par une antenne de monopôles

Bien que nous ayons démontré la validité de l’approche proposée, nous avons dû, dans ces exemples, considéré une antenne composé d’un grand nombre de monopôles (96 monopôles), ce qui peut s’avérer difficile et coûteux à réaliser en pratique, dans la mesure où le nombre de monopôle à considérer augmente avec la fréquence. En effet, plus la fréquence maximale d’étude sera importante plus la distance entre les monopôles sera petite. Expérimentalement, nous serons donc limités par les dimensions de la source réelle simulant le comportement d’un monopôle acoustique. Pour contourner cette limitation de la méthode, nous présentons, dans le paragraphe suivant, le principe de l’antenne synthétique.

5.4 Principe de l’antenne synthétique

Le principe de l’antenne synthétique s’appuie sur la linéarité des phénomènes mis en jeu. Nous avons, en effet, montré au paragraphe 5.2.1 le principe de superposition pouvait être utilisé pour décrire une onde plane pariétale par une antenne de monopôles acoustiques (cf. équation (5.3)). De ce fait, la réponse à une antenne de monopôles peut être obtenue en sommant les réponses à chacun des monopôles. Le concept de l’antenne synthétique consiste donc à n’utiliser qu’un seul monopôle acoustique que l’on balaie spatialement pour créer virtuellement l’antenne de monopôles.

En pratique, la fonction de transfert H_{mp} entre le monopôle m et les points de reconstruction p de la paroi ne correspondant pas exactement à la fonction de Green en espace semi-infini, une mesure de cette fonction doit être réalisée en l’absence de la paroi, en excitant le monopôle acoustique par un bruit blanc et en mesurant la pression bloquée résultante au niveau de la paroi, comme présenté en figure 5.13. Cela permet non seulement de caractériser du milieu acoustique mais aussi, à partir de l’équation (5.3), de déterminer l’amplitude B_m^{rs}

à appliquer à la source monopolaire pour chacune des positions d'excitation et chaque couple de nombre d'onde (k_r, k_s) .

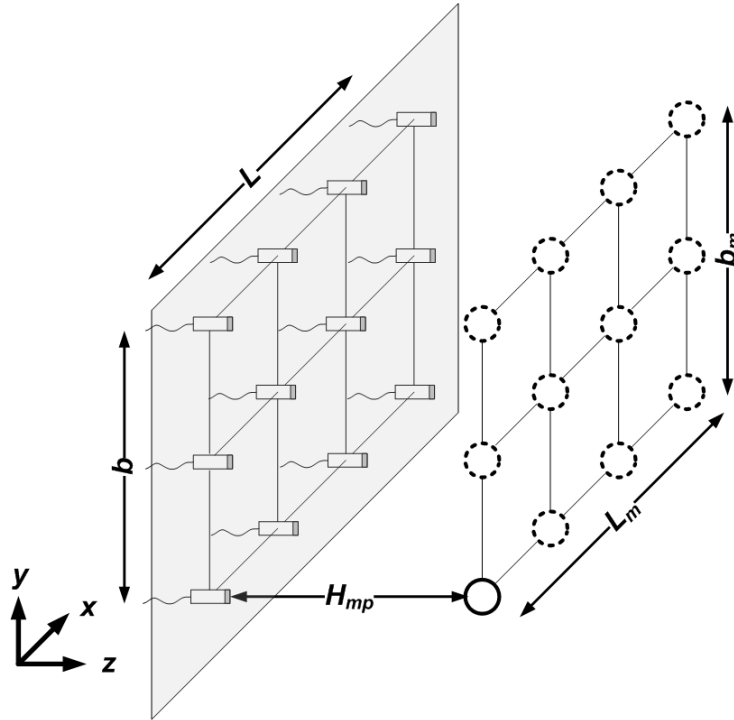


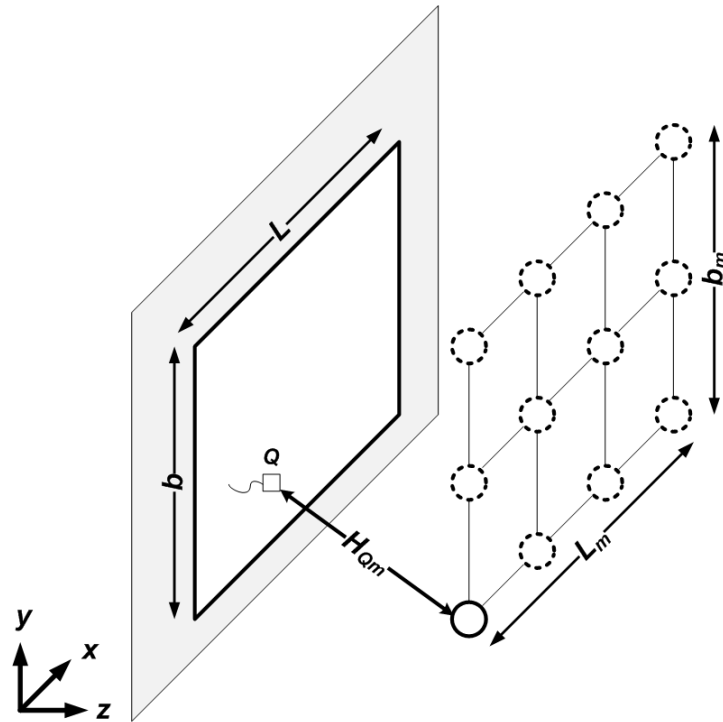
FIGURE 5.13 – Mesure de la fonction de transfert H_{mp}

Ensuite en présence de la paroi, il faut mesurer à l'aide d'un vibromètre laser ou d'accéléromètres la fonction de transfert H_{Qm} entre le champ de vitesse vibratoire v aux points d'observation Q de la structure et le monopôle excitateur, alimenté par un bruit blanc, afin de caractériser le comportement vibratoire de la structure, comme l'illustre la figure 5.14.

Le calcul de la réponse de la structure excitée par l'antenne de monopôle simulant l'effet d'une couche limite turbulente s'effectue alors au cours de la phase de post-traitement des données, consistant à multiplier H_{Qm} par l'amplitude de chaque monopôle B_m^{rs} et à cumuler quadratiquement les réponses ainsi obtenues, ce qui correspond à la somme quadratique des vitesses vibratoires lorsque la structure est excitée successivement par des ondes planes pariétales de nombres d'ondes (k_r, k_s) :

$$S_{vv}(Q, \omega) = \sum_{r,s} \left| \sum_m H_{Qm}(\omega) B_m^{rs}(\omega) \right|^2 \quad (5.11)$$

Les avantages d'une telle démarche sont multiples. Tout d'abord, le coût de l'antenne se trouve réduit, dans la mesure où nous n'utilisons qu'une seule source monopolaire que l'on balaie spatialement. De ce fait, l'utilisation d'une antenne synthétique permet une plus grande flexibilité, puisqu'il n'y a pas de contraintes sur le nombre de monopôles. Une antenne synthétique

FIGURE 5.14 – Mesure de la fonction de transfert H_{Qm}

permet donc de reconstituer autant d'ondes planes pariétales que nécessaire. D'un point de vue pratique, nous nous affranchissons des dispersions de caractéristiques, qui apparaîtraient nécessairement sur les différentes voies d'un système de pilotage de l'antenne complète. Enfin, seules les mesures des fonctions de transfert H_{mp} et H_{Qm} sont requises pour caractériser le milieu acoustique et le système mécanique, ce qui évite le pilotage de la source en amplitude et en phase.

5.5 Conclusions

L'utilisation d'une antenne de monopôles acoustiques pour simuler l'effet d'une CLT a été présentée en détail dans ce chapitre. La méthodologie proposée repose, en premier lieu, sur la décomposition en ondes planes décorréélées du champ de pression pariétale généré par une CLT (cf. chapitre 4). Chaque onde ainsi obtenue est alors décomposée sur une base de monopôles acoustiques.

Une étude numérique a permis de déterminer la valeur des principaux paramètres de l'antenne. Nous avons ainsi pu observer qu'il fallait au moins 3.5 monopôles par longueur d'onde à reconstruire, que la taille de l'antenne devait être supérieure ou égale à celle de la paroi et, enfin, que la distance antenne-paroi pouvait être choisie de façon unique, ce qui permet d'éviter le déplacement de l'antenne lorsque la fréquence varie.

Une expérience simulée numériquement a alors démontré la capacité de la méthode à reconstruire la réponse vibratoire d'une structure excitée par une CLT. La réalisation pratique pouvant, néanmoins, être délicate en raison de l'augmentation du nombre de monopôles avec la fréquence, nous avons proposé d'appliquer le principe de l'antenne synthétique pour controu-

ner cette difficulté expérimentale. L'idée consiste à utiliser la linéarité des phénomènes pour remplacer une antenne de monopôles par une seule source que l'on balaie spatialement. Les principaux avantages d'une telle technique sont le coût réduit du système d'excitation, la plus grande flexibilité quant au nombre de monopôles et une limitation des dispersions de caractéristiques, puisqu'aucun système de pilotage de la source n'est requis. La mise en œuvre expérimentale des différents principes évoqués dans ce chapitre font l'objet du chapitre 6.

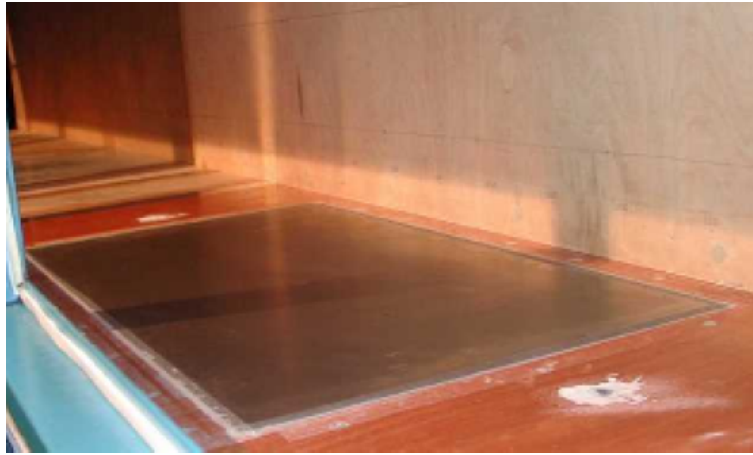
6

Validation expérimentale du principe de l'antenne synthétique pour simuler l'effet d'une couche limite turbulente sur les structures déformables

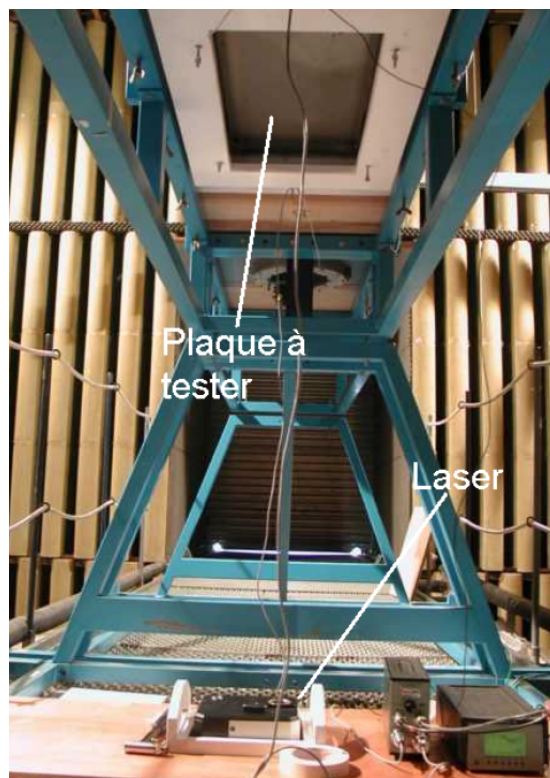
Dans ce chapitre, nous recréons, en laboratoire, l'expérience, qui a été réalisée numériquement au chapitre précédent pour valider l'approche par antenne synthétique. L'objectif est donc de caractériser expérimentalement la réponse vibratoire d'une plaque excitée par une CLT en utilisant une antenne synthétique et de comparer les résultats obtenus avec ceux d'une mesure en tunnel aérodynamique. Nous présentons, dans une première partie, l'expérience réalisée en tunnel aérodynamique par Totaro [11] et qui constitue notre point de référence. Nous proposons, dans une seconde partie, une caractérisation de la source acoustique permettant de simuler un monopôle acoustique sur une bande de fréquences relativement large. Nous décrivons, ensuite, le banc de mesure utilisé dans le cadre de cette étude. Nous nous intéressons alors aux différents biais de mesure possibles, liés à la réalisation pratique de l'expérience. La validation expérimentale de la méthodologie proposée se compose de trois étapes. Nous vérifions, dans un premier temps, la capacité de la méthode à reconstituer un champ de pression pariétale de type onde plane. Nous proposons, ensuite, une comparaison des autospectres de vitesse vibratoire, obtenus à partir d'un calcul classique de vibrations aléatoires et de l'approche par ondes planes décorrélées, pour un modèle semi-analytique de plaque appuyée. Pour finir, nous comparons les autospectres de vitesse vibratoire calculés par ondes planes décorrélées à partir des réponses accélérométriques de la plaque avec ceux mesurés en tunnel aérodynamique.

6.1 Présentation de l'expérience à reproduire

Pour pouvoir valider expérimentalement la mesure du comportement vibratoire d'une structure soumise à une CLT à partir de l'approche par antenne synthétique, nous allons chercher à reproduire les conditions expérimentales d'une mesure réalisée en tunnel aérodynamique par Totaro [11] sur une plaque d'acier de $0.6 \times 0.3 \times 0.0005 \text{ m}^3$, collées sur ses quatre bords, pour une vitesse d'écoulement U_∞ de 50 m.s^{-1} (cf. figure 6.1).



(a)



(b)

FIGURE 6.1 – Mesure en tunnel aérodynamique du comportement d'une plaque sous écoulement turbulent - (a) Montage de la plaque dans le tunnel et (b) Montage du laser, d'après Totaro [11]

Outre la mesure du comportement vibratoire de la plaque par vibrométrie laser, Totaro a également mesuré toutes les caractéristiques de la CLT excitant la plaque, nécessaires à l'établissement d'un modèle d'interspectre de fluctuations de pression pariétale. Dans ce qui suit, nous présentons brièvement le résultat de ses mesures.

6.1.1 Mesure de l'autospectre de pression pariétale

Les mesures de pression pariétale ont été réalisées avec deux microphones 1/8", l'un fixe, l'autre mobile monté sur un chariot pariétal, comme présenté en figure 6.2. Un troisième microphone est utilisé afin d'éliminer la composante acoustique des signaux mesurés.

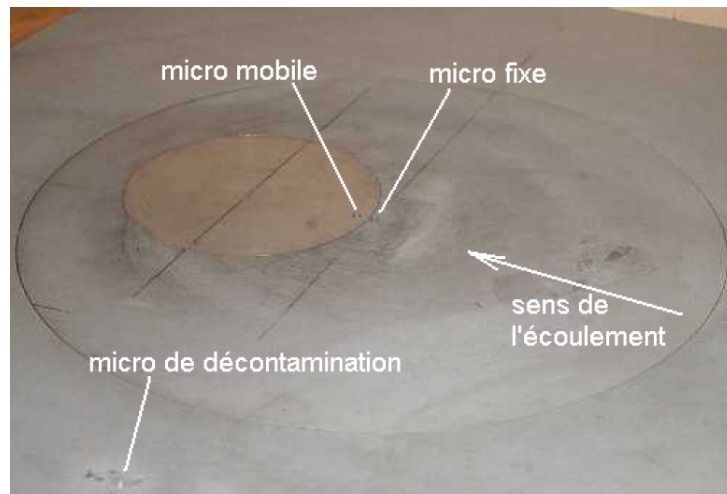


FIGURE 6.2 – Photographie du chariot pariétal, d'après Totaro [11]

L'exploitation des résultats de mesures décontaminés permet d'obtenir l'autospectre de pression pariétale moyenné sur les différentes positions du microphone mobile pour une vitesse d'écoulement U_∞ de 50 m.s^{-1} , comme présenté en figure 6.3.

6.1.2 Estimation des coefficients de corrélation du modèle de Corcos

Totaro [11] a estimé la valeur des coefficients de corrélation α_x et α_y du modèle de Corcos à partir des mesures de la vitesse de convection U_c du fluide et des longueurs de corrélation L_x et L_y . Nous présentons en figure 6.4, l'estimation des coefficients de corrélation du modèle de Corcos. Il est toutefois important de noter que la définition des coefficients de corrélation adoptée par Totaro n'est pas la même que celle utilisée dans ce manuscrit, puisque $\alpha_x = \frac{1}{\alpha_1}$ et $\alpha_y = \frac{1}{\alpha_2}$ (α_1 et α_2 sont les coefficients de corrélation estimés par Totaro [11]).

6.1.3 Dimensionnement de l'expérience de subsitution

Dans le cadre de ce chapitre, nous cherchons à reproduire l'expérience réalisée par Totaro jusqu'à une fréquence de 250 Hz. Le dimensionnement de l'expérience a été réalisé, dans le chapitre 5, lors de la validation numérique du principe de mesure par antenne synthétique. Nous rappelons, néanmoins, dans le tableau 6.1, les principales caractéristiques de l'expérience que nous présentons en détail dans la suite de ce chapitre.

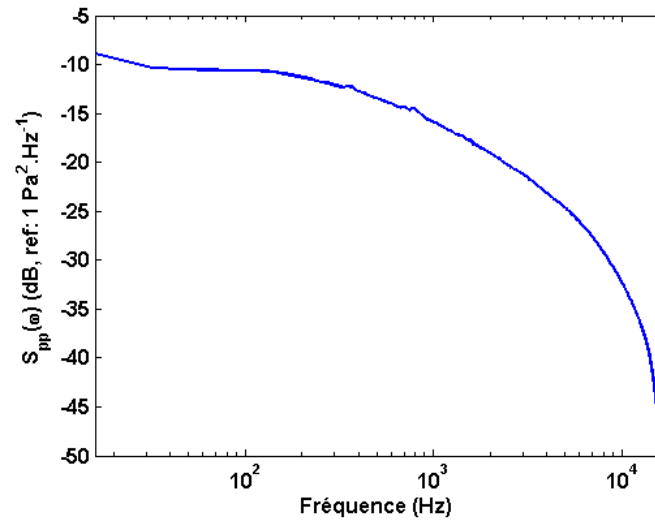


FIGURE 6.3 – Autospectre de pression pariétale moyenné et décontaminé pour $U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$, d'après Totaro [11]

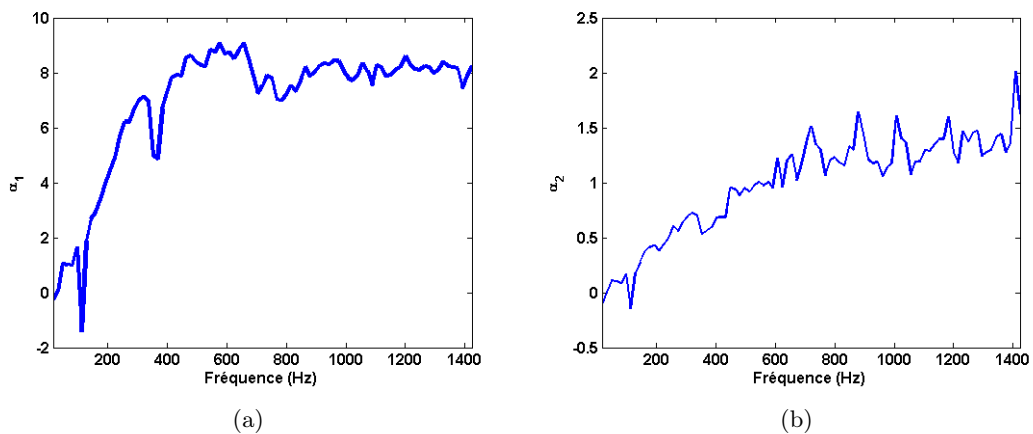


FIGURE 6.4 – Estimation des coefficients de corrélation α_1 et α_2 du modèle de Corcos pour $U_\infty = 50 \text{ m.s}^{-1}$ - (a) α_1 et (b) α_2 , d'après Totaro [11]

TABLE 6.1 – Principales caractéristiques de l'expérience de substitution

Paramètres	Valeurs
Dimension de la zone d'excitation	$L_m \times b_m = 0.6 \times 0.3 \text{ m}^2$
Nombre de positions de la source	96 (16 × 6)
Dimension de la zone de mesure	$L_p \times b_p = 0.6 \times 0.3 \text{ m}^2$
Nombre de points d'observation sur la paroi	231 (21 × 11)
Distance source-paroi	$d = 15 \text{ cm}$
Nombre d'onde de coupure	$\bar{k} = 45 \text{ m}^{-1}$
Pas dans l'espace des nombres d'onde	$\Delta k_r = \Delta k_s = 1 \text{ m}^{-1}$
Nombre d'ondes planes utilisé	8300
Fréquence maximale d'étude	$f_{max} = 250 \text{ Hz}$

6.2 Description de la source monopolaire

La simulation expérimentale de l'effet d'une couche limite turbulente sur la réponse d'une structure vibrante à partir d'une antenne synthétique nécessite l'utilisation d'un monopôle acoustique. Or, le concept de monopôle acoustique n'étant que théorique, la problématique consiste à utiliser une source possédant des caractéristiques voisines de celles d'un monopôle acoustique dans la gamme de fréquences étudiée. Dans ce qui suit, nous rappelons, tout d'abord, les principales caractéristiques d'un monopôle acoustique, afin de vérifier, ensuite, que notre source présente bien un comportement monopolaire.

6.2.1 Rappel théorique

Pour introduire la notion de monopôle, on s'intéresse, tout d'abord, au rayonnement en champ libre d'une sphère pulsante, de rayon a , animée d'une vitesse radiale V . La pression acoustique générée par la sphère pulsante s'écrit :

$$p(r, \omega) = j\rho\omega\alpha Q \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \quad (6.1)$$

où $Q = 4\pi a^2 V$ est le débit volumique de la source, $\alpha = \frac{e^{jk_0 a}}{1+jk_0 a}$ un coefficient tenant compte de la dimension de la source, k_0 le nombre d'onde acoustique et r la distance entre la source et un point d'écoute.

On peut alors définir la notion de monopôle acoustique ou de point-source, qui correspond à une sphère pulsante de débit volumique imposé, dont le rayon a tend vers 0. Cela revient à dire que le coefficient α doit tendre vers 1 dans l'équation (6.1). Ainsi, la pression acoustique rayonnée par un monopôle a pour expression :

$$p(r, \omega) = j\rho\omega Q \frac{e^{-jk_0 r}}{4\pi r} \quad (6.2)$$

Physiquement, la notion de monopôle n'est valable que si $k_0 a \ll 1$, i.e. pour $a \ll \lambda_0$. En d'autres termes, pour qu'une sphère pulsante s'apparente à un monopôle, il faut soit être en basse fréquence, soit avoir une sphère de faible rayon.

Si l'on s'intéresse maintenant aux caractéristiques du champ de pression acoustique rayonnée par une sphère pulsante ou un monopôle, deux propriétés peuvent être mises en évidence. La première concerne l'isotropie ou l'invariance du champ de pression lorsque l'on se place à une distance r de la source. En effet, les équations (6.1) et (6.2) montrent que les ondes émises par la source sont sphériques. De ce fait, le diagramme de directivité correspondant est omnidirectionnel, comme le montre la figure 6.5.

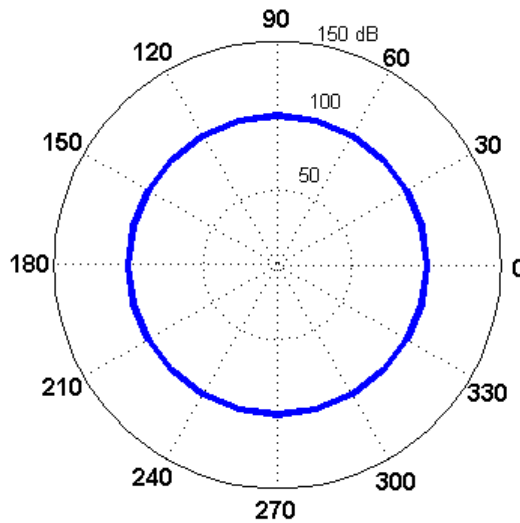


FIGURE 6.5 – Diagramme de directivité d'un monopôle acoustique

La seconde propriété est liée à la décroissance géométrique du champ de pression acoustique. En effet, pour des sources acoustiques de type sphère pulsante ou monopôle, le champ de pression doit diminuer de 6 dB par doublement de la distance source-récepteur, ce qui mathématiquement s'écrit :

$$L_{p_r} - L_{p_{2r}} = 20 \log \left(\frac{|p(r)|}{|p(2r)|} \right) = -20 \log(2) = -6 \text{ dB} \quad (6.3)$$

Le concept de monopôle acoustique n'étant que purement théorique, il faut que notre source acoustique possède des caractéristiques proches de celles d'un monopôle. Par conséquent, notre source doit être petite devant la longueur d'onde acoustique à la fréquence maximale d'étude, être omnidirectionnelle et présenter une décroissance du champ de pression acoustique de 6 dB par doublement de la distance source-récepteur. Enfin, la source utilisée doit pouvoir délivrer suffisamment de niveau sur toute la bande de fréquence considérée pour que le niveau de pression mesuré émerge du bruit de fond de la salle de mesure.

La source monopolaire est simulée par une chambre de compression présentée en figure 6.6 et dont le rayon du tuyau de sortie est de 7.5 mm. Avant toute validation expérimentale de la méthode, nous allons donc dans un premier temps vérifier les caractéristiques de la source. Pour réaliser les mesures, la source est placée dans la chambre semi-anéchoïque du LVA, dont

le sol a été recouvert de laine de roche afin d'améliorer l'anéchoïsme de la salle. Dans ce qui suit, les résultats expérimentaux seront analysés entre 60 Hz et 2 kHz.



FIGURE 6.6 – Chambre de compression simulant un monopôle acoustique

6.2.2 Mesure du bruit de fond acoustique

Pour déterminer la capacité de la source à émettre suffisamment de bruit pour que le niveau de pression mesuré émerge du bruit de fond de la salle de mesure, nous avons mesuré, avec un microphone 1/4", la pression acoustique émise par la source et le bruit de fond de la salle. Le rapport signal sur bruit ϵ est défini comme étant la différence du niveau de pression acoustique mesuré lorsque la source est en fonctionnement et du niveau de bruit de fond, ce qui se traduit par la formule :

$$\epsilon = 10 \log \left(\frac{|p_{mes}|^2}{|p_{bdf}|^2} \right) \quad (6.4)$$

où p_{mes} est la pression mesurée par le microphone lorsque la source est en fonctionnement et p_{bdf} et la pression mesurée par le microphone lorsque la source est éteinte.

La figure (6.7) présente le rapport signal sur bruit ϵ mesuré à 20 cm de la source. Cette figure montre que le niveau de pression acoustique est supérieur d'au moins 12 dB sur toute la bande de fréquence. La source émet donc suffisamment de bruit pour que le signal capté par le microphone émerge du bruit de fond, sans qu'aucune correction de niveau ne soit nécessaire.

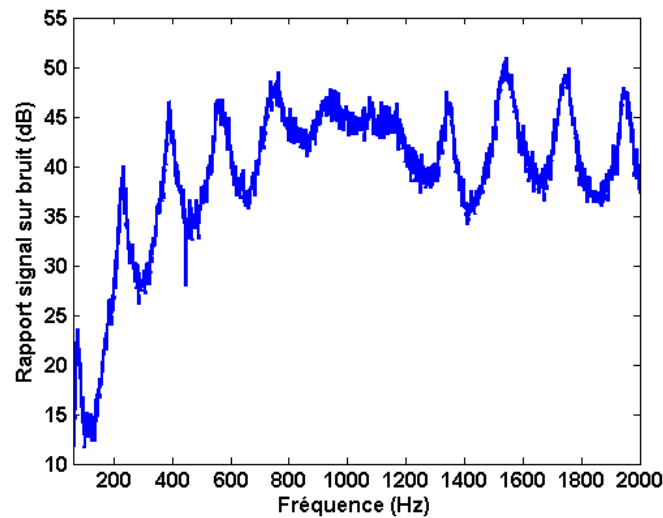


FIGURE 6.7 – Rapport signal sur bruit entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés à 20 cm de la source

6.2.3 Mesure de l'atténuation géométrique du champ de pression

Comme nous l'avons souligné dans la section 6.2.1, pour que la chambre de compression s'apparente à un monopôle acoustique, il faut que le champ de pression présente une décroissance de 6 dB par doublement de la distance source-microphone. Pour vérifier cette propriété, nous avons mesuré les niveaux de pression acoustique à 20, 40 et 80 cm de la source. Les figures 6.8a et 6.8b présentent respectivement l'écart entre les niveaux de pression mesurés à 20 et 40 cm de la source et celui entre les niveaux de pression mesurés à 20 et 80 cm de la source. L'écart des niveaux de pression est défini de manière analogue à l'équation 6.4. La figure 6.8 montre que les écarts en bandes fines sont relativement éloignés des valeurs théoriques. Cela peut, en partie, s'expliquer par la réflexion des ondes sur le sol de la salle, en raison de la distance entre la source et le sol qui est de l'ordre de la longueur d'onde acoustique et de la faible absorption de la laine de roche dans la bande de fréquences étudiée. On constate, en revanche, que l'écart moyenné sur toute la bande de fréquence est de 6.1 dB lorsque l'on double la distance et de 12.2 dB lorsque l'on quadruple la distance source-microphone, ce qui est en bon accord avec la théorie.

6.2.4 Mesure de directivité

Pour que la chambre de compression puisse être assimilée à une source monopolaire, il faut que le diagramme de directivité de la source soit omnidirectionnel, i.e. qu'à une distance donnée, le niveau de pression soit constant quelle que soit la position du point d'écoute autour de la source. Dans le cadre de cette étude, nous avons mesuré la directivité de la source suivant des circonférences délimitant deux plans perpendiculaires d'une sphère de 30.5 cm de rayon et définies en figure 6.9.

La figure 6.10 présente les diagrammes de directivité suivant les circonférences délimitant respectivement le premier et le second plan de la sphère pour des fréquences de 125, 500,

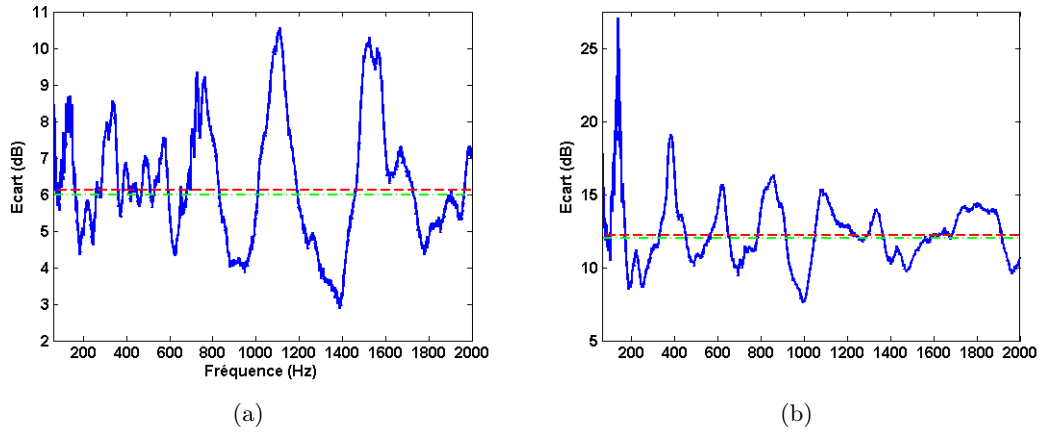


FIGURE 6.8 – Décroissance géométrique du champ de pression - Différence entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés (a) à 20 et 40 cm de la source et (b) à 20 et 80 cm de la source - (—) Ecart en bandes fines, (---) Ecart moyen et (-.-) Ecart théorique

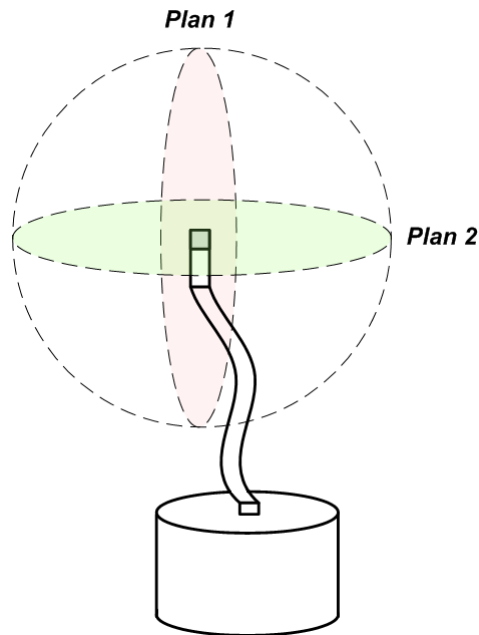


FIGURE 6.9 – Définition des plans de mesure de la directivité de la source

1000 et 2000 Hz et un pas de 15° . Nous constatons que pour chaque fréquence étudiée, les diagrammes de directivité mesurés dans les deux plans sont, non seulement, omnidirectionnels mais exhibent également des niveaux sensiblement identiques, ce qui nous indique, par conséquent, que la source émet bien des ondes sphériques à une fréquence donnée.

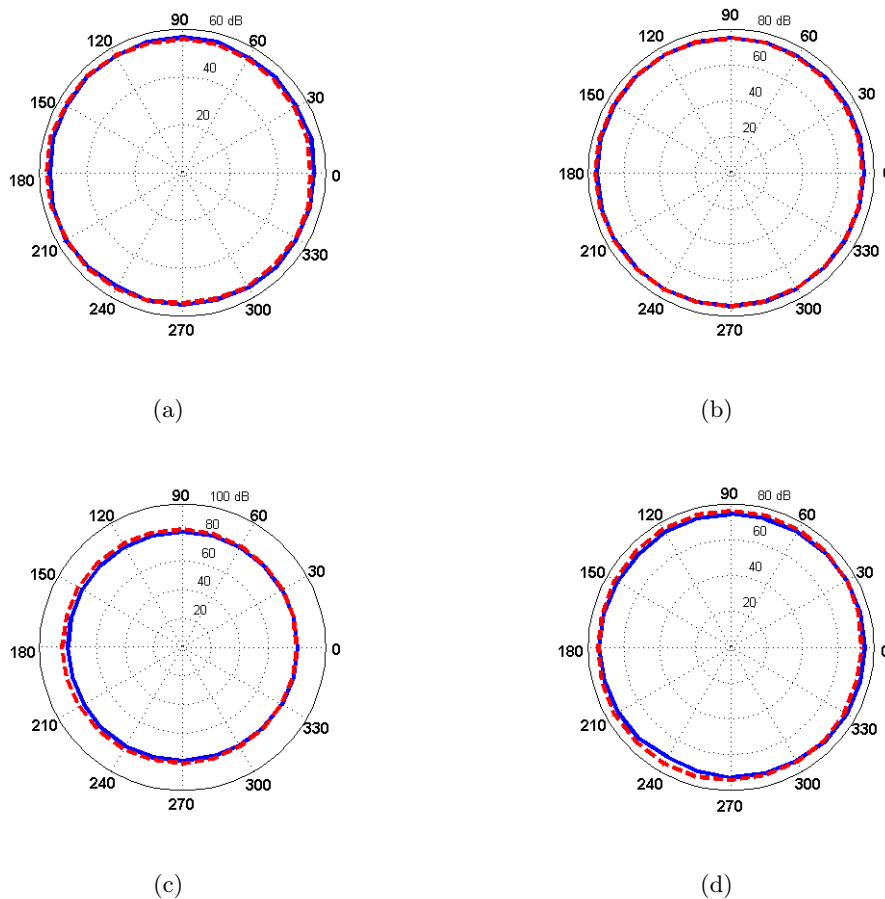


FIGURE 6.10 – Diagrammes de directivité de la source à (a) 125 Hz, (b) 500 Hz, (c) 1000 Hz et (d) 2000 Hz suivant les circonférences délimitant (—) le premier plan et (---) le second plan

6.2.5 Résumé

Le principal objectif des mesures, que nous avons réalisées, était de confirmer ou d'infirmer le comportement monopolaire de la chambre de compression que nous souhaitons utiliser par la suite. Les mesures nous ont permis de constater que :

- Le bruit émis par la source est suffisant pour obtenir des niveaux de pression acoustique émergeant du bruit de fond,
- La mesure de la décroissance géométrique du champ de pression acoustique est globalement en accord avec la théorie,

- Les diagrammes de directivité, mesurés suivant les circonférences de deux plans perpendiculaires d'une sphère, montrent que les ondes émises par la sources sont sphériques.

La chambre de compression s'apparente donc bien à une source monopolaire. Les différences inéluctables qui existent entre la source réelle et la source théorique, utilisée pour décrire l'approche par antenne synthétique, ne remettent pas en cause l'approche proposée, puisque les fonctions de transfert monopôle-captur H_{mp} sont mesurées expérimentalement.

6.3 Description du banc de mesures

Comme nous l'avons vu au chapitre 5, section 5.4, pour pouvoir caractériser la réponse d'une structure soumise à une CLT, deux fonctions de transfert doivent être mesurées :

- La fonction de transfert H_{mp} entre la source monopolaire et les points de reconstruction sur la paroi, qui est la fonction de Green du milieu acoustique et dont la mesure nous permet de déterminer les amplitudes B_m^{rs} à appliquer à la source pour chacune des positions d'excitation et chaque couple de nombre d'onde (k_r, k_s) ,
- La fonction de transfert H_{Qm} entre le champ de vitesse vibratoire v aux points d'observation Q de la structure et le monopôle exciteur, dont la mesure permet de caractériser le comportement vibratoire de la structure à tester.

Ainsi, pour pouvoir réaliser pratiquement ces mesures, nous avons mis au point le banc d'essai présenté en figures 6.11 et 6.12. Celui-ci est constitué de :

- Une chambre de compression, alimentée par un bruit blanc, dont l'énergie est concentrée entre 15 Hz et 400 Hz,
- Un robot 2 axes permettant de déplacer la chambre de compression sur les 96 positions d'excitation définies au préalable,
- Un baffle en bois aggloméré de $1.02 \times 1.25 \times 0.036 \text{ m}^3$ positionné sous le robot, dont le but est de reproduire les conditions parois bloquées pour la mesure de H_{mp} et plaque bafflée pour celle de H_{Qm} ,
- Une antenne linéaire 21 microphones 1/4", pour mesurer les fonctions de transfert H_{mp} entre les 96 positions d'excitation et les 231 points d'observation à la surface du baffle. Les microphones de cette antenne sont situés à 5 mm de la surface du baffle, ce qui permet d'avoir une bonne estimation du champ de pression pariétale créé par la source monopolaire,
- Une plaque d'acier de $0.68 \times 0.38 \times 0.0005 \text{ m}^3$. Les dimensions de la plaque ont été choisies de manière à pouvoir coller la plaque sur le baffle et conserver des dimensions utiles de $0.6 \times 0.3 \times 0.0005 \text{ m}^3$,
- 2 accéléromètres positionnés aux points $A_1(0.22 \text{ m}, 0.23 \text{ m})$ et $A_2(0.48 \text{ m}, 0.07 \text{ m})$ lors de la mesure des fonctions H_{Qm} et correspondant à des points du maillage de mesure du vibromètre laser à balayage, utilisé par Totaro pour mesurer les autospectres de vitesse vibratoire. Il est important de noter que les points du maillage ont été recalculés à partir d'une photographie du maillage original du vibromètre laser à balayage.

Nous signalons enfin que pour des raisons d'encombrement du robot, les mesures ont été réalisées dans la cabine audiométrique du laboratoire. Celle-ci possède des parois partiellement

absorbantes, composées d'une épaisseur de laine de roche recouverte par une plaque perforée. D'autre part, comme les fonctions de transfert H_{mp} sont mesurées, le fait de ne pas être strictement en champ libre ne remet pas en cause la validité de la méthode. Il faut simplement que le champ acoustique ne soit pas trop réverbérant, pour avoir des fonctions de transfert H_{mp} différentes lorsque l'on déplace la source et, ainsi, éviter un mauvais conditionnement du système lors du calcul des pondérations B_m^{rs} (cf. équation (5.3)).

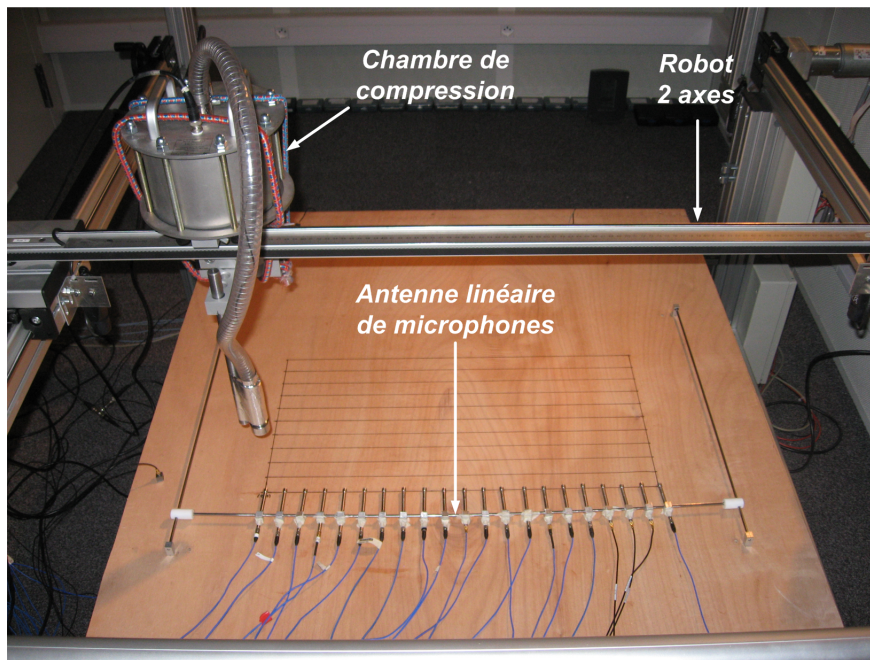


FIGURE 6.11 – Photographie du banc d'essai pour la mesure des fonctions de transfert H_{mp}

6.4 Etude des biais de mesures

Pour analyser correctement les résultats expérimentaux, il est important d'étudier, au préalable, les différents biais de mesure possibles.

6.4.1 Bruit de fond acoustique

Nous mesurons ici le rapport signal sur bruit afin d'établir la bande de fréquence sur laquelle les signaux mesurés seront exploitables. Pour cela, nous avons mesuré, sur l'antenne de microphones, la pression acoustique émise par la source et le bruit de fond de la salle. Le rapport signal sur bruit ϵ est alors défini comme étant la différence du niveau de pression acoustique mesuré lorsque la source est en fonctionnement et du niveau de bruit de fond mesuré source éteinte (cf. équation (6.4)).

La figure 6.13 présente le rapport signal sur bruit mesuré à 15 cm de la source. Cette figure montre que le niveau de pression acoustique mesuré lorsque la source est en fonctionnement commence à émerger du bruit de fond à partir de 70 Hz environ. On peut toutefois noter

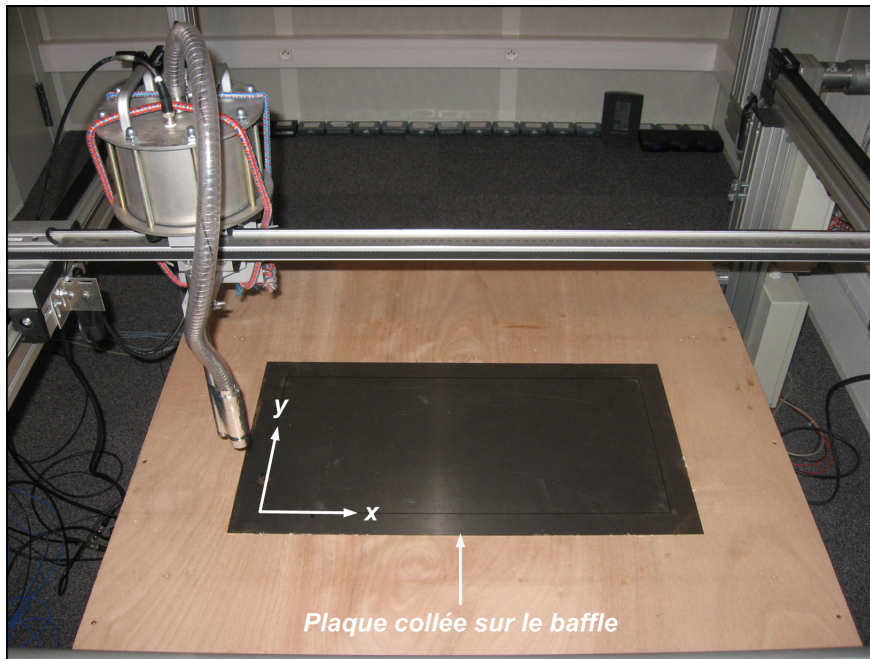


FIGURE 6.12 – Photographie du banc d'essai pour la mesure des fonctions de transfert H_{Qm}

une légère diminution de ce rapport autour de 100 Hz et de 150 Hz, liée à la présence de modes de la cabine audiométrique dans cette bande de fréquences. De ce fait, le résultat des mesures pourra être biaisé par l'influence du bruit de fond dans cette zone fréquentielle. Enfin, ce résultat met clairement en évidence les difficultés de la source à émettre de la puissance en basses fréquences.

6.4.2 Perturbation inter-microphone

Lors de la mesure des fonctions de transfert H_{mp} , la mesure de la pression acoustique sur un microphone peut être perturbée par la présence des microphones adjacents. Pour nous assurer que la perturbation du champ de pression acoustique au niveau d'un microphone due à la présence des microphones voisins est négligeable dans la bande de fréquence d'intérêt, nous avons mesuré la réponse d'un microphone avec ou sans la présence des deux microphones adjacents.

Pour comparer les résultats, nous définissons alors l'écart E comme la différence des niveaux de pression acoustique mesurés sur un microphone de l'antenne en présence ou non de deux microphones adjacents :

$$E = 10 \log \left(\frac{|p_a|^2}{|p_i|^2} \right) \quad (6.5)$$

où p_a est la pression mesurée par le microphone en présence des deux microphones voisins et p_i et la pression mesurée par le microphone en l'absence des deux microphones voisins.

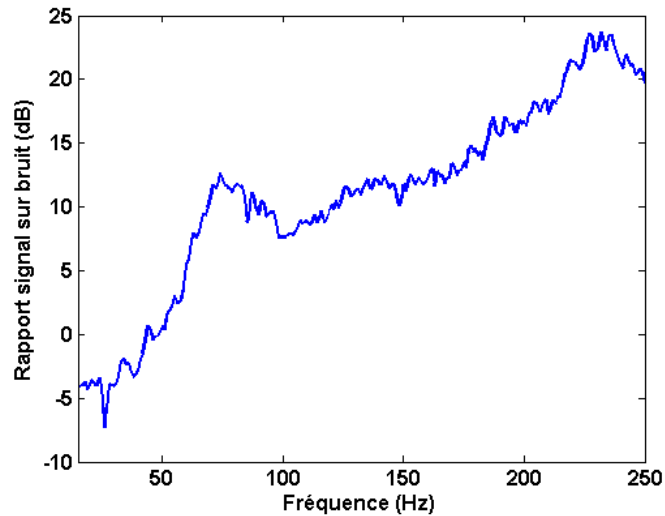


FIGURE 6.13 – Rapport signal sur bruit entre les niveaux de pression acoustique et de bruit mesurés à 15 cm de la source sur un microphone de l’antenne linéaire

La figure 6.14 présente l’écart entre les niveaux de pression acoustique mesurés à 15 cm de la source sur un microphone de l’antenne linéaire en présence et en l’absence de deux microphones adjacents. L’analyse de cette figure montre que le niveau de pression acoustique mesuré sur un microphone est perturbé de 1.6 dB au maximum par la présence des autres microphones en-dessous de 150 Hz. Les écarts observés en-dessous de cette fréquence peuvent en partie être expliqués par l’influence du bruit de fond acoustique, ce qui ne nous permet pas de discriminer la perturbation induite par les microphones voisins de celle du bruit de fond. En revanche, au-dessus de 150 Hz, la perturbation induite par la présence de microphones voisins peut être correctement analysée, puisque nous sommes dans une bande de fréquences où le rapport signal sur bruit est suffisant (> 12 dB). Dans cette zone fréquentielle, la perturbation induite est de 1 dB au maximum. Par conséquent, nous pouvons considérer que, dans cette plage de fréquences, le biais de mesure est minime.

6.4.3 Effet d’écran du baffle

En raison des dimensions finies du baffle, une partie de la pression émise par la chambre de compression sur la face supérieure du baffle sera transmise indirectement à la face inférieure par diffraction du champ de pression sur les bords du baffle. Il faut donc nous assurer que la pression acoustique mesurée sur la face inférieure du baffle ne constituera pas une source d’excitation de la plaque lors de la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} . Pour vérifier cela, nous nous sommes placés dans la situation la plus désavantageuse, pour laquelle la différence de marche entre la source et un microphone, positionné sous le baffle, est la plus faible, i.e. 30 cm. Nous avons alors mesuré la pression acoustique sur les faces supérieure et inférieure du baffle avec des microphones positionnés en miroir, afin de comparer les niveaux de pressions mesurés par transmission directe et indirecte, comme présenté en figure 6.15.

La figure 6.16 présente l’écart E entre les niveaux de pression acoustique mesurés sur les faces supérieure et inférieure du baffle. Cette figure montre que la pression diffractée est

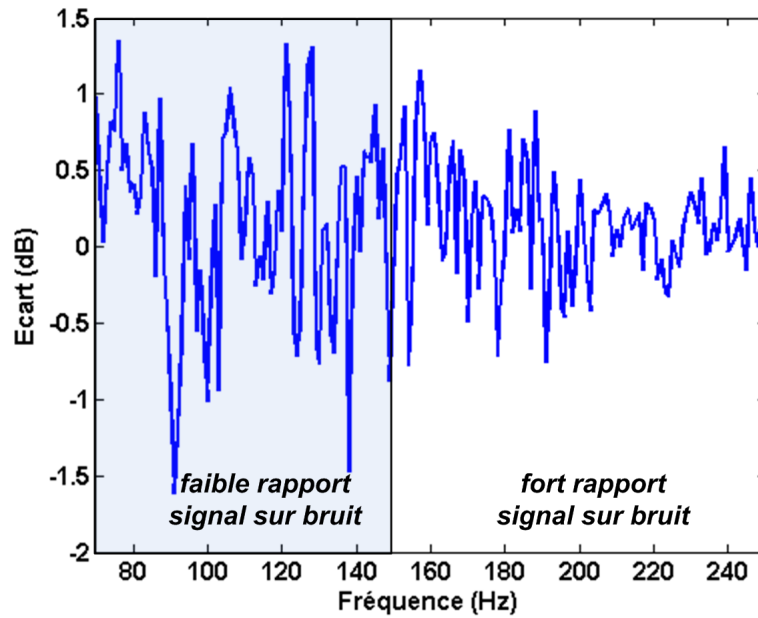


FIGURE 6.14 – Ecart entre les niveaux de pression acoustique mesurés à 15 cm de la source sur un microphone de l'antenne linéaire en présence et en l'absence de deux microphones adjacents

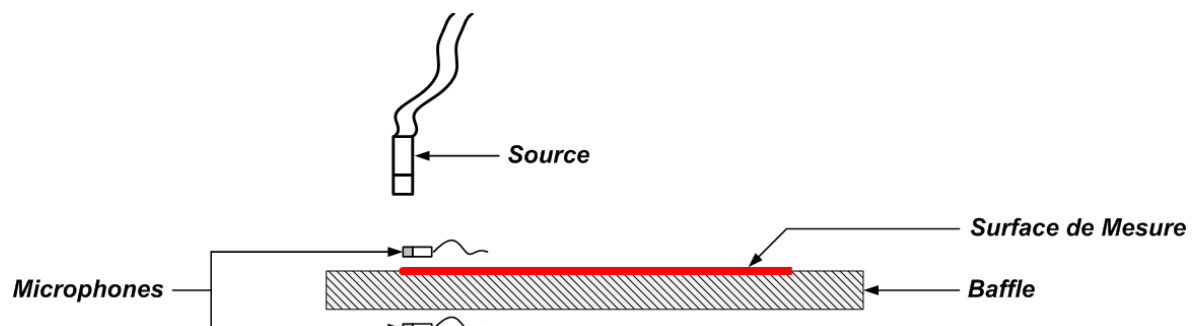


FIGURE 6.15 – Illustration de la mesure de l'effet d'écran du baffle

au minimum 10 fois plus faible que la pression mesurée sur la face supérieure du baffle. En conséquence, le biais introduit par les dimensions finies du baffle sera négligeable lors de la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} .

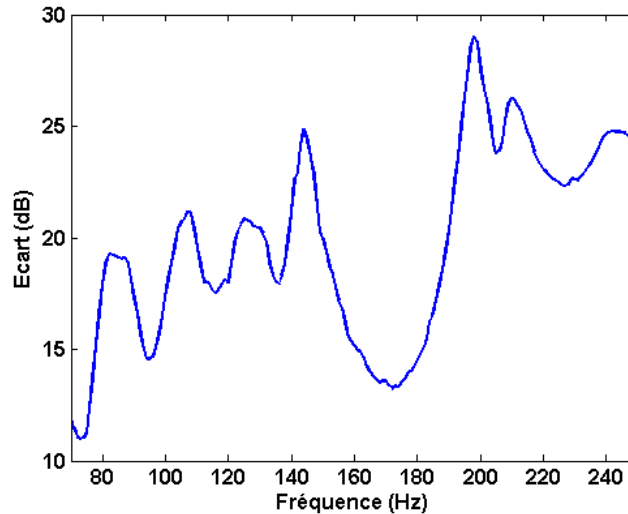


FIGURE 6.16 – Effet d'écran du baffle

6.4.4 Influence de la rigidité du baffle

La rigidité du baffle est un paramètre important pour assurer la validité des mesures des fonctions de transfert H_{Qm} . En effet, si les vibrations du baffle, excité acoustiquement, sont du même ordre que celles de la plaque, les conditions aux limites de la plaque seront modifiées. Pour étudier ce paramètre, nous avons mesuré la vibration de la plaque au point A_1 , ainsi que les vibrations du baffle au point B_1 de coordonnées $(x, y) = (-0.08, 0.675)$ par rapport au centre du repère de la plaque (cf. figure 6.12).

La figure 6.17 présente l'écart E entre les niveaux vibratoires mesurés aux points A_1 de la plaque et B_1 du baffle. Cette figure montre que l'écart entre les niveaux vibratoires mesurés sur la plaque et ceux mesurés sur le baffle est en moyenne compris entre 5 et 10 dB. Les vibrations du baffle sont donc plus fortes que nous l'escomptions. En pratique, cela signifie que les vibrations du baffle vont influencer les conditions aux limites de la plaque et, par conséquent, la réponse de cette dernière, mais d'une valeur qui ne pourra être évaluée qu'après l'expérience.

6.4.5 Influence de la masse des accéléromètres

La plaque à tester étant de très faible épaisseur, la présence des accéléromètres, dont la masse est de 4 g, peut modifier son comportement vibratoire. Pour étudier l'influence des accéléromètres sur les vibrations de la plaque, nous avons mesuré les niveaux vibratoires sur l'accéléromètre positionné au point A_1 , lorsque 1 puis 2 accéléromètres sont collés sur la plaque.

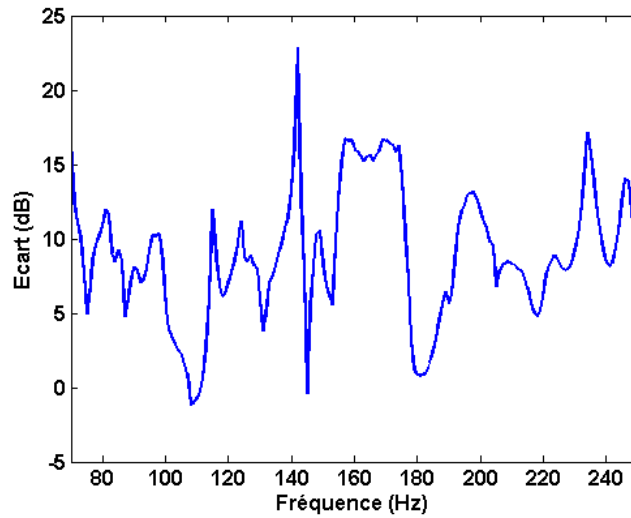


FIGURE 6.17 – Influence de la rigidité du baffle

La figure 6.18 présente une comparaison des écarts E mesurés au point A_1 , lorsqu'un second accéléromètre est collé sur la plaque, le niveau vibratoire mesuré pour un seul accéléromètre collé sur la plaque au point A_1 étant pris comme référence. Cette figure montre très clairement que la masse des accéléromètres perturbe très fortement la réponse vibratoire de la plaque, dans la mesure où l'effet de masse ajoutée induit un glissement des fréquences de résonance. Par conséquent, pour minimiser cet effet, nous avons décidé de n'utiliser qu'un seul accéléromètre, au lieu des deux prévus initialement.

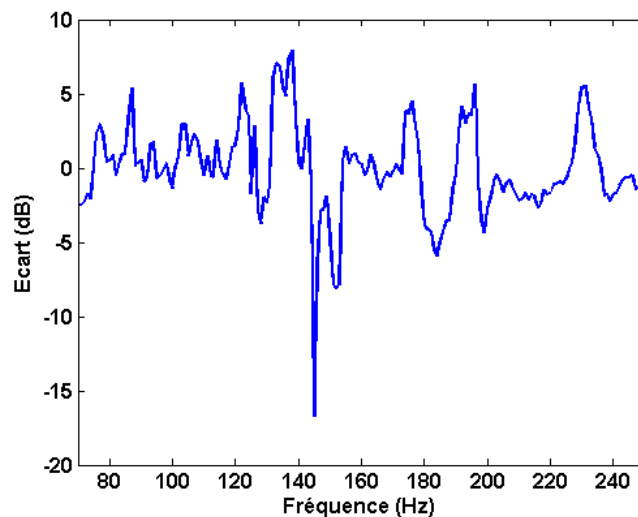


FIGURE 6.18 – Influence de la masse des accéléromètres sur la réponse vibratoire de la plaque

D'après cette figure, on peut cependant penser que l'utilisation d'un seul accéléromètre pourrait également influencer la réponse de la plaque par effet de masse localisé. Pour évaluer l'influence de cet accéléromètre sur la vibration de la plaque, simulons numériquement la

mesure de la mobilité d'entrée d'une plaque d'acier de $0.6 \times 0.3 \times 0.0005 \text{ m}^3$ et de facteur d'amortissement $\eta_p = 0.01$, simplement appuyée sur ses quatre bords, par un accéléromètre dont la masse est de 4 g. Dans ce cas, la mobilité d'entrée de la plaque Y_p mesurée par l'accéléromètre est donnée par [157] :

$$Y_p = \tilde{Y}_p \frac{Y_m}{Y_m + \tilde{Y}_p} \quad (6.6)$$

où \tilde{Y}_p est la mobilité d'entrée de la plaque à vide et $Y_m = \frac{1}{j\omega m}$ est la mobilité d'une masse ponctuelle m .

De ce fait, les fréquences propres de la plaque sont modifiées par la présence de l'accéléromètre et sont telles que $\Im(\tilde{Y}_p) = \frac{1}{\omega m}$. Nous proposons en figure 6.19 une représentation graphique de cette égalité pour la plaque d'acier définie plus haut et un accéléromètre dont la masse est de 4 g. Cette figure montre que l'effet de masse localisé introduit par l'accéléromètre est négligeable. En conséquence, l'utilisation d'un seul accéléromètre ne perturbe pas la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} .

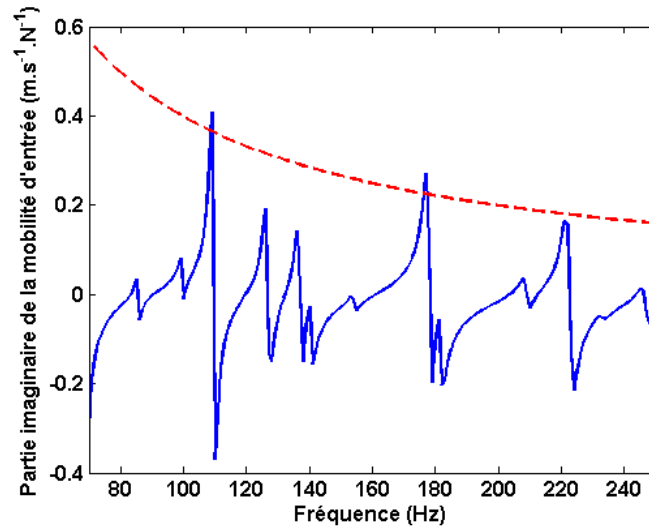


FIGURE 6.19 – Evaluation de l'effet de masse d'un accéléromètre sur la mesure de la mobilité d'entrée d'une plaque d'acier simplement appuyée - (—) Partie imaginaire de la mobilité d'entrée et (---) Mobilité d'un accéléromètre de 4 g

6.4.6 Résumé

Le principal objectif des mesures que nous venons de décrire était d'étudier les différents biais de mesures possibles, liés à la mise en œuvre expérimentale du principe de l'antenne synthétique, afin d'identifier les principales différences avec l'expérience réalisée en tunnel aérodynamique et, ainsi, analyser correctement les résultats de l'expérience de substitution présentés dans la suite de ce chapitre. Ces mesures nous ont ainsi permis de montrer que :

- Il était difficile d'émerger du bruit de fond de la cabine en-dessous de 150 Hz, dans la mesure où la source acoustique émet très peu de puissance en basses fréquences,
- La mesure de la pression acoustique sur un microphone n'était que très peu affectée par la présence des microphones adjacents,
- L'effet d'écran du baffle était suffisant pour ne pas considérer l'influence de la pression acoustique sur la face inférieure du baffle lors de la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} ,
- Les vibrations du baffle pourraient entraîner une modification des conditions aux limites de la plaque et, par conséquent, de son comportement vibratoire, mais d'une valeur qui ne pourra être évalué qu'après l'expérience,
- L'effet de masse introduit par la présence des accéléromètres collés sur la plaque ne pouvant être négligé, nous ne pouvions utiliser qu'un seul accéléromètre pour la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} .

6.5 Validations expérimentales

Dans cette partie, nous proposons trois étapes de validation de la procédure de caractérisation des vibrations d'une structure sous écoulement turbulent à partir de l'approche par antenne synthétique. Nous vérifions, dans un premier temps, l'aptitude de la méthode à reconstruire un champ de pression pariétale créée par une onde plane d'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$. Dans un second temps, nous comparons, pour un modèle semi-analytique de plaque appuyée, les autospectres de vitesse vibratoire obtenus à partir d'un calcul classique de vibrations aléatoires avec ceux calculés à partir de l'approche par ondes planes pariétales décorrélées, pour laquelle seule la mesure de la fonction de transfert H_{mp} est utilisée. Cette seconde étape permet de s'affranchir des incertitudes de mesure des fonctions de transfert H_{Qm} . Enfin, nous comparons les autospectres de vitesse vibratoire reconstruits aux points A_1 et A_2 de la plaque avec ceux mesurés en tunnel aérodynamique par Totaro [11].

6.5.1 Reconstruction d'un champ de pression pariétale de type onde plane

Dans ce qui suit, nous nous proposons de comparer le champ de pression pariétale créé par une onde plane d'amplitude $A(k_r, k_s, \omega)$ avec celui obtenue à partir de l'approche par antenne synthétique à 250 Hz et pour deux couples de nombres d'onde $(k_r, k_s) = (4.5 \text{ m}^{-1}, 4.5 \text{ m}^{-1})$ et $(k_r, k_s) = (20 \text{ m}^{-1}, 20 \text{ m}^{-1})$. Ces couples de nombres d'onde conduisent aux champs de pression pariétale que l'on obtiendrait respectivement à partir d'une onde plane propagative et évanescence.

Les figures 6.20 et 6.21 présentent, pour ces deux couples de nombres d'onde, une comparaison du champ de pression pariétale à reconstruire avec le champ de pression pariétale reconstruit à partir de l'approche par antenne synthétique. On peut constater que les amplitudes ainsi que les évolutions spatiales du champ de pression sont très bien restituées. Ceci permet donc de valider la capacité de l'approche par antenne synthétique à reconstruire expérimentalement des champs de pression pariétale de type onde plane, dont l'amplitude est calculée à partir d'un modèle d'interspectre de fluctuations de pression pariétale de CLT.

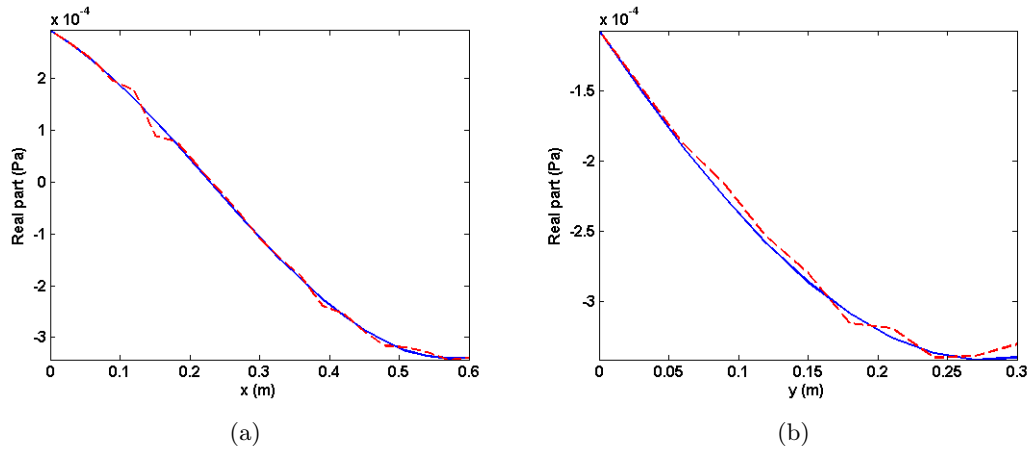


FIGURE 6.20 – Reconstruction du profil de pression pariétale d’une onde plane pariétale de nombres d’onde $(k_r, k_s) = (4.5 \text{ m}^{-1}, 4.5 \text{ m}^{-1})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.42 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence) et (---) Onde reconstruite à partir de l’approche par antenne synthétique

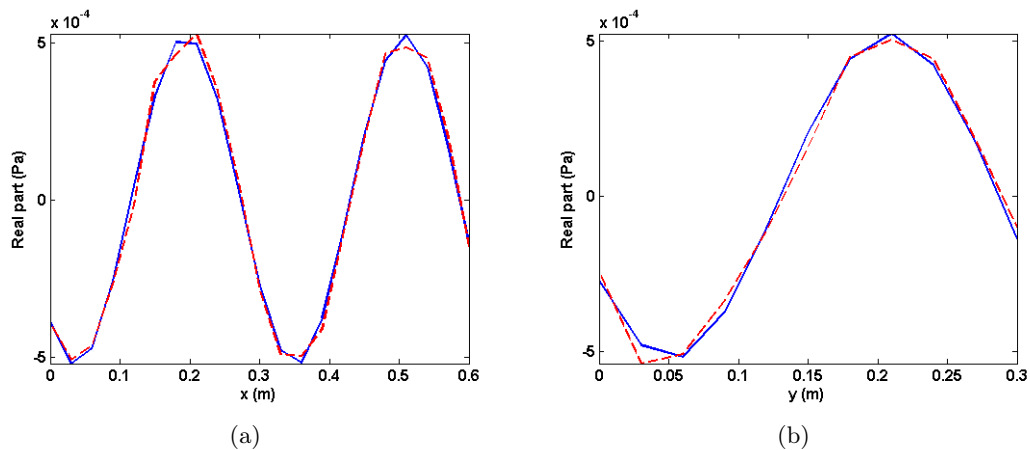


FIGURE 6.21 – Reconstruction du profil de pression pariétale d’une onde plane pariétale de nombres d’onde $(k_r, k_s) = (20 \text{ m}^{-1}, 20 \text{ m}^{-1})$ (a) dans le plan $(x, 0.12 \text{ m})$ et (b) dans le plan $(0.42 \text{ m}, y)$ à 250 Hz - (—) Onde à reconstruire (Référence) et (---) Onde reconstruite à partir de l’approche par antenne synthétique

6.5.2 Caractérisation vibratoire d'une structure soumise à une CLT

Après avoir montré, au paragraphe précédent, que nous pouvions reconstruire des champs de pression pariétale de type onde plane à partir d'une antenne synthétique, nous nous intéressons maintenant à la reconstruction des autospectres de vitesse vibratoire aux points A_1 et A_2 de la plaque. Pour valider cette partie de la méthode, nous procédons en deux étapes. La première consiste à comparer, sur un modèle semi-analytique de plaque appuyée, dont les caractéristiques sont données dans le tableau 4.2, les autospectres de vitesse vibratoire obtenus à partir d'un calcul classique de vibrations aléatoires et de l'approche par ondes planes décorréelées, pour laquelle on utilise la mesure des fonctions de transfert H_{mp} pour calculer les amplitudes de la source pour chaque position de l'antenne synthétique. Cette étape permet de s'affranchir des incertitudes des mesures des fonctions de transfert H_{Qm} que nous avons évoquées au paragraphe 6.4. Dans la seconde étape, nous comparons les autospectres de vitesse vibratoire reconstruits à partir de l'approche par ondes planes décorréelées avec ceux mesurés avec un vibromètre laser en tunnel aérodynamique par Totaro [11]. L'objectif de cette démarche est de définir dans quelle mesure l'approche par antenne synthétique permet de reconstruire la réponse d'une structure sous écoulement turbulent, nonobstant les incertitudes de mesures évoquées précédemment.

6.5.2.1 Comparaison avec un calcul semi-analytique

Nous proposons, dans cette partie, une validation semi-analytique du principe de l'antenne synthétique. Un tel calcul constitue une étape supplémentaire de validation, permettant de vérifier que les ondes planes, définies au paragraphe précédent, autorisent effectivement une reconstruction correcte d'un autospectre de vitesse de vibratoire.

Pour cela, nous effectuons un premier calcul de référence à partir de l'équation (1.34), présentée dans le chapitre 1, pour $M = M'$, permettant d'obtenir l'autospectre de vitesse vibratoire d'une structure excitée par un champ aléatoire. Pour ce calcul, nous utilisons un maillage de 231 nœuds de discrétisation pour être consistant avec le maillage d'observation que nous avons utilisé lors de la mesure des fonctions de transfert H_{mp} , ce qui correspond à un critère de 5 nœuds par longueur d'onde flexion λ_f à la fréquence maximale de calcul de 250 Hz. Nous simulons, ensuite, le calcul de l'autospectre de vitesse vibratoire par antenne synthétique, pour des ondes planes telles que $(k_r, k_s) \in [-45, 45]^2$ et $\Delta k_r = \Delta k_s = 1 \text{ m}^{-1}$, ce qui représente un ensemble d'environ 8300 ondes planes.

Concernant le modèle de CLT, nous avons utilisé un modèle de Corcos, dont les paramètres ont été mesurés par Totaro [11] et présentés au paragraphe 6.1.

La figure 6.22 présente une comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points A_1 et A_2 de la plaque, calculés soit par la formulation classique, soit par l'approche par antenne synthétique, pour laquelle les amplitudes B_m^{rs} sont calculées à partir des fonctions de transfert H_{mp} mesurées. Cette figure montre un très bon accord entre les deux approches, bien que des écarts d'au plus 3 dB soient observés sur les fonds de spectre de la plaque.

Par conséquent, les résultats du calcul semi-analytique que nous venons d'effectuer permettent de valider la procédure expérimentale, développée dans cette thèse, pour caractériser la réponse vibratoire d'une structure sous écoulement turbulent.

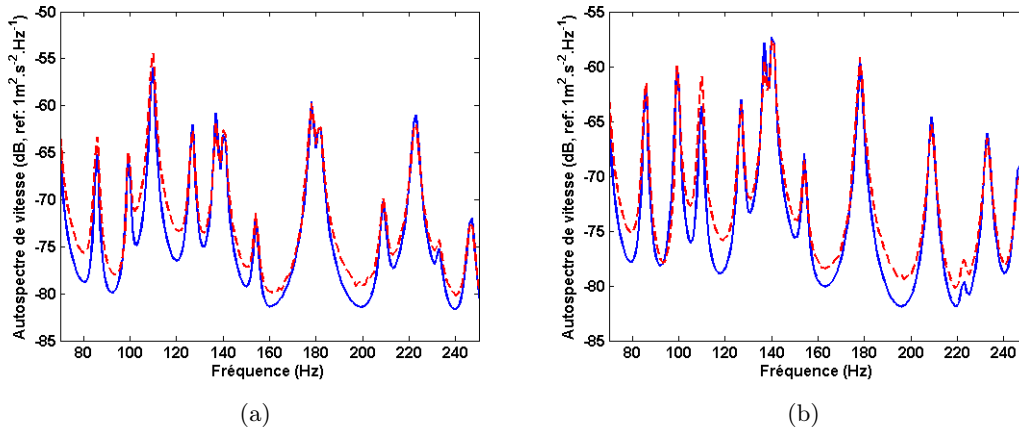


FIGURE 6.22 – Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque calculés par (—) la méthode classique (Référence) et (---) l’approche par antenne synthétique utilisant la mesure des fonctions de transfert H_{mp}

6.5.2.2 Comparaison avec une mesure en tunnel aérodynamique

Dans cette partie, nous avons l’objectif ambitieux de comparer les autospectres de vitesse vibratoire reconstruits aux points A_1 et A_2 de la plaque à partir de l’approche par antenne synthétique avec ceux mesurés en tunnel aérodynamique par Totaro [11].

Pour cela, nous utilisons, pour l’approche par antenne synthétique, les mesures des fonctions de transfert H_{mp} et H_{Qm} . Compte tenu des différents biais de mesure que nous avons évoqués au paragraphe 6.4, on peut s’attendre à des écarts entre les niveaux vibratoires mesurés en tunnel aérodynamique et ceux reconstruits à partir de l’approche par ondes planes décorréliées.

Ceci est confirmé par la figure 6.23, qui présente une comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points A_1 et A_2 de la plaque mesurés en tunnel aérodynamique ou reconstruits à partir de l’approche par ondes planes décorréliées. L’analyse de cette figure montre une bonne concordance des niveaux vibratoires mesurés et reconstruits. En revanche, les contenus fréquentiels des autospectres reconstruits diffèrent de ceux mesurés en tunnel.

Pour expliquer ces divergences, plusieurs explications peuvent être avancées. La première concerne la plaque elle-même, puisque cette dernière n’est pas celle qui a servi aux mesures en tunnel. Par conséquent, il existe des différences entre les deux plaques, liées notamment au surfacage de la plaque, qui peut introduire de légères variations d’épaisseur, et aux hétérogénéités du matériau.

La seconde est liée à la position des points d’observation. En effet, ne disposant pas du maillage du vibromètre laser utilisé pour les mesures, nous avons dû le reconstruire à partir d’une image. Il existe donc une incertitude sur la localisation exacte de ces points.

La troisième est liée à l’expérience réalisée en tunnel aérodynamique, dans la mesure où les modes de la veine d’écoulement, les vibrations des parois du tunnel et le gradient de pression

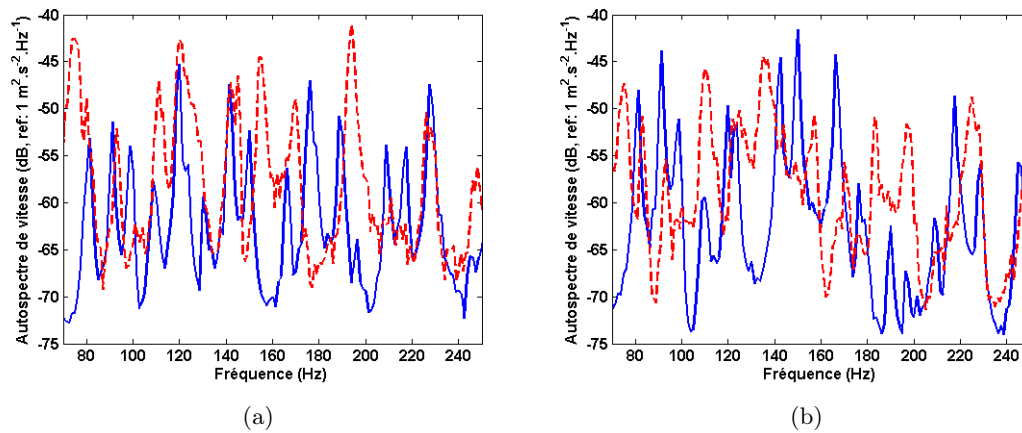


FIGURE 6.23 – Comparaison des autospectres de vitesse vibratoire aux points (a) A_1 et (b) A_2 de la plaque - (—) Autospectre mesuré en tunnel aérodynamique (Référence) et (---) Autospectre reconstruit à partir de l’approche par onde plane décorrélées

induit par l’écoulement sont susceptibles d’affecter le comportement vibratoire de la plaque [59, 60]. Cela constitue une différence importante avec notre expérience, qui s’affranchit de tels phénomènes. D’autre part, les coefficients du modèles de Corcos sont difficiles à estimer. En effet, de nombreuses valeurs sont données dans la littérature pour ces coefficients [10, 13, 21, 34] et Totaro [11] a montré grâce à ses mesures que ces coefficients dépendaient de la fréquence (cf. figure 6.4). Pour évaluer la sensibilité du modèle de Corcos vis-à-vis de ces coefficients, nous avons reconstruit l’autospectre de vitesse vibratoire au point A_1 pour différentes valeurs de ces coefficients. Les résultats, présentés en figure 6.24, montrent la robustesse du modèle de Corcos vis-à-vis des coefficients de corrélation, ce qui indique que l’estimation des coefficients n’est pas à l’origine des écarts observés.

La dernière et certainement la plus importante concerne les différences de conditions aux limites entre les deux expériences. Tout d’abord, concernant le collage de la plaque sur le baffle, les principales différences entre les deux montages proviennent essentiellement du type de colle utilisé, de son application et de la surface de collage. Enfin, comme nous l’avons vu au paragraphe 6.4.4, le baffle que nous avons utilisé n’est pas parfaitement rigide. De ce fait, les conditions aux limites de la plaques sont modifiées par les vibrations excessives de ce dernier, et ce quelle que soit la qualité du collage. Ces différences de conditions aux limites entraînent donc inévitablement des décalages fréquentiels.

En conséquence, l’expérience réalisée conduit à une comparaison raisonnable des niveaux vibratoires mesurés et reconstruits. Cependant pour améliorer la qualité de la reconstruction du contenu fréquentiel, le dispositif expérimental doit être amélioré afin de limiter la vibration du baffle, qui est la principale source de biais de notre expérience.

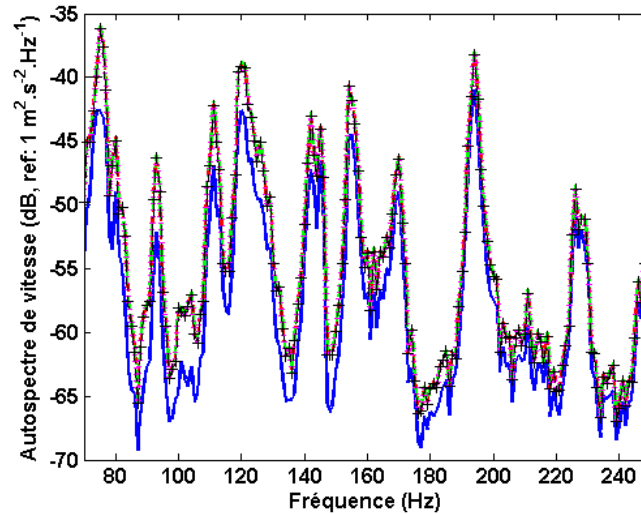


FIGURE 6.24 – Sensibilité du modèle de Corcos vis-à-vis des coefficients de corrélation α_x et α_y - Autospectre de vitesse vibratoire reconstruits à partir des coefficients de corrélation estimés par (—) Totaro [11] (dépendant de la fréquence), (—) Robert $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.125, 0.83)$ [10], (—) Efimtsov $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.1, 0.77)$ [13], (—) Blake $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.116, 0.7)$ [21] et (—) Willmarth & Wooldridge $(\alpha_x, \alpha_y) = (0.115, 0.7)$ [34]

6.6 Conclusions

Nous avons appliqué, dans ce chapitre, le principe de l'antenne synthétique, afin de caractériser expérimentalement le comportement vibratoire d'une plaque soumise à une CLT à partir d'un cumul d'ondes planes décorréliées. Pour étudier la validité de notre approche, nous avons cherché à reproduire une mesure réalisée en tunnel aérodynamique par Totaro [11].

Après avoir présenté brièvement l'expérience réalisée en tunnel, nous avons vérifié que la chambre de compression, utilisée dans notre expérience, présentait bien un comportement monopolaire sur une large bande de fréquences.

Nous avons ensuite décrit le banc de mesures que nous avons mis au point pour appliquer le principe de l'antenne synthétique. Afin de pouvoir analyser plus aisément les résultats de l'expérience de substitution, nous nous sommes intéressés aux différents biais de mesure possibles permettant d'identifier les principales différences avec l'expérience réalisée en tunnel aérodynamique. Nous avons ainsi montré que la principale différence entre les deux expériences tenait essentiellement aux conditions aux limites de la plaque, qui se trouvent modifiées par les vibrations du baffle.

Nous avons finalement conclu ce chapitre par la présentation des résultats de l'expérience de substitution. Pour cela, nous avons procédé en trois temps. Nous avons montré qu'il était, tout d'abord, possible de reconstruire expérimentalement des champs de pression pariétale de type onde plane, dont l'amplitude est calculée à partir d'un modèle d'interspectre de CLT. Les amplitudes et les variations spatiales du champ de pression pariétale sont bien représentées à partir de la mesure par antenne synthétique. Nous avons ensuite cherché à reconstruire

l'autospectre de vitesse vibratoire en différents points de la plaque. Pour cela, nous avons procédé en deux étapes. La première étape consistait à utiliser, dans un modèle analytique de plaque appuyée, la mesure des fonctions de transfert H_{mp} , afin de s'affranchir des biais de mesure introduits lors de la mesure des fonctions de transfert H_{Qm} . La comparaison des autospectres vibratoires, calculés soit par la formulation classique, soit par l'approche par antenne synthétique, pour laquelle les amplitudes B_m^{rs} ont été calculées à partir des fonctions de transfert H_{mp} mesurées, permet de valider la procédure expérimentale, développée dans cette thèse, pour caractériser la réponse vibratoire d'une structure sous écoulement turbulent. Dans la seconde étape, nous avons poursuivi l'objectif ambitieux de comparer les autospectres de vitesse vibratoire reconstruits à partir de l'approche par antenne synthétique avec ceux mesurés en tunnel aérodynamique. La comparaison de ces deux expériences a permis de montrer une bonne concordance globale des niveaux vibratoires mesurés et reconstruits, mais une différence significative des contenus fréquentiels, liés aux vibrations importantes du baffle, qui est la principale cause de biais de notre expérience, puisqu'elles modifient les conditions aux limites de la plaque. Pour obtenir une validation plus probante, l'expérience, que nous avons effectuée, peut être améliorée en augmentant l'inertie du baffle, en utilisant un vibromètre laser pour pouvoir mesurer les accélérations sans introduire de modifications des vibrations de la plaque et en se plaçant dans des conditions de bruit de fond plus favorables, compte tenu de la puissance émise par la source en basses fréquences. Une autre possibilité serait de comparer les résultats d'une mesure en tunnel avec ceux d'une mesure par antenne synthétique pour la même plaque et les mêmes conditions de montage sur le baffle, afin de limiter les différences entre les deux mesures.

Conclusion Générale et Perspectives

Conclusion

Ce travail de recherche s'est inscrit dans le cadre de la caractérisation du comportement vibro-acoustique en fluide lourd de structures soumises à des écoulements turbulents. Plus précisément, il s'agissait de mettre au point une méthodologie permettant d'évaluer l'influence du bruit d'origine hydrodynamique au niveau des hydrophones d'une antenne d'étrave de sous-marin. Cette problématique revêt une grande importance dans le domaine de la lutte sous-marine, dans la mesure où le bruit hydrodynamique domine pour des vitesses d'avances élevées du bâtiment, interférant alors avec le bon fonctionnement de l'antenne. Ainsi, dans ce domaine, où les mesures expérimentales sur un sous-marin à la mer ne sont pas aisées, la modélisation numérique du comportement vibro-acoustique du système dôme-cavité SONAR permettrait, non seulement, de mieux comprendre les mécanismes de rayonnement des structures sous écoulement turbulent, mais aussi de tester différentes solutions technologiques permettant de minimiser l'influence de ce bruit au niveau de l'antenne SONAR et, ainsi, d'améliorer ses performances de détection. A cette fin, nous avons focalisé notre travail sur 3 axes recherches : la modélisation du comportement vibro-acoustique de systèmes de type structure-cavité en fluide lourd en basses et moyennes fréquences par la méthode PTF, la prise en compte l'excitation CLT dans les modèles numériques vibro-acoustiques déterministes et le développement d'une expérience de substitution permettant de caractériser le comportement vibratoire d'une structure soumise à une CLT sans réaliser de mesures en tunnel aérodynamique.

La méthode PTF ayant essentiellement été appliquée à des problèmes en fluide léger (rayonnement d'un haut-parleur à travers une ouverture, transparence de double paroi, . . .), l'un des enjeux de cette thèse consistait donc à vérifier son applicabilité pour résoudre le problème d'interaction fluide-structure dans le cas d'un couplage fort entre une structure et cavité d'eau en-dessous de la fréquence critique de la structure. Pour cela, nous avons, dans un premier temps, présenté en détail les équations de la méthode PTF, adaptées à la résolution du problème structure-cavité, pour une sous-structuration réalisée à l'interface physique entre les deux sous-système. Nous avons ensuite étudié séparément la convergence des différentes étapes de calcul de la méthode, afin de mettre en lumière les principales difficultés d'application en fluide lourd. Nous nous sommes ainsi intéressés au calcul des PTF, dont nous avons proposé une procédure de calcul basée sur la projection du modèle éléments finis dans la base modale de chaque sous-système découplé. Nous avons ainsi montré que la convergence du calcul des PTF d'une cavité acoustique était beaucoup plus lente que celle d'une structure, essentiellement en raison de la variabilité du champ de pression dans le champ proche d'un pavé excité, qui nécessite un nombre très important de modes pour pouvoir être correctement représentée. Nous nous sommes, ensuite, intéressés à la convergence de la méthode elle-même, en étudiant

l'influence du critère de maillage de la surface de couplage entre les sous-système en pavés. Cette étude a mis en évidence l'influence de l'effet de filtrage, résultant de la procédure de moyennage spatial introduite dans la méthode, qui ne permet pas de représenter correctement le rayonnement de la structure dans son champ proche et, par conséquent, le couplage avec la cavité d'eau si le maillage de pavés est trop grossier. Il faut, par conséquent, que le maillage de pavés soit adapté au type de couplage présent à l'interface entre les sous-systèmes, ce qui peut conduire à des maillages de pavés très fin et limiter l'intérêt de la méthode.

Un apport important de cette thèse a alors consisté à développer des stratégies d'amélioration de la méthode PTF. Deux approches ont ainsi été développées. La première visait à accélérer la convergence du calcul des PTF de cavité par synthèse modale, en enrichissant la base de réduction par des déformées résiduelles par pavé, correspondant à la réponse en raideur des modes d'ordre élevé dans la bande de fréquences où l'on opère. La seconde consistait à sous-structurer le problème dans le champ lointain de la structure, afin de décrire convenablement les effets de champ proche dans un sous-système PTF et pouvoir considérer qu'à l'interface entre les sous-systèmes le fluide évolue spatialement suivant la longueur d'onde acoustique. Cette sous-structuration nous a conduit à définir un sous-système de type structure-cavité, dont le problème éléments finis associé a dû être symétrisé pour l'obtention des modes propres, nécessaires au calcul des PTF de ce système par décomposition modale. Comme nous l'avons montré, cette solution permet d'obtenir d'excellents résultats pour des maillages composés de 2 pavés par longueur d'onde acoustique, ce qui constitue un avantage indéniable en termes de temps de calcul. Par ces deux approches, nous avons amélioré la convergence globale de la méthode, tout en conservant ses points forts, à savoir la sous-structuration et la résolution de systèmes matriciels de faibles dimensions grâce à une condensation de l'information sur les pavés de la surface de couplage.

Nous avons ensuite cherché à appliquer la méthode PTF pour caractériser la réponse vibro-acoustique en fluide lourd d'une structure soumise à une CLT et couplée, d'une part, à un milieu fluide extérieur et, d'autre part, à une cavité acoustique, encombrée ou non par des structures déformables. Dans un premier temps, nous nous sommes intéressés à la modélisation de l'excitation CLT. Cette dernière repose sur la décomposition en ondes planes décorréélées de l'interspectre des fluctuations de pression pariétale dans l'espace des nombres d'onde. L'avantage d'une telle approche réside dans sa simplicité de mise en œuvre, puisqu'il suffit de déterminer la réponse d'un système à une onde plane pariétale et de cumuler quadratiquement les réponses obtenues pour toutes les ondes planes pariétales. Bien qu'en théorie cette technique nécessite l'utilisation d'une infinité d'ondes planes, on montre qu'en pratique le système agit comme un filtre sur l'excitation, ce qui permet de limiter le nombre d'ondes planes à celles excitant les modes résonants du système. La validité de ce principe a été démontrée sur un exemple académique. Dans un second temps, pour décrire l'influence du milieu extérieur, nous avons présenté le calcul des impédances de rayonnement par pavé pour une surface de couplage bafflée, de géométrie quelconque, à partir de l'équation intégrale du problème de rayonnement associé. Ce calcul fait apparaître un terme de double couche important pour l'estimation des impédances de rayonnement, puisque son omission a conduit des écarts d'au moins 6 dB dans l'exemple proposé. Pour achever la complétion du modèle PTF, nous avons proposé une approche simplifiée permettant le calcul des PTF de cavités acoustiques encombrées par des structures déformables. Nous avons, en effet, montré que le comportement dynamique de l'encombrement pouvait être approché par sa réponse en masse, à condition

que la longueur d'onde acoustique soit très grande devant la longueur d'onde naturelle de ce dernier. Cela s'avère donc très avantageux en temps de calcul, si l'encombrement est supposé à masses concentrées. L'application qui découle de l'intégration de ces éléments dans la méthode PTF nous a permis de montrer que le comportement dynamique des structures encombrantes ne peut être négligé, lorsque l'on souhaite déterminer le niveau de bruit hydrodynamique au niveau d'une antenne d'étrave de sous-marin.

Les travaux réalisés dans cette thèse ont également débouché sur le développement d'une technique expérimentale permettant la caractérisation du comportement vibro-acoustique d'une structure sous écoulement turbulent. En effet, comme nous l'avons vu dans le cadre de l'application de la méthode PTF, l'effet d'une CLT peut être représenté à partir d'un cumul d'ondes planes pariétales décorréliées. Ceci peut être avantageusement utilisé dans un cadre expérimental. Cependant, compte tenu du spectre d'une CLT dans l'espace des nombres d'onde, la mise en œuvre de ce principe nécessite la génération de champs de pression pariétale correspondant à ceux que l'on obtiendrait à partir d'ondes planes propagatives et évanescentes. Générer de tels champs de pression étant difficile en pratique, nous avons proposé l'utilisation d'une antenne de monopôles acoustiques. Elle permet de générer ce type d'onde grâce aux interférences entre les ondes sphériques émises par les monopôles. Après avoir présenté les équations permettant la décomposition d'une onde plane pariétale sur une base de monopôles acoustiques, nous avons déterminé numériquement les principaux paramètres de l'antenne, comme sa taille, le nombre minimal de monopôles et sa distance par rapport au plan d'observation. Une expérience simulée numériquement nous a alors permis de démontrer la capacité de la méthode à reconstruire la réponse vibratoire d'une structure excitée par une CLT grâce à un nombre limité de monopôles. Néanmoins, l'application expérimentale de ce principe pour une antenne complète de monopôles peut être délicate, dans la mesure où le nombre de monopôles nécessaires augmente avec la fréquence. Pour contourner cette difficulté, nous avons présenté le principe de l'antenne synthétique. Cette approche présente plusieurs avantages, parmi lesquels les plus importants sont certainement son coût et sa grande flexibilité.

Nous avons finalement conclu cette thèse par une application expérimentale du principe de l'antenne synthétique, dont l'objectif était de reproduire une mesure réalisée en tunnel aérodynamique. Ce chapitre nous a permis de montrer la capacité de notre technique à reconstruire expérimentalement des champs de pression pariétale de type onde plane, dont l'amplitude est calculée à partir d'un modèle d'interspectre de CLT. Pour la reconstruction de la réponse vibratoire d'une plaque soumise à une CLT, nous avons, tout d'abord, montré la validité de notre démarche à partir d'un modèle semi-analytique de plaque appuyée. Nous avons, ensuite, poursuivi l'objectif ambitieux de comparer les autospectres de vitesse vibratoire reconstruits à partir de l'approche par antenne synthétique avec ceux mesurés en tunnel aérodynamique. Les premiers résultats sont encourageants, car une bonne concordance globale des niveaux vibratoires mesurés et reconstruits est observée. Néanmoins, les deux mesures présentent des contenus fréquentiels différents. Ceci s'explique essentiellement par des différences de conditions aux limites entre les deux montages, liées aux vibrations importantes de notre baffle. Pour obtenir des résultats plus probants, notre expérience pourrait être améliorée par une rigidification du baffle, l'utilisation d'un vibromètre laser pour effectuer des mesures d'accélération sans contacts et l'utilisation d'une salle permettant d'avoir des conditions de bruit de fond plus favorables, compte tenu de la puissance émise par la source en basses fréquences. Une alternative possible serait de comparer les résultats d'une mesure en tunnel avec ceux

d'une mesure par antenne synthétique pour une même plaque et des conditions de montage sur le baffle identiques, afin de limiter les différences entre les deux mesures.

Perspectives

L'application la plus immédiate des recherches présentées dans cette thèse concerne l'utilisation de la méthode PTF dans le domaine de l'architecture navale, comme outil d'aide à la conception de l'étrave d'un sous-marin. L'utilisation de la méthode PTF dans un tel contexte permettrait d'envisager et de tester différentes configurations et aménagement possibles de l'étrave (forme du dôme, position de l'antenne, position des matériaux acoustiques), dont la validation serait basée sur un indicateur acoustique évaluant l'influence du bruit propre d'origine hydrodynamique au niveau des hydrophones de l'antenne. D'une manière plus générale, la méthode pourrait être appliquée dans le domaine des transports pour étudier les problématiques de confort acoustique.

Parallèlement aux aspects numériques, un autre axe de recherche concernerait l'application de la technique de mesure par antenne synthétique à échelle industrielle dans les secteurs aéronautique, automobile, ferroviaire ou naval. Comme nous l'avons vu, deux mesures sont nécessaires : la première pour caractériser le milieu acoustique et calculer les amplitudes à appliquer à l'antenne synthétique pour chacune de ses positions, la seconde pour caractériser le comportement vibratoire de la structure en un certain nombre de points. La caractérisation du milieu acoustique est l'étape la plus coûteuse en temps, puisqu'elle nécessite la mesure des fonctions de transfert entre toutes les positions de l'antenne et un nombre important de points d'observation sur la paroi. On peut néanmoins envisager l'utilisation d'une salle dédiée (ou une cuve pour les applications navales) à ce genre de mesures, ce qui permettrait de ne caractériser le milieu acoustique qu'une seule fois et de disposer par la suite d'une base de données de fonctions de transfert. Ce moyen d'essai permettrait alors de comparer facilement les réponses de différentes structures à une excitation CLT, tout en s'affranchissant des inconvénients d'une mesure en tunnel (coût, reproductibilité, bruit de fond, ...).

A

Calcul analytique des PTF

Les notations utilisées dans cette annexe sont celles des chapitres 2 et 3.

A.1 Calcul analytique des PTF de structures élastiques

Pour calculer analytiquement les PTF de structures élastiques, nous devons résoudre le système d'équations aux dérivées partielles suivant :

$$\begin{cases} \operatorname{div} [\boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_s(M))] + \omega^2 \rho_s \mathbf{u}_s(M) = \bar{p}_k^s & \forall M \in \Omega_s \\ \boldsymbol{\sigma}(\mathbf{u}_s(Q)) \cdot \mathbf{n}_s = \boldsymbol{\sigma}_s^0 & \forall Q \in \Gamma_N^s \\ \mathbf{u}_s(Q) = \mathbf{u}_s^0 & \forall Q \in \Gamma_D^s \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

où ρ_s est la masse volumique de la structure, $\boldsymbol{\sigma}_s^0$ une contrainte imposée sur Γ_N^s et \mathbf{u}_s^0 un déplacement imposé sur Γ_D^s .

Dans l'équation (A.1), \bar{p}_k^s est tel que :

$$\bar{p}_k^s = \begin{cases} 1 & \forall M \in S_k \\ 0 & \forall M \in \bar{S}_k \end{cases} \quad (\text{A.2})$$

où S_k est la surface du patch excité k et \bar{S}_k le complémentaire de S_k .

En décomposant $\mathbf{u}_s(M)$ sur la base des modes propres de la structure ψ_n tel que $\mathbf{u}_s(M) = \sum_n u_n \psi_n(M)$, l'équation (A.1) permet d'obtenir la vitesse vibratoire de la structure au point M , qui est alors donnée par l'expression :

$$v^s(M, \omega) = j\omega \sum_n \frac{\bar{p}_k^s S_k \psi_n(M) \overline{\psi_{n_k}}}{M_n (\omega_n^2 - \omega^2)} \quad (\text{A.3})$$

où $\bar{\bullet}_k = \frac{1}{S_k} \int_{S_k} \bullet dS_k$ est la moyenne spatiale sur le patch k , ω_n la pulsation propre.

Toutefois, l'équation (A.3) diverge aux fréquences de résonances, i.e. pour $\omega_n = \omega$. Pour contourner cette difficulté, nous introduisons un amortissement modal de type visqueux, caractérisé par le facteur d'amortissement modal η_n . De cette manière, le terme $\omega_n^2 - \omega^2$ est remplacé par le terme $\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n$.

La PTF d'une structure élastique Y_{jk}^s entre un patch excité k et un patch récepteur j est alors obtenue en moyennant spatialement la vitesse vibratoire $v(M, \omega)$ sur tous les points M inclus dans le patch j . Ce faisant, nous obtenons :

$$Y_{jk}^s = \frac{\bar{v}_j^s}{\bar{p}_k^s} = j\omega \sum_n \frac{S_k \overline{\psi_{n_j}} \overline{\psi_{n_k}}}{M_n (\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (\text{A.4})$$

D'autre part, l'équation (A.3) nous permet d'obtenir les PTF Y_{Mk}^s entre un patch excité k et un point d'écoute M de la structure qui s'écrivent alors :

$$Y_{Mk}^s = \frac{v^s(M)}{\bar{p}_k^s} = j\omega \sum_n \frac{S_k \psi_n(M) \overline{\psi_{n_k}}}{M_n (\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (\text{A.5})$$

A.2 Calcul analytique des PTF de cavités acoustiques à parois rigides

Le calcul analytique des PTF de cavités acoustiques à parois rigides passe par la résolution du système d'équation aux dérivées partielles donné par :

$$\begin{cases} \Delta p(M') + k^2 p(M') = 0 & \forall M' \in \Omega_f \\ \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}_f}(Q') = -j\rho\omega \bar{v}_k^c & \forall Q' \in S_k \\ \frac{\partial p}{\partial \mathbf{n}_f}(Q') = 0 & \forall Q' \in \Gamma_f \setminus S_k \end{cases} \quad (\text{A.6})$$

où $k = \frac{\omega}{c}$ est le nombre d'onde acoustique, Γ_f la surface du domaine fluide Ω_f et S_k la surface du patch excité k .

Dans l'équation (A.6), \bar{v}_k^c est tel que :

$$\bar{v}_k^c = \begin{cases} 1 & \forall Q' \in S_k \\ 0 & \forall Q' \in \Gamma_f \setminus S_k \end{cases} \quad (\text{A.7})$$

Pour résoudre l'équation (A.6), nous utilisons la formulation faible du problème (ou formulation intégrale). A cette fin, nous considérons dans un premier temps l'identité de Green appliquée au domaine Ω_f :

$$\iiint_{\Omega_c} (\Psi \Delta \Phi - \Phi \Delta \Psi) d\Omega_f = \iint_{\Gamma_f} \left(\Phi \frac{\partial \Psi}{\partial n} - \Psi \frac{\partial \Phi}{\partial n} \right) d\Gamma_f. \quad (\text{A.8})$$

où Γ_f est la surface du domaine Ω_f .

Cette équation est très générale et les fonctions Φ et Ψ sont arbitraires. Dans le cas qui nous intéresse ici, nous supposons tout d'abord que le fonction Φ est la pression acoustique p , qui doit satisfaire l'équation de Helmholtz homogène dans le domaine Ω_f :

$$\Delta p(M') + k^2 p(M') = 0 \quad \forall M' \in \Omega_f \quad (\text{A.9})$$

La fonction Ψ est, quant à elle, la fonction de Green G , satisfaisant l'équation de Helmholtz homogène dans le milieu continu Ω_f et les conditions de Neumann inhomogène pour un point source Q' situé sur la surface du domaine Γ_f :

$$\begin{cases} \Delta G(M, Q') + k^2 G(M, Q') = 0 & \forall M \in \Omega_c, Q' \in \Gamma_f \\ \frac{\partial G}{\partial n}(Q, Q') = -\delta(Q - Q') & \forall Q \in S_k \\ \frac{\partial G}{\partial n}(Q, Q') = 0 & \forall Q \in \Gamma_f \setminus S_k \end{cases} \quad (\text{A.10})$$

La fonction de Green ainsi définie peut être utilisée lorsque les sources se trouvent sur la surface de la cavité acoustique [158, 159], ce qui est exactement le problème que nous cherchons à résoudre pour le calcul des PTF de cavités acoustiques.

En introduisant les équations (A.9) et (A.10) dans l'équation (A.8), nous aboutissons à l'équation intégrale suivante :

$$p(Q') = - \iint_{S_k} G(Q, Q') \frac{\partial p}{\partial n}(Q) dS_k. \quad (\text{A.11})$$

Si maintenant, nous utilisons l'équation d'Euler dans l'équation précédente, la pression acoustique $p(Q')$ au point Q' est alors reliée à la vitesse normale \bar{v}_k^c définie pour chaque point $Q \in S_k$:

$$p(Q') = j\rho\omega \iint_{S_k} G(Q, Q') \bar{v}_k^c dS_k. \quad (\text{A.12})$$

Il reste maintenant à calculer la fonction de Green G du problème associé définie par l'équation (A.10). Pour cela, nous utilisons une fois encore l'identité de Green (cf. équation (A.8)), en définissant à présent la fonction Φ comme étant les modes propres ϕ_n de la cavité parois rigides satisfaisant l'équation (A.13) et Ψ comme la fonction de Green G du problème associé (cf. équation (A.10)).

$$\begin{cases} \Delta \phi_n(M') + k_n^2 \phi_n(M') = 0 & \forall M' \in \Omega_c \\ \frac{\partial \phi_n}{\partial n}(Q) = 0 & \forall Q \in \Gamma_f \end{cases} \quad (\text{A.13})$$

En procédant ainsi, nous obtenons l'équation intégrale suivante :

$$\phi_n(Q) = - \iiint_{\Omega_f} (k_n^2 - k^2) \phi_n(M') G(M', Q) d\Omega_f. \quad (\text{A.14})$$

La fonction de Green G est ensuite développée sur la base des modes de cavité parois rigides ϕ_n :

$$G(M', Q) = \sum_n g_n(Q) \phi_n(M'). \quad (\text{A.15})$$

Cette décomposition est alors injectée dans l'équation (A.14). De cette manière, nous en déduisons l'expression des amplitudes modales de la fonction de Green $g_n(Q)$:

$$g_n(Q) = -\frac{c^2 \phi_n(Q)}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2)}, \quad (\text{A.16})$$

où la norme du mode Λ_n est telle que $\iint_{\Omega_c} \phi_n(M) \phi_q(M) d\Omega_c = \Lambda_n \delta_{nq}$.

La fonction de Green s'écrit finalement :

$$G(M', Q) = -\sum_n \frac{c^2 \phi_n(M') \phi_n(Q)}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2)}. \quad (\text{A.17})$$

Comme dans la section A.1 de cette annexe, la fonction de Green diverge aux fréquences de résonances de la cavité. Nous introduisons donc ici encore un amortissement modal de type visqueux, caractérisé par le facteur d'amortissement modal η_n . Le terme $\omega_n^2 - \omega^2$ est ainsi remplacé par le terme $\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n \omega \omega_n$.

La pression en un point $Q' \in \Gamma_f$, lorsque la cavité acoustique est excitée par une vitesse normale imposée sur le patch k , est alors donnée par l'expression :

$$p(Q') = -j\rho\omega c^2 \sum_n \frac{\bar{v}_k^c S_k \overline{\phi_{n_k}} \phi_n(Q')}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n \omega \omega_n)} \quad (\text{A.18})$$

La PTF d'une cavité acoustique Z_{jk}^c , entre un patch excité k et un patch récepteur j , est alors obtenue en moyennant spatialement la pression acoustique $p(Q')$ sur tous les points Q' inclus dans le patch j . Ce faisant, nous obtenons :

$$Z_{jk}^c = -j\rho\omega c^2 \sum_n \frac{S_k \overline{\phi_{n_k}} \overline{\phi_{n_j}}}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n \omega \omega_n)} \quad (\text{A.19})$$

Le calcul des PTF Z_{Mk}^c , entre un patch excité k et un point d'écoute M localisé à l'intérieur de la cavité, est légèrement différent du calcul précédent, puisque la fonction de Green du problème associé doit prendre en compte la localisation du point d'écoute à l'intérieur de la cavité acoustique. Pour cela, nous utilisons la formulation standard du problème associé :

$$\begin{cases} \Delta G(M', M) + k^2 G(M', M) = -\delta(M' - M) & \forall (M', M) \in \Omega_c \\ \frac{\partial G}{\partial n}(Q, Q') = 0 & \forall (Q, Q') \in \Gamma_f \end{cases} \quad (\text{A.20})$$

En utilisant maintenant l'équation (A.8), pour laquelle la fonction Φ est définie comme étant les modes propres ϕ_n de la cavité parois rigides satisfaisant l'équation (A.13) et Ψ comme la fonction de Green G du problème associé (cf. équation (A.20)), ainsi que la propriété des modes propres de cavité, nous obtenons l'expression de la fonction de Green suivante :

$$G(M', M) = -\sum_n \frac{c^2 \phi_n(M') \phi_n(M)}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2)}. \quad (\text{A.21})$$

Comme précédemment, pour éviter les singularités de la fonctions de Green aux fréquences de résonances de la cavité acoustique, nous introduisons un amortissement modal de type visqueux, caractérisé par le facteur d'amortissement modal η_n . Le terme $\omega_n^2 - \omega^2$ est ainsi remplacé

par le terme $\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n$.

La pression en un point $M \in \Omega_c$, lorsque la cavité acoustique est excitée par une vitesse normale imposée sur le patch k , est alors donné par l'expression :

$$p(M) = -j\rho\omega c^2 \sum_n \frac{\bar{v}_k^c S_k \overline{\phi_{n_k}} \phi_n(M)}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (\text{A.22})$$

La PTF d'une cavité acoustique Z_{Mk}^c entre un patch excité k et un point d'écoute M de la cavité acoustique s'écrit alors :

$$Z_{Mk}^c = -j\rho\omega c^2 \sum_n \frac{S_k \overline{\phi_{n_k}} \phi_n(M)}{\Lambda_n(\omega_n^2 - \omega^2 + j\eta_n\omega\omega_n)} \quad (\text{A.23})$$

B

Formules semi-analytiques des PTF des sous-systèmes de type structure-cavité

Cette annexe introduit les différentes formules semi-analytiques permettant de calculer les PTF des sous-systèmes de type structure-cavité à partir de leur base modale enrichie ou non. Les formules présentées ici sont semi-analytiques, au sens où la base modale du sous-système couplé est obtenue par résolution du problème aux valeurs propres dérivé de la formulation éléments finis associée. Nous rappelons dans un premier temps la formulation du problème aux valeurs propres permettant le calcul des modes couplés par des solveurs standards. Dans un second temps, la base modale est utilisée pour le calcul des PTF, dont les formules sont données sous forme analytique.

B.1 Formulation du problème aux valeurs propres associé

Classiquement, le problème éléments finis associé au sous-système structure-cavité est exprimé par les variables (U_s, P) , qui correspondent respectivement au déplacement de la structure et à la pression acoustique à l'intérieur de la cavité. Comme nous l'avons vu au chapitre 3, le problème aux valeurs propres défini à partir de ces variables est non-symétrique et ne peut donc pas être résolu tel quel par les solveurs standards (Lanczos, ...).

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss} & -A_{sf} \\ 0 & K_{ff} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} M_{ss} & 0 \\ A_{sf}^T & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

Pour pouvoir utiliser ces solveurs aux valeurs propres, il est donc nécessaire de symétriser la forme (B.1). De nombreux auteurs ont ainsi proposé des procédures de symétrisation. Certaines d'entre elles introduisent des variables complémentaires dans la formulation éléments finis, d'autres consistent à réécrire le problème afin de conserver les variables standards.

Le procédure de symétrisation, que nous avons adoptée et détaillée au chapitre 3, s'appuie sur l'inversion de la matrice de masse de la structure. Nous en rappelons ici le résultat :

$$\left(\begin{bmatrix} K_{ss}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & -K_{ss}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \\ -A_{sf}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & K_{ff} + A_{sf}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \end{bmatrix} - \omega^2 \begin{bmatrix} K_{ss}^T & 0 \\ 0 & M_{ff} \end{bmatrix} \right) \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} 0 \\ 0 \end{Bmatrix} \quad (\text{B.2})$$

Nous pouvons alors réécrire cette équation en posant $\bar{K} = \begin{bmatrix} K_{ss}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & -K_{ss}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \\ -A_{sf}^T M_{ss}^{-1} K_{ss} & K_{ff} + A_{sf}^T M_{ss}^{-1} A_{sf} \end{bmatrix}$, $\bar{M} = \begin{bmatrix} K_{ss}^T & 0 \\ 0 & M_{ff} \end{bmatrix}$ et $\bar{X} = \begin{Bmatrix} U_s \\ P \end{Bmatrix}$. Nous obtenons ainsi :

$$[\bar{K} - \omega^2 \bar{M}] \{\bar{X}\} = \{0\} \quad (\text{B.3})$$

Le problème aux valeurs propres généralisé peut alors être résolu de manière classique. Nous calculons ainsi les N premiers modes propres (ω_n, ϕ_n) possédant les propriétés d'orthogonalité suivantes :

$$\begin{cases} \{\phi_n\}^T [\bar{M}] \{\phi_m\} = \delta_{nm} \\ \{\phi_n\}^T [\bar{K}] \{\phi_m\} = \omega_n^2 \delta_{nm} \end{cases} \quad (\text{B.4})$$

où δ_{nm} est le symbole de Kronecker.

Le problème qui se pose alors est celui du calcul de l'amortissement modal associé à chacun des modes couplés. En effet, l'amortissement est généralement introduit sur les matrices de raideur. Or, du fait de la symétrisation, l'amortissement est à la fois introduit sur les matrices de masse et de raideur \bar{M} et \bar{K} . En projetant les parties imaginaires des matrices des matrices de masse et de raideur sur la base modale du sous-système, deux facteurs d'amortissement modaux ζ_n et β_n peuvent être définis :

$$\begin{cases} \zeta_n = \{\phi_n\}^T \Im([\bar{M}]) \{\phi_n\} \\ \beta_n = \{\phi_n\}^T \Im([\bar{K}]) \{\phi_n\} \end{cases} \quad (\text{B.5})$$

Une procédure DMAP a été implémentée dans le code NASTRAN pour effectuer le calcul des modes propres couplés et des facteurs d'amortissement modaux correspondant, avec ou sans modes résiduels.

B.2 Formules semi-analytiques des PTF

A partir des modes propres et facteurs d'amortissement modaux calculés par éléments finis à partir de la procédure présentée dans la section précédente, les formules semi-analytiques des PTF d'un sous-système de type structure-cavité s'obtiennent simplement comme une décomposition modale classique. Ainsi, les PTF Z_{jk}^{sc} entre un patch excité k et un patch récepteur j , Z_{Mk}^{sc} entre un patch excité k et un point d'écoute M de la cavité acoustique et Y_{Lk}^{sc} entre un patch excité k et un point d'écoute L de la structure, s'écrivent :

$$Z_{jk}^{sc} = \frac{\bar{p}_j^{sc}}{\bar{v}_k^{sc}} = -j\omega S_k \sum_n \frac{\overline{\phi_{n_j}} \overline{\phi_{n_k}}}{(1 + j\beta_n)\omega_n^2 - (1 + j\zeta_n)\omega^2} \quad (\text{B.6})$$

$$Z_{Mk}^{sc} = \frac{p^{sc}(M)}{\bar{v}_k^{sc}} = -j\omega S_k \sum_n \frac{\phi_n(M) \overline{\phi_{n_k}}}{(1 + j\beta_n)\omega_n^2 - (1 + j\zeta_n)\omega^2} \quad (\text{B.7})$$

$$Y_{Lk}^{sc} = \frac{v^{sc}(L)}{\bar{v}_k^{sc}} = \omega^2 S_k \sum_n \frac{\phi_n(L) \overline{\phi_{n_k}}}{(1 + j\beta_n)\omega_n^2 - (1 + j\zeta_n)\omega^2} \quad (\text{B.8})$$

Bibliographie

- [1] B. COSSON : *Génération contrôlée d'ondes évanescentes pour la mesure de la réponse d'antennes Sonar au bruit d'écoulement*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse 3, 1999.
- [2] P.Y. ARQUÈS et J.P. Le CADRE : Modélisations des bruits d'acoustique sous-marine et quelques conséquences en traitement d'antenne. *Traitement du Signal*, 7 (3):165–204, 1990.
- [3] F. MAGIONESI et E. CIAPPI : Experimental investigation of turbulent boundary layer excitation acting on the sonar dome. *In Proceedings of Internoise 2010, Lisbon, Portugal*, 2010.
- [4] G. M. CORCOS : Resolution of pressure in turbulence. *J. Acoust. Soc. Am.*, 35 (2):192–199, 1963.
- [5] D. M. CHASE : Modeling the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure. *Journal of Sound and Vibration*, 70:29–67, 1980.
- [6] J. COUSTEIX : *Turbulence et couche limite*. Editions Cépaduès, 1989.
- [7] H. SCHLICHTING et K. GERSTEN : *Boundary layer theory*. Berlin. Springer-Verlag, 2000.
- [8] Y. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : On modeling structural excitations by low speed turbulent boundary layer flows. Rapport technique, Applied Research Laboratory - Pennstate University, 2003.
- [9] D. M. CHASE : The character of turbulent wall pressure spectrum at subconvective wavenumbers and a suggested comprehensive model. *Journal of Sound and Vibration*, 112 (1):127–147, 1987.
- [10] G. ROBERT : *Modélisation et simulation du champ exciteur induit sur une structure par une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale de Lyon, 1984.
- [11] N. TOTARO : *Caractérisation de sources aérodynamiques et sous-structuration pour la méthode SEA*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2004.
- [12] A. V. SMOL'YAKOV et V. M. TKACHENKO : Model of a field of pseudosonic turbulent wall pressures and experimental data. *Soviet Physics Acoustics*, 37 (6):627–631, 1991.
- [13] B. M. EFIMTSOV : Characteristics of the field of turbulent wall pressure fluctuations at large reynolds numbers. *Soviet Physics Acoustics*, 28 (4):289–292, 1982.
- [14] P. COURMONTAGNE : *Ingénierie du signal - Théorie et pratique*. Ellipses, 2005.
- [15] M. K. BULL : Wall-pressure fluctuations beneath turbulent boundary layer : Some reflections on forty years of research. *Journal of Sound and Vibration*, 190 (3):299–315, 1996.
- [16] W. R. GRAHAM : A comparison of models for the wavenumber-frequency spectrum of turbulent boundary layer pressures. *Journal of Sound and Vibration*, 206 (4):541–565, 1997.

-
- [17] H. F. HWANG, W. K. BONNESS et S. A. HAMBRIC : Comparison of semi-empirical models for turbulent boundary layer wall pressure spectra. *Journal of Sound and Vibration*, 319:199–217, 2009.
- [18] L. MAESTRELLO : Radiation from panel response to a supersonic turbulent boundary layer. *Journal of Sound and Vibration*, 10 (2):261–295, 1969.
- [19] J. A. COCKBURN et J. E. ROBERTSON : Vibration response of spacecraft shrouds to in-flight fluctuating pressures. *Journal of Sound and Vibration*, 33 (4):399–425, 1974.
- [20] E. BENARROUS : *Contribution à l'étude des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, Université Lyon I, 1979.
- [21] W. K. BLAKE : *Mechanics of flow-induced sound and vibration*, volume 2 Vol. Academic Press, 1986.
- [22] B. M. EFIMTSOV : Similarity criteria for the spectra of wall pressure fluctuations in a turbulent boundary layer. *Soviet Physics Acoustics*, 30 (1):33–35, 1984.
- [23] A. V. SMOL'YAKOV : Calculation of the spectra of pseudosound wall-pressure fluctuations in turbulent boundary layers. *Acoustical Physics*, 46 (3):342–347, 2000.
- [24] M. C. GOODY : Empirical spectral model of surface pressure fluctuations. *Journal of AIAA*, 42 (9):1788–1794, 2004.
- [25] T. M. FARABEE et M. J. CASARELLA : Spectral features of wall pressure fluctuations beneath turbulent boundary layers. *Physics of Fluids A*, 3:2410–2420, 1991.
- [26] N. C. MARTIN et P. LEEHEY : Low wavenumber wall pressure measurements using a rectangular membrane as a spatial filter. *Journal of Sound and Vibration*, 52 (1):95–120, 1977.
- [27] T. M. FARABEE et F. E. GEIB : Measurement of boundary layer pressure fields with an array of pressure transducers in a subsonic flow. In *Proceedings of International Congress on Instrumentation in Aerospace Simulation Facilities, Ottawa, Canada*, pages 311–319, 1975.
- [28] E. MANOHA : Wall pressure wavenumber-frequency spectrum beneath a turbulent boundary layer measured with transducers calibrated with an acoustical method. In *Proceedings of the ASME Symposium on Flow Noise Modeling, Measurement, and Control, Noise Control and Acoustics*, volume 11, pages 21–35, 1991.
- [29] B. M. ABRAHAM et W. L. KEITH : Direct measurements of turbulent boundary layer wall pressure wavenumber-frequency spectra. *Journal of Fluids Engineering*, 120:29–39, 1998.
- [30] M. S. HOWE : Surface pressures and sound produced by turbulent flow over smooth and rough walls. *J. Acoust. Soc. Am.*, 90 (2):1041–1047, 1991.
- [31] R. H. KRAICHNAN : Pressure fluctuations in turbulent flow over a flat plate. *J. Acoust. Soc. Am.*, 28 (3):378–390, 1956.
- [32] O. M. PHILLIPS : On the aerodynamic surface sound from a plane turbulent boundary layer. In *Proceedings of the Royal Society A (London)*, volume 234, pages 327–335, 1956.
- [33] Y. F. HWANG et G. MAIDANIK : A wavenumber analysis of the coupling of a structural mode and flow turbulence. *Journal of Sound and Vibration*, 142 (1):135–152, 1990.

- [34] W. W. WILLMARTH et C. E. WOOLDRIDGE : Measurements of the fluctuating pressure at the wall beneath a thick turbulent boundary layer. *Journal of Fluid Mechanics*, 14:187–210, 1962.
- [35] M. M. SEVIK : Topics in hydroacoustics. *In Proceedings of the IUTAM Symposium Aero- and Hydroacoustics*, Lyon, 1985.
- [36] Y. F. HWANG et F. E. GEIB : Estimation of the wavevector-frequency spectrum of turbulent boundary layer wall pressure by multiple linear regression. *Journal of Vibration, Acoustics, Stress and Reliability in Design - Transactions of the ASME*, 106:334–3442, 1984.
- [37] E. MANOHA : *Mesure du spectre en fréquences et nombres d'ondes du champ des fluctuations de pression pariétale sous une couche limite turbulente*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 1993.
- [38] S. A. HAMBRIC, D. A. BOGER, J. B. FAHNLIN et R. L. CAMPBELL : Structure- and fluid-borne acoustic power sources induced by turbulent flow in 90° piping elbows. *Journal of Fluids and Structures*, 26:121–147, 2010.
- [39] F. HAN, R. J. BERNHARD et L. G. MONGEAU : Prediction of flow-induced structural vibration and sound radiation using energy flow analysis. *Journal of Sound and Vibration*, 227 (4):685–709, 1999.
- [40] S. H. CRANDALL : *Random vibration : Volume 1*, chapitre Statistical properties of response to random vibration, pages 77–90. MIT Press, 1959.
- [41] W. A. STRAWDERMAN et R. S. BRAND : Turbulent-flow-excited vibration of a simply supported, rectangular flat plate. *J. Acoust. Soc. Am.*, 45 (1):177–192, 1969.
- [42] F. BIRGERSSON : Application of the spectral finite element method to turbulent boundary layer induced vibration of plates. *Journal of Sound and Vibration*, 259 (4):873–891, 2003.
- [43] S. FINNVEDEN, F. BIRGERSSON, U. ROSS et T. KREMER : A model of wall pressure correlation for prediction of turbulence-induced vibration. *Journal of Fluids and Structures*, 20:1127–1143, 2005.
- [44] A. O. BORISYUK et V. T. GRINCHENKO : Vibration and noise generation by elastic elements excited by turbulent flow. *Journal of Sound and Vibration*, 204 (2):213–237, 1997.
- [45] H. G. DAVIES : Sound from turbulent-boundary-layer excited panels. *J. Acoust. Soc. Am.*, 49 (3):878–889, 1971.
- [46] W. R. GRAHAM : Boundary layer induced noise in aircraft, part i : the flat model. *Journal of Sound and Vibration*, 192 (1):101–120, 1996.
- [47] W. A. STRAWDERMAN et R. A. CHRISTMAN : Turbulence-induced plate vibrations : Some effects of fluid loading on finite and infinite plates. *J. Acoust. Soc. Am.*, 52 (5):1537–1552, 1972.
- [48] S. BANO, R. MARMEY, L. JOURDAN et J.-P. GUIBERGIA : Etude théorique et expérimentale de la réponse vibro-acoustique d'une plaque couplée à une cavité en fluide lourd. *Journal d'Acoustique*, 5 (1):99–124, 1992.
- [49] C. MAURY, P. GARDONIO et S. J. ELLIOTT : A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, part i : general theory. *Journal of Sound and Vibration*, 252 (1):83–113, 2002.

- [50] C. MAURY, P. GARDONIO et S. J. ELLIOTT : A wavenumber approach to modelling the response of a randomly excited panel, part ii : application to aircraft panels excited by a turbulent boundary layer. *Journal of Sound and Vibration*, 252 (1):115–139, 2002.
- [51] A. POWELL : *Random vibration : Volume 1*, chapitre On the response of structures to random pressures and to jet noise in particular, pages 187–229. MIT Press, 1959.
- [52] W. V. BHAT : Flight test measurement of exterior turbulent boundary layer pressure fluctuations on boeing model 737 airplane. *Journal of Sound and Vibration*, 14 (4):439–457, 1971.
- [53] J. F. WILBY et F. L. GLOYNA : Vibration measurements of an airplane fuselage structure, part I : Turbulent boundary excitation. *Journal of Sound and Vibration*, 23 (4):443–466, 1972.
- [54] J. SULC, J. HOFER et L. BENDA : Exterior noise on the fuselage of light propellor aircraft in flight. *Journal of Sound and Vibration*, 84 (1):105–120, 1982.
- [55] R. RACKL et A. WESTON : Modeling of turbulent boundary layer surface pressure fluctuation auto and cross spectra : Verification and adjustments based on tu-144ll data. Rapport technique, NASA, 2005.
- [56] R. A. KATZ, T. A. GALIB et J. CEMBROLA : Mechanisms underlying transitional and turbulent boundary layer (TBL) flow-induced noise in underwater acoustics. *Journal de Physique IV, Colloque C5, supplément au Journal de Physique III*, 4:1063–1066, 1994.
- [57] T. A. GALIB, R. A. KATZ, S. H. KO et B. SANDMAN : Measurements of turbulent pressure fluctuations using a buoyant vehicle coated with a thin elastomer layer. *J. Acoust. Soc. Am.*, 96 (6):3800–3803, 1994.
- [58] F. J. FAHY : On simulating the transmission through structures of noise from turbulent boundary layer pressure fluctuations. *Journal of Sound and Vibration*, 3 (1):57–81, 1966.
- [59] M-L. GOBERT : *Etude de l'interaction entre un écoulement de couche limite instable et une structure déformable. Application à la prédiction du bruit propre hydrodynamique d'une antenne Sonar*. Thèse de doctorat, Institut de Recherche de l'Ecole Navale, 2009.
- [60] F. CHEVILLOTE, Q. LECLÈRE, N. TOTARO, C. PEZERAT, P. SOUCHOTTE et Gilles ROBERT : Identification d'un champ de pression pariétale induit par un écoulement turbulent à partir de mesures vibratoires. *In Proceedings of CFA 2010*, 2010.
- [61] S. J. ELLIOTT, C. MAURY et P. GARDONIO : The synthesis of spatially correlated random pressure fields. *J. Acoust. Soc. Am.*, 117 (3):1186–1201, 2005.
- [62] T. BRAVO et C. MAURY : The experimental synthesis of random pressure fields : Methodology. *J. Acoust. Soc. Am.*, 120 (5):2702–2711, 2006.
- [63] C. MAURY et T. BRAVO : The experimental synthesis of random pressure fields : Practical feasibility. *J. Acoust. Soc. Am.*, 120 (5):2712–2723, 2006.
- [64] F. J. FAHY : Some applications of the reciprocity principle in experimental vibroacoustics. *Acoustical Physics*, 49 (2):217–229, 2003.
- [65] J. AUDET, M. LAGIER, P. MARIN-CURTOUD et T. ROHAN : Turbulent boundary layer simulation setup on a sonar dome. *J. Acoust. Soc. Am.*, 84 (S1):S118–S119, 1988.
- [66] J-F. IMBERT : *Analyse des structures par éléments finis*. Editions Cépaduès, 1995.
- [67] R. J. GUYAN : Reduction of stiffness and mass matrices. *AIAA Journal*, 3 (2):380, 1965.

- [68] B. IRONS : Structural eigenvalue problems : Elimination of unwanted variables. *AIAA Journal*, 3 (5):961–962, 1965.
- [69] W. C. HURTY : Dynamic analysis of structural systems using component modes. *AIAA Journal*, 3 (4):678–685, 1965.
- [70] R. R. J. CRAIG et M. C. C. BAMPON : Coupling of structures for dynamic analyses. *AIAA Journal*, 6 (7):1313–1319, 1968.
- [71] R. H. MACNEAL : A hybrid method of component mode synthesis. *Journal of Computers and Structures*, 1 (4):581–601, 1971.
- [72] D. R. MARTINEZ, T. G. CARNE, D. L. GREGORY et A. K. MILLER : Combined experimental/analytical modeling using component mode synthesis. *In AIAA/ASME/ASCE/AHS 25th Structures, Structural Dynamics and Materials Conference*, 1984.
- [73] J-M. CROS : Sous-structuration dynamique et calcul parallèle. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences - Series IIB - Mechanics-Physics-Astronomy*, 327 (1):13–18, 1999.
- [74] J. WANDINGER : A symmetric craig-bampton method of coupled fluid-structure systems. *Engineering Computations*, 15 (4):450–461, 1998.
- [75] M. TOURNOUR et N. ATALLA : Pseudostatic corrections for the forced vibroacoustic response of a structure-cavity system. *J. Acoust. Soc. Am.*, 107 (5):2379–2386, 2000.
- [76] M. TOURNOUR, N. ATALLA, O. CHIELLO et F. SGARD : Validation, performance, convergence and application of free interface component mode synthesis. *Computers & Structures*, 79:1861–1876, 2001.
- [77] Q. H. TRAN, M. OUISSE et N. BOUHADDI : Comparison of robust cms methods for damped vibroacoustic problems. *In Proceedings of ISMA 2008, Leuven, Belgium*, 2008.
- [78] N. ROY et M. LAPI : Efficient computation of the radiated sound power of vibrating structures using a modal approach. *In Proceedings of Acoustics'08, Paris, France*, 2008.
- [79] K. CUPPENS, P. SAS et L. HERMANS : Evaluation of the frf based substructuring and modal synthesis technique applied to vehicle fe data. *In Proceedings of ISMA 25, Leuven, Belgium*, 2000.
- [80] E. BALMÈS : Theoretical course notes : Methods for vibration design and validation. *In Ecole Centrale Paris*, 1997-2008.
- [81] M. BONNET : *Equations intégrales et éléments de frontière - Applications en mécanique des solides et des fluides*. Editions Eyrolles, 1995.
- [82] Steffen MARBURG et Stefan SCHNEIDER : Performance of iterative solvers for acoustic problems. part i. solvers and effect of diagonal preconditioning. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 27 (7):727–750, 2003.
- [83] Stefan SCHNEIDER et Steffen MARBURG : Performance of iterative solvers for acoustic problems. part ii. acceleration by ilu-type preconditioner. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 27 (7):751–757, 2003.
- [84] M. OCHMANN, A. HOMM, S. MAKAROV et S. SEMENOV : An iterative gmres-based boundary element solver for acoustic scattering. *Engineering Analysis with Boundary Elements*, 27 (7):717–725, 2003.

-
- [85] N. NISHIMURA : Fast multipole accelerated boundary integral equation methods. *Appl. Mech. Rev.*, 55 (4):299–324, 2002.
- [86] S. CHAILLAT : *Méthode multipôle rapide pour les équations intégrales de frontière en élastodynamique 3D. Application à la propagation d’ondes sismiques*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique, 2009.
- [87] L. G. OLSON et K. J. BATHE : Analysis of fluid-structure interactions - a direct symmetric coupled formulation based on a fluid velocity potential. *Computer & Structures*, 21:21–32, 1985.
- [88] K. J. BATHE, C. NITIKIPAIBOON et X. WANG : A mixed displacement-based finite element formulation for acoustic fluid-structure interaction. *Computer & Structures*, 56, No. 2/3:225–237, 1995.
- [89] R. OHAYON : Reduced models for fluid-structure interaction problems. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 60:139–152, 2004.
- [90] A. MARQUEZ, S. MEDDAHI et V. SELGAS : A new bem-fem coupling strategy for two-dimensional fluid-solid interaction problems. *Journal of Computational Physics*, 199 (1):205 – 220, 2004.
- [91] R. A. JEANS et I. C. MATHEWS : Solution of fluid-structure interaction problems using a coupled finite element and variational boundary element technique. *J. Acoust. Soc. Am.*, 88 (5):2459–2466, 1990.
- [92] G. KERGOULAY, E. BALMÈS et D. CLOUTEAU : Model reduction for efficient fem/bem coupling. In *Proceedings of ISMA 25, Leuven, Belgium*, 2000.
- [93] S. MOUHOUBI, M. BONNET et L. ULMET : Une formulation symétrique pour le couplage éléments finis-éléments de frontière en mécanique. *European Journal of Computational Mechanics*, 11:277–289, 2002.
- [94] P. J. SHORTER : Modeling noise and vibration in complex systems. In *Proceedings of Novem 2009, Oxford, England*, 2009.
- [95] F. J. FAHY : Statistical energy analysis : A wolf in sheep’s clothing? In *Proceedings of Inter-Noise 93, Leuven, Belgium*, 1993.
- [96] R. J. BERNHARD : The limits of predictability due to manufacturing and environmentally induced uncertainty. In *Proceedings of Inter-Noise 96, Liverpool, England*, 1996.
- [97] R. H. LYON et G. MAIDANIK : Power flow between linearly coupled oscillators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34 (5):623–639, 1962.
- [98] P. W. SMITH : Response and radiation of structural modes excited by sound. *J. Acoust. Soc. Am.*, 34 (5):640–647, 1962.
- [99] D. A. BIES et S. HAMID : In situ determination of loss and coupling loss factors by the power injection method. *Journal of Sound and Vibration*, 70 (2):187–204, 1980.
- [100] R. S. LANGLEY : A general derivation of the statistical energy analysis equations for coupled dynamic systems. *Journal of Sound and Vibration*, 135 (3):499–508, 1989.
- [101] F. J. FAHY : Statistical energy analysis : a critical overview. *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, 346:431–447, 1994.
- [102] R. S. LANGLEY : A wave intensity technique for the analysis of high frequency vibrations. *Journal of Sound and Vibration*, 159 (3):483–502, 1992.

-
- [103] R. S. LANGLEY et A. N. BERCIN : Wave intensity analysis of high frequency vibrations. *Philosophical Transactions of the Royal Society, Series A*, 346:489–499, 1994.
- [104] D. J. NEFSKE ANSD S. H. SUNG : Power flow finite element analysis of dynamic systems : basic theory and application to beams. *Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of ASME*, 111:94–100, 1989.
- [105] J. C. WOHLEVER et R. J. BERNHARD : Mechanical energy-flow models of rods and beams. *Journal of Sound and Vibration*, 153 (1):1–19, 1992.
- [106] A. CARCATERRA et A. SESTIERI : Energy density equations and power flow in structures. *Journal of Sound and Vibration*, 188 (2):269–282, 1995.
- [107] R. S. LANGLEY : On the vibrational conductivity approach to high frequency dynamics for two-dimensional structural components. *Journal of Sound and Vibration*, 182 (4):637–657, 1995.
- [108] E. J. SKUDRZYK : The mean-value method of predicting the dynamic response of complex vibrators. *J. Acoust. Soc. Am.*, 67:1105–1135, 1980.
- [109] R. S. LANGLEY : Spatially averaged frequency response envelopes for one- and two-dimensional structural components. *Journal of Sound and Vibration*, 178 (4):483–500, 1994.
- [110] A. T. MOORHOUSE et B. M. GIBBS : Calculation of the mean and maximum mobility for concrete floor. *Applied Acoustics*, 45:227–245, 1995.
- [111] R. R. TORRES, V. W. SPARROW et A. D. STUART : Modification of skudrzyk's mean-value theory parameters to predict fluid-loaded plate vibration. *J. Acoust. Soc. Am.*, 102 (1):342–347, 1997.
- [112] A. SESTIERI et A. CARCATERRA : An envelope energy model for high frequency structures. *Journal of Sound and Vibration*, 188 (2):283–295, 1995.
- [113] A. CARCATERRA et A. SESTIERI : Complex envelope displacement analysis : A quasi-static approach to vibrations. *Journal of Sound and Vibration*, 201 (2):205–233, 1997.
- [114] O. GIANNINI, A. CARCATERRA et A. SESTIERI : High frequency vibration analysis by the complex vectorization. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121 (6):3472–3483, 2007.
- [115] O. GIANNINI et A. SESTIERI : Complex envelope vectorization for the solution of external acoustical problems. *In Proceedings of ISMA 2008, Leuven, Belgium*, 2008.
- [116] C. SOIZE : A model and numerical method in the medium frequency range for vibroacoustic predictions using the theory of structural fuzzy. *J. Acoust. Soc. Am.*, 94:849–865, 1993.
- [117] M. STRASBERG et D. FEIT : Vibration damping of large structures induced by attached small resonant structures. *J. Acoust. Soc. Am.*, 99:335–344, 1996.
- [118] A. D. PIERCE : Resonant-frequency-distribution of internal mass inferred from mechanical impedance matrices, with application to fuzzy structure theory. *Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of the ASME*, 119:324–333, 1997.
- [119] L. FRIIS et M. OHLRICH : Vibration modeling of structural fuzzy with continuous boundary. *J. Acoust. Soc. Am.*, 123 (2):718–728, 2008.
- [120] L. MAXIT : *Extension et reformulation du modèle SEA par la prise en compte de la répartition des énergies modales*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2000.

- [121] L. MAXIT et J-L. GUYADER : Estimation of sea coupling loss factors using a dual formulation and fem modal information, part i : Theory. *Journal of Sound and Vibration*, 239 (5):907–930, 2001.
- [122] L. MAXIT et J-L. GUYADER : Estimation of sea coupling loss factors using a dual formulation and fem modal information, part ii : Numerical application. *Journal of Sound and Vibration*, 239 (5):931–948, 2001.
- [123] N. TOTARO, C. DODARD et J. L. GUYADER : Sea coupling loss factors of complex vibro-acoustic systems. *Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of the ASME*, 131 (4):041009–1 – 041009–8, 2009.
- [124] G. OREFICE : *Description par mobilités énergétiques des échanges vibratoires dans les systèmes couplés*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 1997.
- [125] G. OREFICE, C. CACCIOLATI et J.-L. GUYADER : The energy mobility. *Journal of Sound and Vibration*, 254 (2):269–295, 2002.
- [126] M-S. RYU : *Application des mobilités énergétiques au couplage fluide-structure*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2002.
- [127] R. S. LANGLEY et P. BREMNER : A hybrid method for the vibration analysis of complex structural-acoustic systems. *J. Acoust. Soc. Am.*, 105 (3):1657–1671, 1999.
- [128] P. J. SHORTER et R. S. LANGLEY : Vibro-acoustic analysis of complex systems. *Journal of Sound and Vibration*, 288 (3):669–699, 2005.
- [129] V. COTONI, P. J. SHORTER et R. S. LANGLEY : Numerical and experimental validation of a hybrid finite element-statistical energy analysis method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 122 (1):259–270, 2007.
- [130] R. S. LANGLEY et J. A. CORDIOLI : Hybrid deterministic-statistical analysis of vibro-acoustic systems with domain couplings on statistical components. *Journal of Sound and Vibration*, 321:893–912, 2009.
- [131] L. MAXIT, C. CACCIOLATI et J-L. GUYADER : Airborne noise prediction using patch acoustic impedance. *In Proceedings of ICSV 9, Orlando, United-States*, 2002.
- [132] C. CACCIOLATI et J.-L. GUYADER : Acoustic mobility for vibroacoustic prediction. *In Proceedings of ICSV 7, Garmische-Partenkirchen, Germany*, 2000.
- [133] M. OUISSE, L. MAXIT, C. CACCIOLATI et J-L. GUYADER : Patch transfer functions as a tool to couple linear acoustic problems. *Journal of Vibration and Acoustics - Transactions of the ASME*, 127:458–466, 2005.
- [134] N. TOTARO, B. ANDRO, C. PETEUL et J-L. GUYADER : Extension of the patch transfer functions method (ptf method) to high frequency domain (sub-cavities decomposition). *In Proceedings of Internoise 2007, Istanbul, Turkey*, 2007.
- [135] J-D. CHAZOT et J-L. GUYADER : Prediction of transmission loss of double panels with a patch-mobility method. *J. Acoust. Soc. Am.*, 121 (1):267–278, 2007.
- [136] F. J. FAHY : Vibration of containing structures by sound in the contained fluid. *Journal of Sound and Vibration*, 10 (3):490–512, 1969.
- [137] R. W. GUY et M. C. BHATTACHARYA : The transmission of sound through a cavity-backed finite plate. *Journal of Sound and Vibration*, 27 (2):207–216, 1973.

-
- [138] E. H. DOWELL, G. F. Gorman III et D. A. SMITH : Acoustoelasticity : General theory, acoustic modes and forced response to sinusoidal excitation, including comparisons with experiment. *Journal of Sound and Vibration*, 52 (4):519–542, 1977.
- [139] L. GAGLIARDINI, J. ROLAND et J-L. GUYADER : The use of a functional basis to calculate acoustic transmission between rooms. *Journal of Sound and Vibration*, 145 (3):457–478, 1991.
- [140] W. J. T. DANIEL : Modal methods in finite element fluid-structure eigenvalue problems. *Int. J. Numer. Meth. Engng*, 15 (8):1161–1175, 1980.
- [141] F. J. FAHY et P. GARDONIO : *Sound and Structural Vibration - Radiation, Transmission and Response, Second Edition*. Academic Press, 2006.
- [142] L. MAXIT, M. AUCEJO, N. TOTARO et J-L. GUYADER : Modélisation de l'interaction structure-fluide lourd par l'approche ptf (patch transfer functions). In *Comptes-rendus du CFA 2010, Lyon, France*, 2010.
- [143] H. J. P. MORAND et R. OHAYON : *Interactions Fluides-Structures*. Editions Masson, 1992.
- [144] M. CHARGIN et O. GARTMEIER : A finite element procedure for calculating fluid-structure interaction usgin msc/nastran. Rapport technique, NASA, 1990.
- [145] B. TILIOUINE et A. SEGHIR : A numerical model for time domain analysis of dams including fluid-structure interaction. In *Proceedings of CST98, Edinburg, Scotland*, 1998.
- [146] J-F. SIGRIST et S. GARREAU : Dynamic analysis of fluid-structure interaction problems with modal methods using pressure-based fluid finite elements. *Finite Elements in Analysis and Design*, 43:287–300, 2007.
- [147] G. C. EVERSTINE : A symmetric potential formulation for fluid-structure interactions. *Journal of Sound and Vibration*, 107 (1):121–129, 1981.
- [148] A. D. PIERCE : *Acoustics : An Introduction to Its Physical Principles and Applications*. Acoustical Society of America, New York, 1981.
- [149] N. TOTARO, G. ROBERT et J-L. GUYADER : Frequency averaged injected power under boundary layer excitation : An experimental validation. *Acta acustica united with acustica*, 94 (4):534–547, 2008.
- [150] J-D. CHAZOT : *Transparence acoustique de doubles paroisremplies de matériaux granulaires*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, 2006.
- [151] H. A. SCHENCK : Improved integral formulation for acoustic radiation problems. *J. Acoust. Soc. Am.*, 44 (1):41–58, 1967.
- [152] A.J. BURTON et G.F. MILLER : The application of integral equation methods to the numerical solution of some exterior boundary-value problems. In *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences*, 1971.
- [153] P. J .T. FILIPPI : Layer potentials and acoustic diffraction. *Journal of Sound and Vibration*, 54 (4):473–500, 1977.
- [154] M. N. SAHYI, Y. OUSSET et G. VERCHERY : Solution of radiation problems by collocation of integral formulations in terms of single and double layer potentials. *Journal of Sound and Vibration*, 74 (2):187–204, 1981.

-
- [155] L. MAXIT et C. AUDOLY : Hydrodynamic noise prediction in a sonar cavity : injected power estimation from the wavevector - frequency spectrum of turbulent wall pressure. *In Proceedings of Novem 2005, Saint Raphael, France, 2005.*
- [156] R. CAMUSSI, G. GUJ et A. RAGNI : Wall pressure fluctuations induced by turbulent boundary layers over surface discontinuities. *Journal of Sound and Vibration*, 294:177–204, 2006.
- [157] L. CREMER, M. HECKL et B.A.T. PERTERSSON : *Structure Borne Sound : Structural Vibrations and Sound Radiation at Audio Frequencies - Third Edition.* Springer, 2005.
- [158] P. R. STEPANISHEN : Radiated power and radiation loading of cylindrical surfaces with nonuniform velocity distributions. *J. Acoust. Soc. Am.*, 63:328–338, 1978.
- [159] B. LAULAGNET et J-L. GUYADER : Sound radiation from finite cylindrical shells, partially covered with longitudinal strips of compliant layer. *Journal of Sound and Vibration*, 186 (5):723–742, 1995.