N° d'ordre 2009-ISAL-0118 Année 2009

THÈSE

Contrôle actif de la transparence acoustique d'une double paroi

Présentée devant
l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon

pour obtenir
le GRADE DE DOCTEUR

École doctorale :
Mécanique, Énergétique, Génie Civil, Acoustique

Spécialité :
MÉCANIQUE - GÉNIE MÉCANIQUE - GÉNIE CIVIL

par
Vincent Lhuillier

Thèse soutenue le 15 décembre 2009 devant la Commission d'examen

Jury

Willy Charon - Professeur	M3M	Rapporteur
Philippe Micheau - Professeur	GAUS	Rapporteur
Manuel Collet - Chargé de recherche - HDR	FEMTO	Examinateur
Simon Chesné - Maître de conférence	LAMCOS	Examinateur
Luc Gaudiller - Professeur	LAMCOS	Directeur de thèse
Charles Pézerat - Professeur	LAUM	Directeur de thèse

Cette thèse a été préparée au laboratoire de mécanique des contacts et des structures (LAMCOS) de l'INSA de Lyon ainsi qu'au laboratoire vibrations acoustique (LVA) de l'INSA de Lyon

LAMCOS - UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
20, avenue Albert Einstein, Batiment Jean d'Alembert - 69621 Villeurbanne Cedex
LVA - INSA de Lyon
25 bis avenue Jean Capelle, Bâtiment St. Exupéry - 69621 Villeurbanne Cedex

INSA Direction de la Recherche - Ecoles Doctorales
Quadriennal 2007-2010

SIGLE	ECOLE DOCTORALE	NOM ET COORDONNEES DU RESPONSABLE
CHIMIE	CHIMIE DE LYON http ://sakura.cpe.fr/ED206 M. Jean Marc LANCELIN Insa : R. GOURDON	M. Jean Marc LANCELIN Université Claude Bernard Lyon 1 Bât CPE 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72.43 13 95 Fax : lancelin@hikari.cpe.fr
E.E.A.	ELECTRONIQUE ELECTROTECHNIQUE , AUTOMATIQUE http ://www.insa-lyon.fr/eea Insa : C. PLOSSU ede2a@insa-lyon.fr Secrétariat : M. LABOUNE AM. 64.43 - Fax : 64.54	M. Alain NICOLAS Ecole Centrale de Lyon Bâtiment H9 36 avenue Guy de Collongue 69134 ECULLY Tél : 04.72.18 60 97 Fax : 04 78 43 37 17 eea@ec-lyon.fr Secrétariat M.C. HAVGOUDOUKIAN
E2M2	EVOLUTION, ECOSYSTEME MICROBIOLOGIE MODELISATION http ://biomserv.univ-lyon1.fr/E2M2 Insa : H. CHARLES M. Jean-Pierre FLANDROIS	M. Jean-Pierre FLANDROIS CNRS UMR 5558 Université Claude Bernard Lyon 1 Bât G. Mendel 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.26 23 59 50 Fax 04 26 23 59 49 06 07 53 89 13 e2m2@biomserv.univ-lyon1.fr
EDISS	INTERDISCIPLINAIRE SCIENCES -SANTE Sec : Safia Boudjema Insa : M. LAGARDE M. Didier REVEL	M. Didier REVEL Hôpital Cardiologique de Lyon Bâtiment Central 28 Avenue Doyen Lépine 69500 BRON Tél : 04.72.68 49 09 Fax :04 72 35 49 16 Didier.revel@creatis.uni-lyon1.fr
INFOMATHS	INFORMATIQUE ET MATHEMATIQUES http ://infomaths.univ-lyon1.fr Secrétariat : C. DAYEYAN M. Alain MILLE	M. Alain MILLE Université Claude Bernard Lyon 1 LIRIS - INFOMATHS Bâtiment Nautibus 43 bd du 11 novembre 1918 69622 VILLEURBANNE Cedex Tél : 04.72. 44 82 94 Fax 04 72 43 13 10 infomaths@bat710.univ-lyon1.fr alain.mille@liris.cnrs.fr
Matériaux	MATERIAUX DE LYON Secrétariat : C. BERNAVON 83.85 M. Jean Marc PELLETIER	M. Jean Marc PELLETIER INSA de Lyon MATEIS Bâtiment Blaise Pascal 7 avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cédex Tél : 04.72.43 83 18 Fax : 04 72 43 85 28 Jean-marc.Pelletier@insa-lyon.fr
MEGA	MECANIQUE, ENERGETIQUE GENIE CIVIL, ACOUSTIQUE Secrétariat : M. LABOUNE PM : 71.70 Fax : 87.12 M. Jean Louis GUYADER Tél :04.72.18.71.70 Fax : 04 72 43 72 37	M. Jean Louis GUYADER INSA de Lyon Laboratoire de Vibrations et Acoustique Bâtiment Antoine de Saint Exupéry 25 bis avenue Jean Capelle 69621 VILLEURBANNE Cedex mega@lva.insa-lyon.fr
ScSo	ScSo* Insa : J.Y. TOUSSAINT M. OBADIA Lionel Tél : 04.78.69.72.76 Fax : 04.37.28.04.48	M. OBADIA Lionel Université Lyon 2 86 rue Pasteur 69365 LYON Cedex 07 Lionel.Obadia@univ-lyon2.fr

*ScSo : Histoire, Geographie, Aménagement, Urbanisme, Archéologie, Science politique, Sociologie, Anthropologie

Remerciements

Cette thèse a été préparée à l'INSA de Lyon au Laboratoire de Mécanique des Contacts et des Structures (LAMCOS) ainsi qu'au Laboratoire Vibrations Acoustique (LVA), respectivement dirigés par messieurs Alain Combescure et Jean-Louis Guyader.

Mes remerciements iront à mes directeurs de thèse Luc Gaudiller et Charles Pézerat ainsi qu'à Simon Chesné qui a vivement participé à mes travaux de recherche.

Je suis très reconnaissant à messieurs Willy Charon et Philippe Micheau pour le temps consacré à la relecture de ce manuscrit. J'exprime également mes remerciements à l'égard de monsieur Manuel Collet pour avoir accepté de faire partie de mon jury de thèse.

Je tiens également à remercier pour leur sympathie l'ensemble des permanents, doctorants, personnel technique et administratif de mes deux laboratoires d'accueil.

Résumé

Les nuisances sonores sont généralement réduites à l'aide de simples procédés passifs qui créent un obstacle dans la propagation des ondes acoustiques. Ces dispositifs isolants sont performants à moyennes et hautes fréquences mais deviennent "acoustiquement" transparents en basses fréquences (<500Hz). L'isolation acoustique peut être améliorée à l'aide d'un procédé actif évitant ainsi l'augmentation de masse et de volume de la structure absorbante.

Les double parois apportent une isolation globalement plus élevée que les simples parois mais présentent de très faibles isolations acoustiques à basses fréquences. La transparence acoustique des double parois peut être contrôlée, soit par l'intermédiaire de la cavité qui couple les deux parois, soit par les parois elles-mêmes (ASAC).

Les stratégies de contrôle actif par anticipation (feedforward) sont écartées au profit des approches par rétroaction (feedback) ne nécessitant pas d'information sur la perturbation. Lors de cette thèse, le contrôle par la structure est préféré au contrôle par la cavité qui requiert le développement de hauts parleurs spécifiques se logeant dans le cadre qui maintient les deux parois. Dans ce cas, l'isolation active est réalisée avec des patches piézoélectriques légers, compacts et faciles à implémenter.

Pour les structures ayant un comportement modal fort telles que les double parois de petites dimensions, une stratégie de contrôle modal semble adaptée puisqu'elle permet de concentrer l'énergie de commande sur les modes les plus transparents tout en utilisant un nombre réduit de composants actifs.

Le mémoire présente les bases de la vibroacoustique ainsi que les différentes approches de contrôle modal pouvant être employées afin d'améliorer l'isolation acoustique des double parois. Cette stratégie de contrôle nécessite un modèle de la structure. Par conséquent, des modèles analytiques et numériques de poutres, plaques et double parois instrumentées ont été développés. Puis, les différentes approches de contrôle ont été comparées lors de simulations. Des travaux de dimensionnement de la double paroi sont également réalisés afin de minimiser le recouvrement modal de la structure expérimentale.

Une double paroi symétrique rectangulaire ($600 \times 400 \times 1mm^3$) en duraluminium est étudiée expérimentalement. Elle est équipée de six capteurs PVDF utilisés comme capteurs et deux actionneurs piézoélectriques commandés par un contrôleur modal. En raison de la grande sensibilité de la double paroi à son environnement, une technique d'identification rapide des paramètres modaux a été développée au cours de cette thèse. Cette technique d'identification a été validée lors de l'expérimentation. Ensuite, le contrôleur a été mis en oeuvre expérimentalement sur une double paroi soumise à des excitations aériennes et solidiennes. La transparence acoustique de la double paroi est réduite de façon conséquente. Les méthodes d'identification et de contrôle développées pour la double paroi ont ensuite été validées sur une autre structure (paroi simple).

Mots clefs : Double paroi ; ASAC ; Contrôle modal ; Expérimentation ; Identification

Abstract

Acoustic noise is an important problem in the modern society and provides much of the impetus for the development of noise reduction techniques. Passive methods, such as the use of sound absorbing materials (foam), provide an adequate solution for many noise problems, however noise reduction at low frequencies (below 500 Hz) often lead to an unacceptable increase in mass and volume. Active control methods are better suited for low frequency noise problems. The objective of this thesis is to reduce the sound transmission of a double wall at low frequency by using an active control system.

Double panels such as double glazed windows offer a good passive soundproofing at mid-high frequencies. However, the transmission is really high at low frequencies. For this kind of structure, two control strategies may be employed to improve the transmission loss. First, the reduction of the sound transmission can be achieved by controlling the cavity pressure between the panels. Second, the transmission can be reduced by modifying the vibration using actuators bounded to the structure (ASAC).

A feedback approach is preferred to feedforward strategy that uses a reference signal correlated with the disturbance. Cavity control of standard double glazed windows requires the development of specific loudspeaker that can be implemented within the frame holding the panels. Contrary, ASAC strategy may use regular actuators such as piezoelectric patches bounded to the structure. Piezoelectric patches are light, cheap and tiny, therefore can be easily introduced in the so-called "smart structures".

When structures are relatively small and light, the panels have low modal overlap, so in this case, modal control appears to be adapted. It enables limiting the active surface, the number of the control components and concentrating control energy on high radiation efficiency modes.

As a first step, vibroacoustic and modal control are introduced. Modal control requires an accurate model of the structure. Consequently, analytical and numerical model of beams, plates and double panels are presented. Next, simulations are performed to evaluate different modal control approaches. Moreover, optimal dimensions of the structure that minimize modal overlap are aimed for.

Experiments were conducted on a symmetric rectangular double panel of duraluminium material ($600 \times 400 \times 1mm^3$). The double panel was clamped between two soundproofed rooms. The structure was equipped with 2 PZT patches used as actuator and 6 PVDF patches used as sensors. It is controlled via a modal controller in case of mechanical and aerial disturbance. The identification procedure developed in this thesis is used to build an experimental model of the double panel. Then, the controller is implemented. Sound power and sound transmission of the controlled double panel are evaluated with sound intensity measurements. The transmission loss of the double panel is significantly improved. Finally, identification and control techniques developed in this work are validated on a simple panel.

Key words : Double panel ; ASAC ; Modal control ; Experimentation ; Identification

Table des matières

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte

Les nuisances sonores ou plus communément le bruit font partie intégrante de notre société moderne toujours à la recherche de machines plus puissantes donc potentiellement plus bruyantes. Les sources de nuisances peuvent être diverses, et sont pour une grande majorité dues au rayonnement acoustique des structures vibrantes. Dans les transports, les excitations moteurs et aéroléiques mettent en vibration des éléments tels que les carrosseries des véhicules, le fuselage des avions, créant ainsi des variations de pressions perceptibles par l'oreille humaine. Au plus jeune âge, la sensibilité de l'appareil auditif de l'homme permet de détecter des sons sur une gamme de fréquences comprise entre 20 Hz et 20 KHz et peut rapidement se dégrader si l'oreille est régulièrement soumise à de forts niveaux sonores. Aujourd'hui considéré comme un polluant environnemental, les législateurs et autres services de protections des usagers imposent des normes en termes d'émissions sonores qui forcent les industriels à sérieusement aborder la thématique de la réduction du bruit. Lors de la phase de conception des produits, les ingénieurs doivent proposer des solutions technologiques à la fois, fiables, robustes, et silencieuses. Parfois, les problèmes deviennent antinomiques comme par exemple, l'allègement des structures et la réduction de leurs transparences acoustiques. De nos jours, les sons émis par le mécanisme doivent aussi être perçus comme un gage de qualité. En conséquence, des études approfondies des interactions vibroacoustiques qui définissent les échanges entre l'énergie vibratoire et l'énergie acoustique sont effectuées afin d'introduire des procédés efficaces limitant le rayonnement acoustique.

1.2 Les techniques passives

Les techniques passives qui utilisent les principes d'absorption et de réflexion de l'énergie acoustique sont fréquemment employées de par leur relative simplicité de mise en oeuvre. L'utilisation de matériaux passifs à proximité des sources rayonnantes créent un obstacle dans la propagation des ondes acoustiques. Les couvertures en laine de verre, les mousses absorbantes et matériaux poreux [1; 2; 3] sont les techniques d'absorption les plus répandues. Les méthodes passives se montrent efficaces en moyennes et hautes fréquences (>500 Hz). En revanche, elles se révèlent peu performantes en basses fréquences lorsque la longueur d'onde acoustique est grande devant l'épaisseur du matériau absorbant. Les techniques de réflexion comme les parois simples et les double parois [4; 5] sont utilisées pour le capotage de machine, dans le fuselage des avions et les double vitrages. Dans ce cas, l'utilisation de deux parois séparées par une fine lame d'air est une solution efficace et largement répandue. Cette configuration améliore l'isolation acoustique en moyennes et hautes fréquences grâce à la cavité d'air qui sépare les deux parois. En revanche, elle présente toujours des faiblesses en basses fréquences notamment au niveau de la fréquence dite de respiration (résonance de la cavité d'air qui sépare les deux plaques). Des résonateurs de Helmotz réglés sur les fréquences des modes de cavité ont été utilisés pour améliorer l'indice d'affaiblissement des doubles parois [6]. Ce concept sera ultérieurement repris par quelques adeptes du contrôle passif [7; 8]. Quelque soit les techniques adoptées, la transparence acoustique des systèmes passifs restent médiocres en basses fréquences. De plus, ces matériaux absorbants volumineux et parfois lourds ne peuvent pas être employés dans le secteur des transports ou dans des applications telles que les vitrages en raison de leurs opacités. Le contrôle actif particulièrement adapté aux basses fréquences peut pallier les faiblesses des méthodes passives sans apport de masse. Avec le développement rapide de l'électronique ces dernières décennies ainsi que l'apparition de composants actifs compacts et performants, il est désormais envisageable de coupler les techniques passives et actives.

1.3 Le contrôle actif du bruit

On distingue deux grandes familles de contrôle actif. La première utilise un principe développé par Lueg [9] dès les années 30. La superposition d'une onde en opposition de phase par rapport à la perturbation primaire permet de créer une interférence destructive et ainsi diminuer le niveau de bruit (appellation anglophone "Active Noise Control" et "Active Noise Vibration Control"). Cette stratégie requiert l'ajout d'une source acoustique dite "secondaire" pour créer le champ en opposition. La seconde stratégie mentionnée "Active Structural Acoustic Control" consiste à agir directement sur la structure rayonnante par l'intermédiaire d'actionneurs vibratoires. Cette méthode réduit l'amplitude vibratoire ou combine les modes de sorte à réarranger le champ rayonnant.

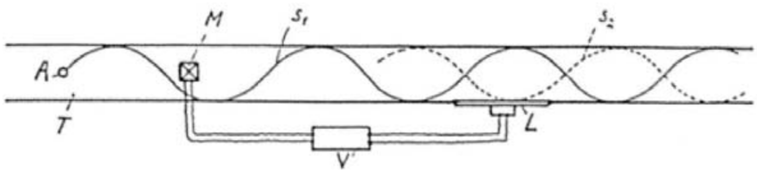


FIGURE 1.1 – Principe d'interférences destructives - Brevet de Lueg - US Patent 2,043,416

1.3.1 Les stratégies Active Noise Control (ANC) et Active Noise Vibration Control (ANVC)

La première stratégie de contrôle actif du bruit initiée par Lueg n'a pu être mise en place expérimentalement qu'à partir des années 70. La stratégie utilisée est dite "feedforward" ou par anticipation. Un signal corrélé à la perturbation est nécessaire pour alimenter via un compensateur les sources secondaires. L'atténuation peut être évaluée lorsque l'on connaît le rapport d'amplitudes et de phases entre la source secondaire et la source primaire [10; 11]. Afin de prendre en compte les modifications de structure dues aux conditions d'exploitation changeantes comme la température, le contrôle dit "adaptative feedforward (x-filtered LMS)" a été développé. Il effectue de légers réglages du compensateur en temps réel. Des capteurs d'erreur sont ajoutés dans la zone à contrôler et les sources secondaires sont plus nombreuses afin d'opérer un contrôle plus global. Dans le cadre d'application monodimensionnelle (conduit de canalisation) [12], l'ANC donne de bons résultats lorsque la perturbation est tonale puisque le signal de référence peut être mesuré bien avant que l'onde primaire n'arrive au niveau des sources de contrôle (élimination des problèmes de causalité) [13]. En revanche, le contrôle de cavité acoustique (3D) se révèle plus difficile à mettre en place. Il devient alors essentiel mais délicat de prendre en compte dans la modélisation les effets des sources de contrôle sur les capteurs d'erreurs.

Des résultats intéressants ont été présentés dans de petits habitacles comme des cabines d'avion [13; 14] et des intérieurs de voitures [15] soumis à des perturbations aléatoires (roulement route, turbulences aérodynamiques). Néanmoins, ils sont coûteux de par le nombre de capteurs d'erreur, de sources secondaires et de calculateurs puissants qu'ils requièrent. De plus, le contrôle est local et effectif dans une bande de fréquences réduite. L'atténuation de l'intensité acoustique aux capteurs d'erreur n'entraîne pas toujours une réduction globale du niveau sonore. Les variations de niveaux sonores dans un espace réduit sont même gênantes. Les seules véritables applications industrielles de l'ANC sont le contrôle du bruit dans les conduits de ventilation, les échappement actifs (TechnoFirst ExAct) [16; 17], la réduction du bruit en cabine sur les avions à hélices (Saab 2000 - ATR42-500) et le casque anti-bruit [18; 19].

1.3.2 La stratégie Active Structural Acoustic Control (ASAC)

La régulation par anticipation a ensuite été utilisée pour le contrôle vibroacoustique. Les sources secondaires (haut parleurs) sont remplacées par des actionneurs (shakers ou patchs piézoélectriques) liés à la structure [20; 21; 22]. Un réseau de capteurs d'erreur reste nécessaire pour réaliser une adaptation temporelle. Il présente les mêmes inconvénients que les contrôles ANC et ANVC (causalité et mesure d'une référence). De plus, il a été montré que la réduction de la puissance acoustique rayonnée n'engendre pas nécessairement une diminution des vibrations, menant dans certain cas à des risques de dommage. En effet, au dessous de la fréquence critique, une part du rayonnement acoustique est due aux interactions modales en particulier lorsque le recouvrement modal est important et que l'on se situe loin d'une résonance [23; 24; 25]. La puissance acoustique est principalement rayonnée par quelques modes [26; 27], comme par exemple les modes impairs de faibles indices dans le cas d'une plaque rectangulaire encastrée. Le contrôleur utilise ces interactions pour créer des interférences destructives. Ce phénomène est appelée "modal restructuring" [20]. Au dessus de la fréquence critique, les modes rayonnent de façon indépendante [28]. Par conséquent, au dessus cette fréquence, ou lorsque les modes sont bien séparés, ou lorsque l'excitation est tonale et proche d'une résonance, le contrôleur réduit simplement le niveau de vibration. Ce phénomène est appelé "modal suppression".

En dessous de la fréquence critique, le rayonnement de la structure est principalement du à la vitesse volumétrique (1^{er}mode radiatif). De nombreuses études ont été effectuées sur l'intégration de capteurs dans les structures actives dès lors appelées *smart structures*. Des réseaux de capteurs [29; 30; 31] ont ainsi été développés de sorte qu'un seul signal d'erreur donne une bonne approximation de la puissance acoustique rayonnée en basses fréquences. Les variables à minimiser ne sont plus les pressions locales aux niveaux des microphones d'erreur mais la puissance acoustique estimée à la source. La densité des réseaux de capteurs définit directement la bande de fréquences dans laquelle la vitesse volumétrique va être correctement évaluée. Lorsque cette densité est trop faible, les réseaux de capteurs surestiment la vitesse volumétrique en moyennes fréquences en raison du recouvrement spatial (spatial aliasing). L'utilisation de films distribués [32; 33] permet d'affiner les "maillages d'observation" ce qui limite le phénomène de recouvrement spatial ainsi que les ressources matérielles nécessaires à l'implémentation de tels réseaux. La figure 1.2 présente des capteurs de vitesse volumétrique réalisés à partir d'accéléromètres (a) et d'une électrode poreuse (b). La possibilité d'intégrer des capteurs et des actionneurs dans les structures a facilité l'essor du contrôle par rétroaction (feedback) pour des applications vibroacoustiques. Contrairement au contrôle feedforward, il ne nécessite pas d'informations sur la perturbation. On distingue deux approches.

La première n'utilise pas de modèle. Le contrôle est dit à "faible autorité" [35]. L'amor-

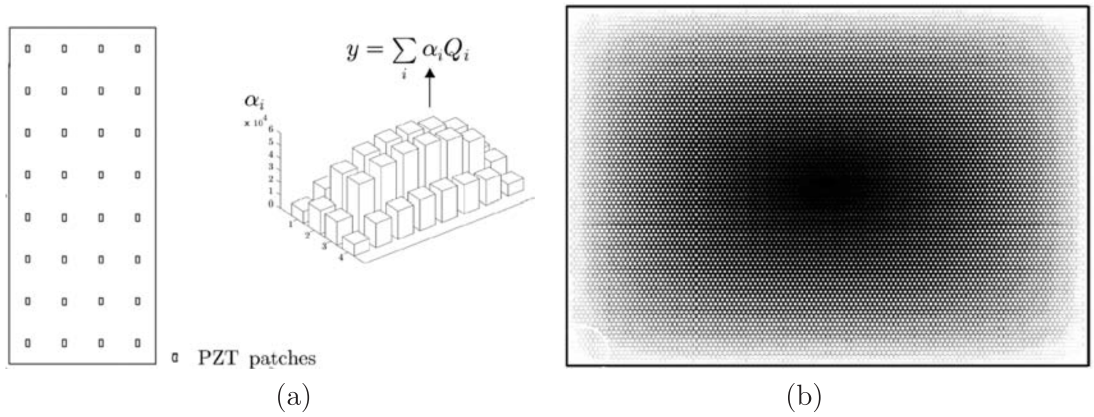


FIGURE 1.2 – Capteurs de vitesse volumétrique - [34] - (a) capteur discret - (b) capteur distribué

tissement actif est fréquemment employé de par sa simplicité. De plus, la stabilité au point de contrôle est garantie si les actionneurs et les capteurs sont colocalisés et duaux [36]. Il est efficace aux résonances mais a tendance à légèrement exciter la structure hors résonances. Dans le cas d'une perturbation tonale différente d'une résonance de structure, cette méthode est peu appropriée.

De nombreuses études se sont portées sur la réduction de la vitesse volumétrique de plaques. En effet, la réduction de la vitesse volumétrique entraîne une diminution de la puissance acoustique rayonnée en basses fréquences [37]. Une des techniques consiste à disperser à la surface de la structure un réseau de capteurs et d'actionneurs colocalisés qui sont commandés de façon indépendante [38; 39; 40] ou non [41; 42; 43]. Les deux stratégies offrent des performances similaires. Bien que la stabilité soit garantie, l'utilisation d'importants gains dans les boucles de rétroaction locales a pour effet d'immobiliser la plaque instrumentée au niveau des points de contrôle ("pinning effect") créant de nouvelles conditions aux limites souvent défavorables aux performances acoustiques.

Une autre approche de contrôle feedback utilise un modèle de la structure pour déterminer la commande des actionneurs. Ce contrôle dit à "haute autorité" utilise une modélisation ce qui permet d'obtenir des gains de contrôle, optimaux dans le cas d'une commande linéaire quadratique (LQ & LQG) [44] ou robustes avec une optimisation de type H_2 & H_∞ [45]. Les variables d'état de la structure sont estimées en temps réel à partir de filtres modaux ou d'un observateur [46; 47]. Baumann propose une méthode dans laquelle la puissance acoustique est estimée à partir de capteurs présents sur la structure. Le modèle comprend la dynamique du système et le mécanisme de rayonnement [48; 49]. Des expériences effectuées par Bingham [50] et Dehandschutter [51] ont démontré la validité de cette méthode. Des comparaisons entre des contrôles feedback purement vibratoire et vibroacoustique ne montrent pas une véritable supériorité d'une stratégie par rapport à l'autre.

La stratégie de contrôle modal permet de concentrer l'énergie opérative de commande sur les modes les plus rayonnants en utilisant un nombre réduit de capteurs et d'actionneurs [52] ce qui réduit les ressources matérielles nécessaires. L'énergie de commande peut également être minimisée avec des stratégies de contrôle modal non linéaire [53; 54]. Pour des applications telles que le vitrage, le positionnement des éléments actifs peut être discret contrairement aux stratégies qui utilisent des réseaux. Malheureusement, il est complexe à mettre en oeuvre puisqu'il dépend grandement de la qualité du modèle de la structure. De plus, des modes en dehors de la bande de contrôle peuvent être fortement excités jusqu'à devenir des sources d'instabilité. Néanmoins, les performances acoustiques obtenues avec cette stratégie sont relativement bonnes [50; 55]. On peut remarquer que le contrôle de certaine formes rayonnantes, appelées modes radiatifs [24], par l'amortissement actif est d'une certaine manière un contrôle modal dans lequel le mode contrôlé n'est pas un mode de structure.

1.3.3 Le contrôle des double parois

Les double parois sont des structures complexes dans lesquelles la dynamique des deux panneaux qui les composent sont couplées par une cavité d'air. Des modèles analytiques [56; 57] et numériques [58] peuvent être utilisés pour prédire leur comportement. Les double parois peuvent être contrôlées par l'intermédiaire de la cavité ou des parois.

1.3.3.1 Le contrôle de cavité

Des haut-parleurs et des capteurs d'erreur peuvent être positionnés dans la cavité acoustique de sorte à contrôler le niveau de pression au sein de ce volume d'air (figure 1.3) [59]. Grâce à une densité modale de la cavité en basses fréquences bien plus faible que celle des parois découplées, le contrôle de cavité se révèle efficace avec seulement quelques actionneurs volumétriques et quelques capteurs. Les stratégies de régulation de type feedback [60; 61; 62] et feedforward [58; 63] peuvent être employées. Même s'il est délicat de comparer les deux approches de contrôle, les résultats obtenus avec la stratégie feedfoward semblent être meilleurs [60]. Toutefois, il faut noter que dans la quasi totalité des résultats présentés, les cavités acoustiques ont des épaisseurs supérieures à 80mm permettant l'introduction de hauts parleurs standards de diamètre important ce qui autorise le contrôle des basses fréquences. Dans ces configurations, le couplage entre les deux plaques est donc faible. Dans les double vitrages standards, l'épaisseur varie plutôt entre 5 et 20mm. Le couplage des deux plaques est donc plus important et l'introduction de hauts parleurs standards n'est plus possible. TechnoFirst et Saint Gobain Vitrage ont d'ailleurs développé des hauts parleurs adaptés (2x2x50cm) [64] pouvant être introduits dans les cadres des double vitrages et fonctionner en basses fréquences grâce à leurs importantes surfaces actives.

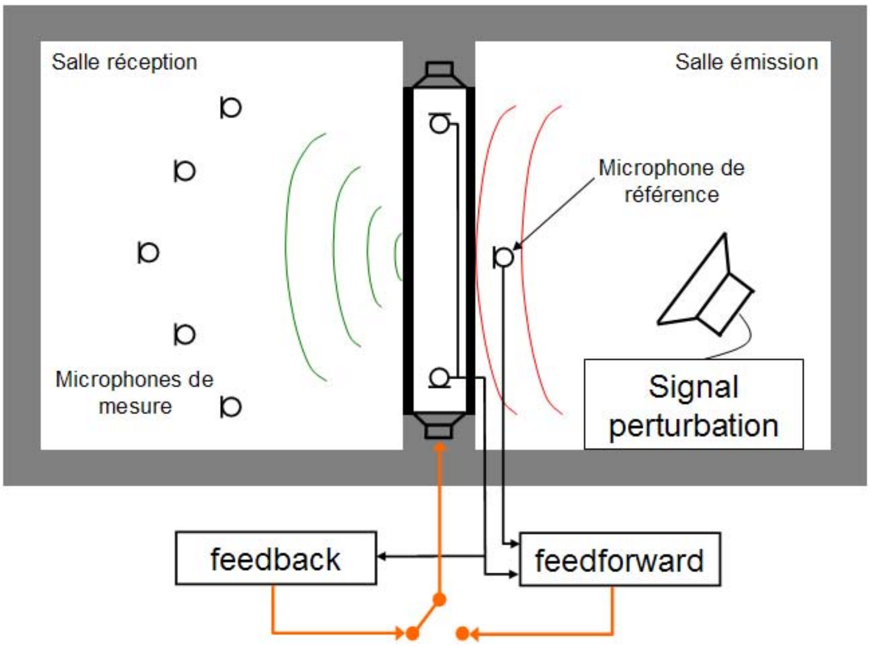


Figure 1.3 – Contrôle de double paroi par la cavité acoustique

1.3.3.2 Le contrôle ASAC des double parois

Peu de travaux ont été réalisés sur le contrôle ASAC des double parois. En raison de leur complexité, les approches de contrôle sans modèle sont généralement préférées. Les résultats présentés lors de ces études sont majoritairement issus de simulations. De bons résultats de contrôle (simulations) sont obtenus avec une stratégie feedforward [65; 66]. La réduction de la vitesse volumétrique de la plaque rayonnante par un réseau de capteurs et d'actionneurs colocalisés semble être également efficace. Alujevic [67] propose une stratégie de contrôle dans laquelle les actionneurs sont commandés en vitesse et en accélération permettant d'introduire de l'amortissement et de la masse active. En dessous de la fréquence critique, l'indice d'affaiblissement d'une double paroi infinie est régi par la loi de masse [28]. Dans le cas d'une structure finie peu amortie, l'introduction d'amortissement et de masse active permet de rehausser l'indice d'affaiblissement de la double paroi tout en décalant ses fréquences propres vers une bande de fréquences moins audible. Ces simulations de contrôle ASAC n'ont jamais été véritablement validées expérimentalement. Selon [68], le contrôle de la transparence par l'intermédiaire de la cavité acoustique donnent des résultats meilleurs que ceux obtenus avec un contrôle de structure (feedforward). Pour cette raison, le contrôle ASAC des double parois est peu répandu. De récents essais de contrôle passif ou semi actif se montrent prometteurs. Ces techniques utilisent des patchs piézoélectriques connectés à des circuits électriques dont la résonance électrique coïncident avec celle du mode à contrôler [8]. Elles s'inspirent des résonateurs de Helmotz réglés sur les fréquences de résonance de cavité [6; 7].

1.4 Objectifs et organisation de la thèse

L'objectif de cette thèse est de réduire la transparence acoustique d'une double paroi légère en utilisant un procédé actif. Les stratégies de contrôle de type "feedforward" sont écartées au profit d'une approche "feedback" ne nécessitant pas d'information sur la perturbation. Lors de précédentes études, la transparence acoustique des double parois a souvent été réduite grâce au contrôle de la cavité d'air qui couple les deux parois. Si cette cavité est peu épaisse, l'élaboration de hauts parleurs spécifiques est nécessaire et constitue un obstacle dans le développement de cette approche de contrôle. Le contrôle de la structure elle même semble être une solution moins complexe à mettre en oeuvre. Dans ce cas, l'isolation active peut être réalisée avec des patchs piézoélectriques légers, compacts et faciles à implémenter. A terme, si l'on cherche à contrôler un double vitrage par exemple, la solution proposée ne peut en aucun cas utiliser un réseau de capteurs/actionneurs dispersés sur toute la surface de la structure. Les techniques de contrôle ASAC-feedback de type "amortissement actif" qui minimise la vitesse volumétrique sont donc exclues.

Lorsque les double parois sont de petites dimensions, elles ont un fort comportement modal. Le choix d'une stratégie de contrôle modal permet ainsi de concentrer l'énergie de commande sur les modes les plus transparents. De plus, le nombre de composants actifs est considérablement réduit et aucune contrainte de positionnement n'est imposée outre celle permettant d'atteindre la commandabilité ou l'observabilité maximale.

Suite à cet état de l'art, le second chapitre de ce mémoire présente les outils issus de la bibliographie et ceux développés lors de cette thèse. Une première section (2.1) est consacrée au contrôle actif et notamment au contrôle modal. Suite à une brève revue des différents actionneurs et capteurs susceptibles d'être employés lors de l'expérimentation, les "smart structures" piézoélectriques sont exposées plus en détail. Puis, les éléments nécessaires à la compréhension des phénomènes vibroacoustiques sont présentés en section 2.2.

La stratégie de contrôle modal utilisée lors de cette thèse requiert le développement de modèle vibroacoustique de la structure. Les modèles analytiques et numériques de poutre, simple paroi et double paroi sont présentées en sous-section 2.4.1.

Devant la grande sensibilité des double parois à leur environnement, les performances du contrôleur peuvent rapidement se dégrader si les variations des propriétés mécaniques par rapport au modèle de référence sont grandes. Par conséquent, l'utilisation d'un modèle expérimental pouvant être régulièrement mis à jour est préférée aux modélisations numériques. Une stratégie d'identification est développée en sous-section 2.4.2 et une approche de contrôle modal utilisant des boucles de rétroaction indépendantes est exposée en sous-section 2.4.3.

Le troisième chapitre présente des résultats de contrôle issus de simulations sur différentes structures. Plusieurs stratégies de contrôle modal sont testées et comparées. Puis, la double paroi est modélisée à l'aide d'un logiciel d'éléments finis dans le but de définir l'épaisseur de la cavité d'air qui minimise le recouvrement modal. Enfin, les difficultés de détermination des coefficients de couplages électromécaniques modaux sont également évoquées à travers des simulations sur une plaque encastrée équipée de céramiques piézoélectriques.

Le quatrième chapitre est consacré à la mise en place des démonstrateurs expérimentaux sur double paroi puis paroi simple. Suite à la présentation du banc d'essai, l'identification du modèle expérimental de la double paroi est exposée. Puis, le système de contrôle actif sur la double paroi est mis en oeuvre et ses performances acoustiques sont mesurées dans le cadre d'excitation solidienne et aérienne. En raison des grandes variations des caractéristiques mécaniques de la double paroi dues aux changements de température notamment, la robustesse du contrôleur est évaluée.

Enfin, les outils développés pour la double paroi sont utilisés pour contrôler la transparence acoustique d'une paroi simple.

Le mémoire se termine classiquement par une conclusion générale et des perspectives.

Chapitre 2

Méthodes et modèles utilisés ou élaborés

2.1 Le contrôle actif

Le contrôle actif est un procédé qui permet de modifier le comportement des structures mais aussi le milieu dans lequel elles sont présentes (contrôle actif du bruit). A partir des années soixante-dix, poussées par la conquête de l'espace, les premières véritables applications apparaissent grâce aux avancés dans les domaines de l'électronique, de l'informatique et des nouveaux matériaux dits "intelligents". Deux grandes stratégies sont employées en contrôle actif. Le choix de l'approche de contrôle dépend des informations disponibles sur les structures, les perturbations et les éléments actifs. Le contrôle dit par anticipation ou "feedforward" dont Lueg est l'initiateur est très utilisé pour le contrôle actif du bruit (ANC) mais la stratégie de contrôle par rétroaction est préférée car elle ne nécessite pas de signal de référence.

2.1.1 Le contrôle par rétroaction

Dans la plupart des applications, aucune information sur la perturbation n'est disponible. Il est donc impossible d'utiliser les contrôleurs par anticipation. L'approche par rétroaction ou "feedback" est utilisée pour "rejeter" une perturbation. Contrairement au contrôle par anticipation, ce sont les signaux des capteurs d'erreur qui alimentent un contrôleur. On distingue deux approches pour modifier les pôles des structures. Tout d'abord, l'amortissement actif local est fréquemment employé de par sa simplicité et des bonnes performances qu'il procure sans l'utilisation d'un modèle. De plus, la stabilité est garantie au point de contrôle lorsque les actionneurs et les capteurs sont colocalisés et duaux. Le contrôleur se comporte comme un amortisseur local qui n'observe que la vibration du point où il est implanté. Il est donc essentiel d'étudier la forme et le placement des transducteurs sur la structure à contrôler et d'évaluer la stabilité globale. Dans le cadre d'application vibroacoustique, la réduction de la vitesse du premier mode radiatif (voir section 2.2.1.3) requiert un nombre conséquent de couples d'actionneurs-capteurs ce qui rend cette approche coûteuse. Les méthodes de contrôle global basées sur un modèle comme le contrôle modal permettent d'obtenir la stabilité de la structure et de limiter le nombre d'actionneurs et de capteurs tout en concentrant l'effort de contrôle sur les modes les plus pénalisants.

2.1.2 Le contrôle modal

Le contrôle par retour d'état agit directement sur les variables internes du système dites "variables d'état". Si ces variables d'état sont des variables modales, le vecteur d'état peut être obtenu à partir de filtres modaux discrets [69; 70], de capteurs présentant des formes spécifiques ou d'un observateur d'état. Ces techniques de contrôle sont difficiles à mettre en oeuvre car elles nécessitent une bonne connaissance de la structure. Les filtres modaux reconstruisent l'état de la structure à partir de pondérations sur les différents capteurs. Le nombre de capteurs nécessaire doit être identique au nombre de modes à reconstruire pour que la reconstruction soit optimale. Dans le cadre d'une application acoustique à basses fréquences, le premier mode radiatif (voir section 2.2.1.3)de la plaque regroupant les modes impairs peut être évalué à partir d'un unique capteur [34]. Le contrôle de ce premier mode par amortissement actif est un contrôle modal dans lequel le mode contrôlé n'est pas un mode de structure.

La précision des filtres modaux repose sur la qualité de l'identification des déformées propres de la structure nécessaire à la reconstruction de l'état modal et au calcul des gains de contrôle. Des contraintes matérielles comme le nombre de capteurs, leur réalisation et leur positionnement limitent l'utilisation de ces approches. Une méthode alternative utilise un observateur qui reconstruit en temps réel l'état de plusieurs modes avec un nombre limité de capteurs [52]. La connaissance des déformées propres n'est pas forcement nécessaire. L'architecture d'une boucle de contrôle basée sur un modèle de la structure est présentée en figure 2.1. L'observateur modal utilise un modèle de la structure et les signaux des capteurs pour estimer un état modal. Une boucle d'asservissement d'observation de type proportionnel fait converger les signaux reconstruits des capteurs vers les signaux mesurés. Puis, les gains de contrôle appliqués à l'état modal reconstruit déplacent les pôles et les zéros de la structure.

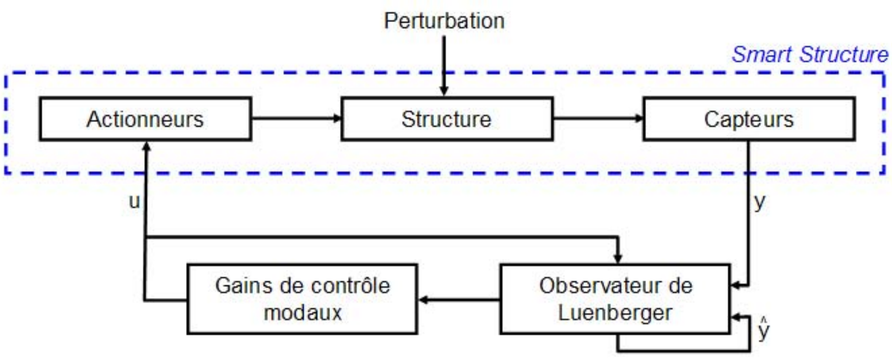


FIGURE 2.1 – Contrôle modal avec reconstruction d'état par un observateur

2.1.2.1 La commande optimale Linéaire Quadratique (LQ)

La commande optimale permet d'amener un système dynamique d'un état à un autre, en présence de contraintes portant sur l'état ou les tensions de commande des actionneurs. Le critère de type quadratique est souvent utilisé pour mesurer la distance qui sépare du point d'équilibre. Il est alors lié à la minimisation d'une énergie. Dans le cas de la reconstruction de la minimisation de l'énergie de commande, il correspond à l'intégrale d'une puissance par rapport au temps et est défini par :

$$J = \int u^2 dt. \tag{2.1}$$

Considérons le systeme linéaire suivant (asymptotiquement stable) :

$$\dot{x} = Ax + Bu, \tag{2.2}$$
$$y = Cx + Du, \tag{2.3}$$

où A est la matrice de la dynamique libre du sytème, B et C sont respectivement les matrices d'activation et d'observation. La matrice D dite de "feedthrough" définit l'action directe de la tension de commande aux bornes des actionneurs de contrôle sur les capteurs. Cette matrice est considérée comme nulle par la suite de par le choix spécifique des capteurs. x est le vecteur d'état, u est le vecteur de commande. Les matrices d'état sont définies à partir de modèles numériques ou à la suite d'une identification à partir des mesures expérimentales. Le système d'état modal s'écrit sous la forme :

$$x = \begin{bmatrix} q \\ \dot{q} \end{bmatrix} ; A = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ -\omega_i^2 & -2\xi_i\omega_i \end{bmatrix} ; B = \begin{bmatrix} 0 \\ B_i \end{bmatrix} ; C = [C_i \ 0] ; \tag{2.4}$$

avec ω_i et ξ_i les fréquences propres et amortissements propres du mode i. La commande des actionneurs utilise de façon linéaire les variables d'état du système mécanique considérées connues dans un premier temps, par l'intermédiaire d'un gain matriciel G.

$$u = -Gx. \tag{2.5}$$

Les gains de la commande optimale sont obtenus en minimisant une énergie vibratoire ou acoustique tout en limitant l'énergie de contrôle ; performance et consommation pouvant être pondérées. Ces gains sont constants et obtenus par minimisation de la fonction coût énergétique suivante :

$$J = \int_0^\infty \big(x^t Q x + u^t R u\big) dt, \tag{2.6}$$

où Q et R sont des matrices de pondérations relatives aux énergies vibratoire et de contrôle. Les matrices Q et R sont définies semi positives. Les termes de la matrice Q pondèrent les termes des participations modales homogènes à une raideur ou à un amortissement. La matrice des gains de contrôle optimal est donnée par :

$$G = R^{-1} B^t P, \tag{2.7}$$

où P est solution de l'équation algébrique de Ricatti suivante pour un horizon de contrôle infini :

$$PA + A^t P + Q - PBR^{-1}B^t P = 0. \tag{2.8}$$

Dans le cadre du contrôle vibroacoustique, afin d'optimiser le contrôle de la puissance acoustique, la fonction coût peut prendre la forme suivante [48; 49] :

$$J = \int_0^\infty \big(z^t z + u^t R u\big) dt, \tag{2.9}$$

où $z^t z$ est la puissance acoustique et z est défini par (2.130).

2.1.2.2 L'observateur modal

En réalité, l'état du système n'est pas mesurable. Il peut être estimé avec un observateur de Luenberger (filtre de Kalmann) qui utilise un modèle d'état réduit de la structure. Il contient une boucle d'asservissement de type proportionnel qui fait converger les sorties estimées $\hat{y}$ vers les sorties réelles y.

$$e = y - \hat{y}, \tag{2.10}$$
$$\dot{\hat{x}} = A\hat{x} + Bu + K(Cx - C\hat{x}), \tag{2.11}$$

avec K la matrice des gains de l'observateur et $\hat{x}$ le vecteur d'état reconstruit. Cette matrice définit la vitesse de convergence entre les sorties mesurées et les sorties estimées. Le bruit de mesure sur les signaux des capteurs est généralement amplifié lorsque les gains sont importants.

2.1.2.3 Le contrôle LQG

Le contrôle LQG utilise une commande optimale de type LQ et un observateur pour reconstruire l'état. La commande est donnée par :

$$u = -G\hat{x}, \tag{2.12}$$

A partir de (2.2), (2.10), (2.11) et (2.12), l'état du système contrôlé et observé est donné par :

$$\begin{pmatrix} \dot{x} \\ \dot{e} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A - BG & BG \\ 0 & A - KC \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ e \end{pmatrix}, \tag{2.13}$$

La matrice d'état augmenté est triangulaire par blocs donc ses valeurs propres sont données par celles des deux blocs A-BG et A-KC lorsqu'il n'y a pas de couplage. Les pôles de l'observateur et du régulateur ne sont pas changés lorsque les deux sous systèmes fonctionnent ensemble dans la boucle de régulation. Par conséquent, l'observateur et le régulateur peuvent être réglés indépendamment hors couplage. Il s'agit du principe de séparation. De manière générale, l'observateur est réglé de sorte que sa dynamique soit deux à cinq fois plus rapide que celle du contrôleur. Au-delà, les dynamiques se recouplent.

2.1.2.4 Les fonctions de transfert

Une fois les gains de contrôle et d'observation établis, les réponses fréquentielles et les fonctions de transfert entre les sorties du système (état modal, sortie capteur) et la perturbation peuvent être calculées. Le système complet est défini de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \dot{x} &= Ax + Bu + Ew, && (2.14) \\ y &= Cx, && (2.15) \\ \dot{\hat{x}} &= A_m\hat{x} + B_m u + K(Cx - C_m\hat{x}), && (2.16) \\ u &= -G\hat{x}, && (2.17) \end{aligned}$$

où E et w sont respectivement la matrice et le signal de la perturbation. L'ensemble des matrices indicées par m désigne le modèle de la structure utilisé par l'observateur. Il contient moins de mode que la structure. Lorsque le système n'est pas contrôlé, l'état $X(s)$ et l'état reconstruit $\hat{X}_m(s)$ soumis à la perturbation se calcule dans le domaine de Laplace par :

$$\begin{aligned} X(s) &= I(sI - A)^{-1}EW(s), && (2.18) \\ \hat{X}_m(s) &= I(sI - A_m + KC_m)^{-1}KC_mX(s), && (2.19) \end{aligned}$$

avec $W(s)$ la perturbation dans le domaine de Laplace. Si la structure est contrôlée et que son état est considéré connu, l'état X_c est donné par :

$$X_c(s) = I(sI - A + BG)EW(s). \tag{2.20}$$

Si l'on considère que l'état est reconstruit à partir d'un modèle d'observateur (indicé m), l'état contrôlé X_{co} est donné par :

$$\begin{aligned} X_{co}(s) &= I(sI - A + BG(sI - A_m + B_mG + KC_m)^{-1}KC)^{-1}EW(s), && (2.21) \\ Y(s) &= CX_{co}(s). && (2.22) \end{aligned}$$

L'état reconstruit $\hat{X}(s)$ et la commande de contrôle valent :

$$\begin{aligned} \hat{X}(s) &= I(sI - A_m + B_mG + KC_m)^{-1}KCX_{co}(s), && (2.23) \\ U(s) &= -G\hat{X}(s). && (2.24) \end{aligned}$$

La transparence acoustique d'une structure dépend des amortissements modaux et de la masse de la structure. Il peut être intéressant d'introduire de la masse active modale pour rehausser l'indice d'affaiblissement et de l'amortissement actif pour réduire les résonances aux fréquences propres. Pour cela, nous proposons un contrôle réalisé sur l'état dérivé. La commande est alors définie par :

$$U(s) = -sG\hat{X}(s). \tag{2.25}$$

La réponse du système contrôlé par l'état dérivé est donnée par :

$$\begin{aligned}
\hat{X}_m(s) &= [s[I + B_m G] - A_m + KC_m]^{-1} KCX_{co}(s), && (2.26)\\
\dot{X}_{co}(s) &= AX_{co}(s) - B_1 G\hat{X}(s) + EW(s), && (2.27)\\
X_{co}(s) &= \left[s\left[I + B_{co}G\,[s[I + B_m G] - A_m + KC_m]^{-1} KC\right] - A\right]^{-1} EW(s). && (2.28)
\end{aligned}$$

Cette approche "attrayante" pour rehausser l'indice d'affaiblissement peut s'avérer délicate à mettre en place expérimentalement en raison des importants niveaux d'excitation induits par la commande sur les modes non modélisés. Ces phénomènes de spillover et d'instabilité sont présentés dans la section suivante. De plus, la dérivation du vecteur d'état peut également déstabiliser la structure active.

2.1.2.5 Le phénomène de Spillover

Les systèmes de régulation basés sur un modèle modal ciblent généralement les premiers modes dominants en basses fréquences. Par conséquent, ils peuvent être excités voire déstabilisés par l'influence de la commande ou de l'observation sur les modes résiduels non introduits dans le modèle utilisé par le contrôleur et l'observateur. La figure 2.2 présente le mécanisme du spillover en prenant soin de séparer les modes introduits dans le modèle de l'observateur et les modes résiduels.

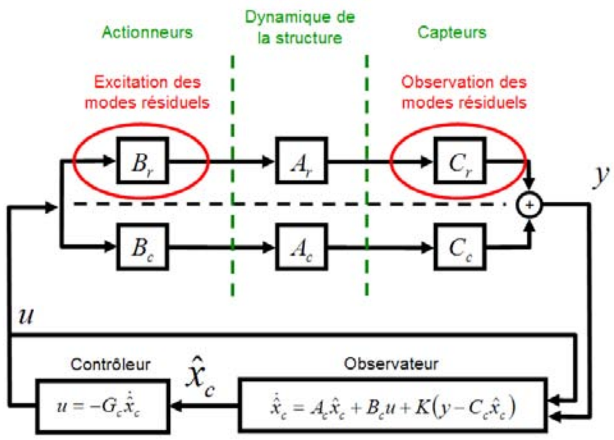


FIGURE 2.2 – Mécanisme spillover

La dynamique de la structure en boucle ouverte s'écrit :

$$\begin{aligned}
\dot{x}_c &= A_c x_c + B_c u, && (2.29)\\
\dot{x}_r &= A_r x_r + B_r u, && (2.30)\\
y &= C_c x_c + C_r x_r, && (2.31)
\end{aligned}$$

où les indices c et r désignent respectivement les modes observés-contrôlés et les modes résiduels. Les modes résiduels non introduits dans le modèle de l'observateur x_c peuvent être excités par la commande d'une part (B_r) et leurs contributions dans l'état modal reconstruit est amplifié par les gains d'observation. Lorsque les modes observés-contrôlés sont parfaitement connus, l'état reconstruit par l'observateur s'écrit :

$$\dot{\hat{x}}_c = A_c\hat{x}_c + B_c u + K_c\left(y - C_c\hat{x}_c\right), \tag{2.32}$$

avec u la tension de contrôle

$$u = -G_c\hat{x}_c. \tag{2.33}$$

Les modes résiduels introduisent une erreur e_c entre l'état reconstruit et l'état réel des modes contrôlés. En développant (2.32), l'erreur e_c s'écrit :

$$\dot{e_c} = \dot{x}_c - \dot{\hat{x}}_c = A_c e_c - K_c e_c - K_c C_r x_r, \tag{2.34}$$

La dynamique du système contrôlé complet est donnée par :

$$\begin{pmatrix} \dot{x_c} \\ \dot{e_c} \\ \dot{x_r} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} A_c - B_c G_c & B_c G_c & 0 \\ 0 & A_c - K_c C_c & -K_c C_r \\ -B_r G_c & B_r G_c & A_r \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_c \\ e_c \\ x_r \end{pmatrix}, \tag{2.35}$$

Deux phénomènes donnent naissance au spillover :
- Si $C_r \neq 0$, les sorties capteurs sont polluées par les modes résiduels. Par conséquent, l'observation des modes contrôlés comporte la contribution des modes résiduels amplifiés par les gains d'observation. Il s'agit du "spillover d'observation"
- Si $B_r \neq 0$, les modes résiduels sont excités. Le spillover est dit de "contrôle"

Lorsque $C_r = 0$ ou $B_r = 0$, les valeurs propres de la matrice d'évolution de (2.35) sont découplées et identiques à celles de l'observateur $(A_c - K_c C_c)$ et du contrôleur $(A_c - B_c G_c)$. Les pôles des modes résiduels restent inchangés. En revanche, si $B_r \neq 0$ et $C_r \neq 0$, les spillovers de contrôle et d'observation couplent les modes contrôlés et les modes résiduels. Le principe de séparation ne s'applique plus. Les pôles de la structure contrôlée s'écartent de leurs positions en configuration découplée. La variation des lieux de pôles dépend de l'importance du couplage entre les modes, c'est à dire de la grandeur des termes $B_r G_c$ et $K_c C_r$. Pour les structures peu amorties, la stabilité peut être compromise même pour de faibles variations des lieux des pôles. Ce phénomène est appelé l'instabilité de spillover. Tous les modes résiduels ne sont pas susceptibles de provoquer l'instabilité mais seulement s'ils sont contrôlables, observables et proches de la bande de contrôle. Dans ce cas, le risque de spillover doit être évalué et certaines techniques peuvent être employées pour le limiter [35].

2.1.3 Les actionneurs employés en contrôle actif

La dernière décénie a été marquée par des progrès considérables dans le domaine des matériaux intelligents, les rendant incontournables pour le contrôle actif. Des capteurs et des actionneurs sont intégrés au sein les structures ce qui permet leur utilisation dans les milieux hostiles et les systèmes embarqués [71]. Les "Smart materials" sont des matériaux qui peuvent se déformer en fonction de la température (Alliages à mémoire de forme), du champ électrique (Matériaux piézoélectriques par exemple), du champ magnétique (Magnétostrictif). Les principaux matériaux utilisés dans les smart structures sont les suivants :

- **Matériaux piézoélectriques** : Sous l'effet d'une contrainte mécanique, le matériau se polarise ; il s'agit de l'effet direct. Réciproquement, il se déforme lorsqu'un champ électrique lui est appliqué (effet indirect). Les matériaux piézoélectriques peuvent donc être utilisés à la fois comme capteurs et comme actionneurs même si les déformations engendrées par l'application d'un champ électrique sont de l'ordre du millième. Ce type d'actionneurs est particulièrement adapté aux contrôles de déformation sur une large gamme de fréquences. L'effet piézoélectrique est un effet utilisé sur sa bande linéaire dans lequel la déformation est proportionnelle au champ électrique. Les matériaux intelligents les plus utilisés en contrôle actif sont :

  - Le polymère de fluorure de vinylidène en anglais **P**oly**V**inyli**D**ene **F**luoride (PVDF) sont utilisés comme capteurs. Grâce à leur grande flexibilité, ils modifient peu les structures. Ils ne peuvent cependant pas agir comme actionneurs en raison de leur faible coefficient de couplage électromécanique. Il faut noter que leur utilisation est aisée et qu'ils sont peu onéreux ce qui les rend particulièrement attractifs.

  - Les céramiques piézoélectriques comme le Titano-Zirconate de Plomb (PZT) sont très répandues dans le contrôle des structures actives utilisable comme actionneurs ou capteurs. Grâce à leur grande sensibilité, ils sont notamment employés dans les optiques adaptatives des grands télescopes et en contrôle vibratoire. Ils se présentent souvent sous forme d'empilement (stack) ou de patchs.

  - Depuis quelques années, des recherches sont réalisées sur les fibres piézoélectriques. Elles peuvent utiliser le coefficient piézoélectrique longitudinal (d_{33}) supérieur au coefficient piézoélectrique transverse (d_{31}) comme dans les patchs céramiques. Ces fibres sont réalisées à partir de courts stacks empilés et alimentés en parallèle ce qui limite les tensions d'alimentation tout en augmentant les longueurs actives. Leur intérêt réside dans leur grande flexibilité les rendant conformables aux géométries courbes des structures.

- **Matériaux électrostrictifs** : Comme les matériaux piézoélectriques, ils se déforment sous l'action d'un champ électrique à la différence d'une déformation résultante proportionnelle au carré du module du champ électrique. Il s'agit d'un effet du second ordre. Les non linéarités introduites par cette loi de comportement ainsi que les phénomènes d'hystérésis rendent cependant son implémentation délicate dans les systèmes actifs. De plus, contrairement aux matériaux piézoélectriques, l'effet direct n'existe pas.

- **Matériaux magnétostrictifs** : Ils se déforment de l'ordre de 0.15% sous l'effet d'un champ magnétique. Les transducteurs magnétostrictifs, constitués d'un barreau magnétostrictif présent dans un solénoïde générant un champ magnétique, sont utilisés comme capteurs ou actionneurs. Leur efficacité est maximale lorsqu'ils sont contraints (effet inverse). Le matériau le plus couramment utilisé est le Terfenol-D. Leur utilisation est limitée par la possibilité d'implémentation du générateur magnétique.

- **Alliages à mémoire de forme magnétiques** : Les alliages à mémoire de forme magnétiques sont des matériaux combinant les caractéristiques des alliages à mémoire de forme classiques et celles des matériaux magnétostrictifs. Ils se déforment de l'ordre de 5% à 10% lorsqu'ils sont soumis à un changement de température (AMF) ou à un champ magnétique (AMFM). Leur utilisation se limite aux très basses fréquences en raison des difficultés de contrôle de la température qui régit leur comportement. Ils sont surtout employés comme actionneurs de déploiement. Les AMFM ont des temps de réponse de l'ordre de ceux des matériaux magnétostrictifs (ordre de la milliseconde) ce qui permet de les employer pour du contrôle actif de vibration.

2.1.4 Les smart structures piézoélectriques

2.1.4.1 La piézoélectricité

Les matériaux piézoélectriques ont la capacité de transformer une énergie mécanique en une énergie électrique (effet direct) et vice versa (effet indirect). La figure 2.3 illustre ces deux effets. Bien que les premières observations de cette propriété aient été faites par l'abbé René Just Haüy en 1817, l'existence de la piézoélectricité fut véritablement mise en évidence en 1880 par les frères Pierre et Jacques Curie. Ils démontrèrent que certains cristaux comme le quartz soumis à une contrainte produisent des charges électriques. L'année suivante Gabriel Lippmann montra de façon théorique l'existence de l'effet piézoélectrique inverse ce qui fut vérifié par les frères Curie. La première application fut le sonar au cours de la première guerre mondiale puis le phonographe. Le développement de céramiques piézoélectriques possédant des propriétés piézoélectriques cent fois plus importantes que celles de cristaux naturels a permis l'essor de ces matériaux dans de nombreuses applications comme les microphones, les accéléromètres, buzzer, injecteurs... En contrôle actif, ils sont fréquemment utilisés comme actionneurs et comme capteurs.

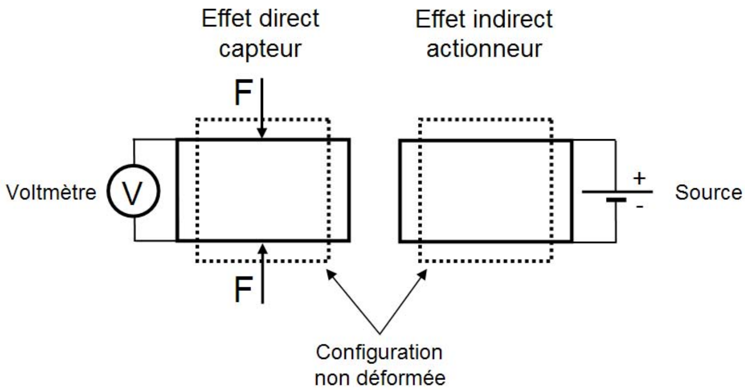


FIGURE 2.3 – Effets piézoélectriques

La distribution aléatoire des dipôles électriques en terme de direction crée un équilibre électrique. Par conséquent, avant polarisation le matériau est isotrope et ne présente pas d'effet piézoélectrique (figure 2.4). Les dipôles électriques peuvent être réorientés lorsqu'ils sont soumis à un fort champ électrique (de l'ordre de 2KV/mm) appliqué selon un direction privilégiée appelée la "troisième direction" (figure 2.5). Cela entraîne leur polarisation. Cette polarisation est rémanente. Après dispersion du champ électrique, les dipôles restent approximativement alignés et orientés dans le même sens, permettant au matériau d'avoir une polarisation rémanente. L'effet piézoélectrique est maintenu tant que le matériau n'est pas soumis à des températures élevées (au dessus de la température de Curie), des contraintes électriques ou mécaniques trop importantes.

Les équations constitutives de la piézoélectricité ont été standardisées par l'IEEE. En supposant les caractéristiques linéaires et la température constante, elles s'écrivent sous forme tensorielle :

$$T = \left[c^E\right] S - [e]^t E_k, \tag{2.36}$$

$$D = [e] S + \left[\epsilon^S\right] E_k, \tag{2.37}$$

où S et T sont les tenseurs de déformations et de contraintes, D la densité de flux électrique et E le champ électrique. c^E est le tenseur d'élasticité lorsque l'élément piézoélectrique est électriquement contraint (court-circuité). ϵ^S est la permittivité sous déformation constante. e lie les charges électriques aux contraintes lorsque le champ électrique est nul. Dans ce

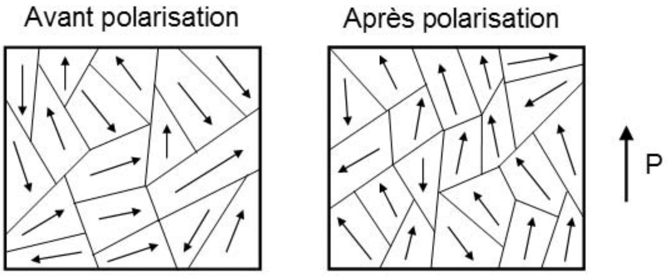


FIGURE 2.4 – La polarisation

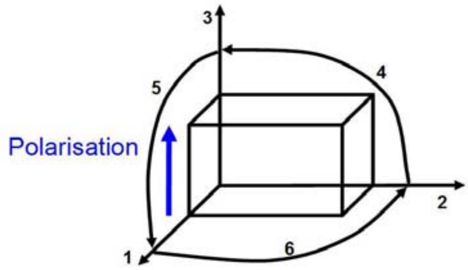


FIGURE 2.5 – Modes de couplages des céramiques piézoélectriques

système, le champ électrique E et les déformations S sont indépendantes alors que les contraintes T et le flux électrique D ne le sont pas. Les équations constitutives peuvent être réécrites sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} S &= \left[s^E\right] T + [d]^t E, && (2.38)\\ D &= [d]\, T + \left[\epsilon^T\right] E, && (2.39) \end{aligned}$$

avec $\left[s^E\right] = \left[c^E\right]^{-1}$ la matrice de souplesse à tension constante. ϵ^T est la matrice de permittivité obtenue lorsque la contrainte mécanique est constante. d est la matrice des constantes piézoélectriques traduisant la proportionnalité entre la charge et la contrainte à champ constant ou nul.

Les équations constitutives de la piézoélectricité peuvent ensuite être développées dans le cas des céramiques ou polymères piézoélectriques. Les déformations de l'élément soumis à un champ électrique sont données par :

$$\left\{\begin{array}{c} S_{11}\\ S_{22}\\ S_{33}\\ 2S_{23}\\ 2S_{31}\\ 2S_{12} \end{array}\right\} = \left[\begin{array}{cccccc} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0\\ s_{12} & s_{22} & s_{23} & 0 & 0 & 0\\ s_{13} & s_{23} & s_{33} & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{55} & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & s_{66} \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} T_{11}\\ T_{22}\\ T_{33}\\ 2T_{23}\\ 2T_{31}\\ 2T_{12} \end{array}\right\} + \left[\begin{array}{ccc} 0 & 0 & d_{31}\\ 0 & 0 & d_{32}\\ 0 & 0 & d_{33}\\ 0 & d_{24} & 0\\ d_{15} & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} E_1\\ E_2\\ E_3 \end{array}\right\}. \quad (2.40)$$

Le flux électrique D est obtenu par :

$$\left\{\begin{array}{c} D_1 \\ D_2 \\ D_3 \end{array}\right\} = \left[\begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} T_{11} \\ T_{22} \\ T_{33} \\ 2T_{23} \\ 2T_{31} \\ 2T_{12} \end{array}\right\} + \left[\begin{array}{ccc} \epsilon_1^T & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2^T & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3^T \end{array}\right] \left\{\begin{array}{c} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{array}\right\}. \tag{2.41}$$

Lorsqu'un champ électrique E_3 est appliqué selon la troisième direction, le matériau piézoélectrique s'étend selon cette direction (d_{33}) et se contracte dans le plan transverse (d_{31} et d_{32}). Si un champ électrique E_1 ou E_2 est imposé perpendiculairement au champ de polarisation alors le matériau se déforme en cisaillement (d_{15} et d_{24}).

Chacune de ces propriétés est exploitée dans la conception d'actionneurs ou de capteurs piézoélectriques. Les matériaux PZT sont isotropes dans le plan 1-2 ($d_{31} = d_{32}$ et $d_{15} = d_{24}$) alors que les films PVDF sont anisotropes ($d_{31} \neq d_{32}$ et $d_{15} = d_{24} = 0$)

$$[d]_{PVDF} = \left[\begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{array}\right] ; [d]_{PZT} = \left[\begin{array}{cccccc} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{array}\right]. \tag{2.42}$$

2.1.4.2 Les actionneurs et les capteurs piézoélectriques

2.1.4.2.1 Les empilements (stacks)

Les stacks piézoélectriques sont constitués d'un empilement de tranches piézocéramiques séparées par des électrodes connectées en parallèle. Grâce à une alimentation selon la troisième direction (sens de polarisation), la déformation est maximale et peut atteindre 0.1% avec des tensions relativement peu élevées. Ces actionneurs de grands déplacements sont utilisés pour le contrôle de position et de vibration. De plus, ils sont capables de supporter des charges en compression relativement importantes. La figure 2.6 présente un empilement de céramiques piézoélectriques où les flèches noires désignent le sens de polarisation et les flèches rouges le sens du champ électrique.

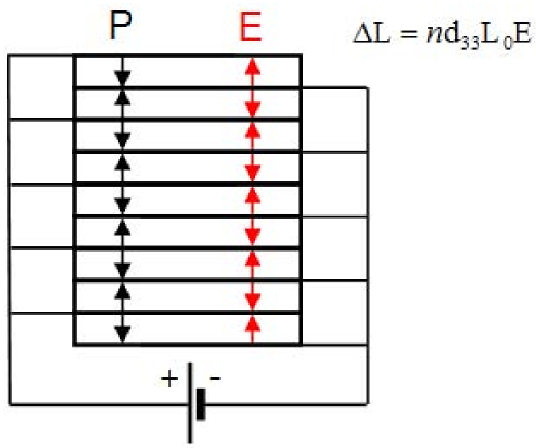


FIGURE 2.6 – Effet piézoélectrique selon la troisième direction

2.1.4.2.2 Les patchs

Un patch piézoélectrique est constitué d'une fine tranche de céramique piézoélectrique recouverte d'électrodes permettant l'application d'un champ électrique uniforme selon la troisième direction. Ce type de transducteurs est souvent lié à la structure par collage ($50\mu m$ à $100\mu m$ d'épaisseur de colle). Les déformations selon les directions 1 et 2 sont utilisées pour déformer la pièce sur laquelle le patch repose. Seuls les effets transverses d_{31} et d_{32} sont utilisés. De par leur relative petite taille et leur facilité d'utilisation, les actionneurs laminaires sont très répandus pour des applications de contrôle actif de structures souples. En revanche, ils sont fragiles et sont peu conformables aux surfaces non planes.

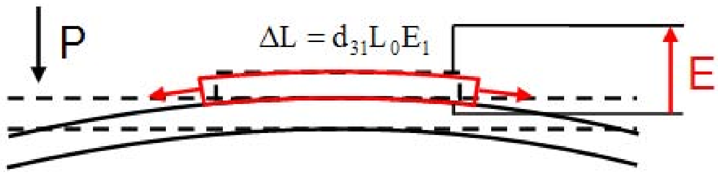


FIGURE 2.7 – Effet piézoélectrique - Actionneur laminaire

2.1.4.2.3 Les fibres MFC

Afin d'améliorer l'efficacité des actionneurs laminaires ainsi qu'augmenter leur possibilité d'intégration dans n'importe quel type de structure, les actionneurs réalisés à partir de fibres piézoélectriques composites (**M**acro **F**iber **C**omposite) se développent [72]. Ils intègrent dans une matrice epoxy les fibres actives (**P**iezoelectric **F**iber **C**omposites) de $150\mu m$ à $300\mu m$ de diamètre réalisées par des techniques d'extrusion. Ces fibres actives sont alimentées par des électrodes disposées dans un enrobage en polyimide englobant ainsi la couche active. L'entrelacement électrodes (**I**nter**D**igitated **E**lectrode) permettent d'alimenter dans la direction de polarisation les courtes sections de piézocéramiques composant la fibre. Grâce à cette disposition, la déformation est maximale (d_{33}) dans un plan parallèle à la structure sur laquelle le patch est positionné. Ces patchs alliant des fibres céramiques et une matrice en polymère relativement souple autorise l'intégration de ces dispositifs actifs dans des milieux hostiles et sur des structures courbes. Les fibres actives peuvent être mêlées à des fibres composites de renfort donnant à l'élément actif des propriétés de haute qualité.

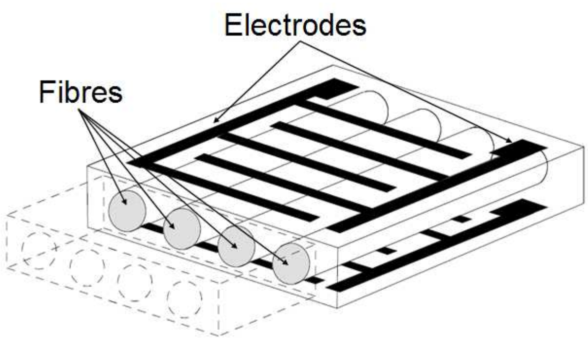


FIGURE 2.8 – Les patchs fibrés

2.1.4.3 Le couplage électromécanique

Le coefficient de couplage électromécanique quantifie la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique par l'intermédiaire du transducteur piézoélectrique et inversement.

$$k^2 = \frac{\text{Energie transformée}}{\text{Energie apportée}}. \tag{2.43}$$

Le coefficient de couplage du matériau est donné par :

$$k_{ij} = d_{ij}\sqrt{s_{jj}^E \epsilon_i^T}, \tag{2.44}$$

où i est la direction du champ électrique et j la direction de la force mécanique. De bons coefficients de couplage ne garantissent pas nécessairement l'observabilité et la contrôlabilité de la smart structure.

2.1.4.3.1 Les modèles éléments finis des smart structures

L'élaboration d'un modèle éléments finis d'une structure intelligente à partir du principe de Hamilton est détaillée dans [73]. Dans le cas des structures peu amorties, l'amortissement peut ne pas être pris en compte dans la modélisation. Les équations (2.45) et (2.46) lient les variables électriques aux déplacements

$$M\ddot{w} + Kw + K_P V = F, \tag{2.45}$$
$$K_P^t w + C_P V = Q, \tag{2.46}$$

avec w les déplacements, M et K respectivement les matrices de masse et de raideur de la structure. K_P est la matrice de couplage piézoélectrique ; F le vecteur des forces extérieures ; C_P la matrice de capacité ; V le vecteur du potentiel électrique et Q les charges électriques. Les conditions limites électriques des actionneurs piézoélectriques peuvent varier selon le type de conditionnement choisi. Les conditions électriques peuvent être les suivantes :

- Le patch est court-circuité. Le potentiel électrique est donc nul $V = 0$ et $Q = Q^{cc}$
- Le patch est électriquement non contraint (circuit ouvert) $V = V^{co} \neq 0$ et $Q = 0$
- Un potentiel électrique est imposé aux bornes du patch $V = V^V$ et $Q = Q^V$

En prenant en considération ces différentes conditions limites, l'équation (2.45) peut être réécrite :

$$M\ddot{w} + Kw + K_{Pco} V^{co} = F, \tag{2.47}$$
$$M\ddot{w} + Kw + K_{PV} V^V = F, \tag{2.48}$$

où K_{Pco} et K_{PV} sont respectivement les matrices de couplage piézoélectrique lorsque le patch est en circuit ouvert (V^{co}) et à potentiel contraint V^V. L'équation (2.46) permet d'exprimer la tension électrique lorsque le patch est en champ électrique libre (2.49) ou contraint (2.50) ainsi que les charges électriques Q_{cc} lorsque le patch est court-circuité (2.51).

$$V^{co} = -C_P^{-1} K_{Pco}^t w, \tag{2.49}$$
$$V^V = C_P^{-1}\left(Q^V - K_{PV}^t w\right), \tag{2.50}$$
$$Q^{cc} = K_{Pcc}^t w, \tag{2.51}$$

avec K_{Pcc} la matrice de couplage piézoélectrique lorsque le patch est court-circuité. Lorsqu'il est en circuit ouvert, l'équation (2.47) devient :

$$M\ddot{w} + \left(K - K_{Pco} C_P^{-1} K_{Pco}^t\right) w = 0, \tag{2.52}$$

où le terme de raideur $K_{Pco}C_P^{-1}K_{Pco}^t$ est la "raideur électrique" introduite par le patch lorsqu'il est électriquement non contraint.

Le contrôle modal repose sur un modèle de la structure dans lequel les variables de mouvement (déplacement, vitesse et accélération), les forces de actionneurs et les charges électriques créées par les capteurs doivent être décomposées dans une base modale. En utilisant le changement de variable (2.187) et en prémultipliant par ϕ^t, les équations (2.47) et (2.48) peuvent s'écrire sous la forme modale.

$$\phi^t M\phi\ddot{q} + \phi^t \left(K - K_{Pco}C_P^{-1}K_{Pco}^t V^{co}\right)\phi q = \phi^t F, \tag{2.53}$$
$$\phi^t M\phi\ddot{q} + \phi^t \left(K + K_{PV}V^V\right)\phi q = \phi^t F, \tag{2.54}$$

avec les vecteurs propres ϕ normés par rapport à la matrice de masse. Les vecteurs de couplage électromécanique modaux Γ pour les différentes conditions électriques limites sont définis par :

$$\Gamma_V = \phi^t K_{PV}, \tag{2.55}$$
$$\Gamma_{cc} = \phi^t K_{Pcc}, \tag{2.56}$$
$$\Gamma_{co} = -\phi^t K_{Pco}. \tag{2.57}$$

Les équations (2.49), (2.50) et (2.51) peuvent être réécrites dans la base modale :

$$\Gamma_{co}^t q + C_P V^{co} = 0, \tag{2.58}$$
$$\Gamma_V^t q + C_P V^V = Q^V, \tag{2.59}$$
$$\Gamma_{cc}^t q = Q^{cc}. \tag{2.60}$$

Dans le cas de céramiques piézoélectriques à effet transverse (cas des patchs) et de faibles coefficients de couplage, les vecteurs propres de la structure instrumentée n'évoluent pas lorsque les patchs piézoélectriques sont non électriquement contraints et court-circuités. De même, les coefficients de couplage sont considérés identiques dans ces deux configurations.

$$\phi_{co} = \phi_{cc} = \phi, \tag{2.61}$$
$$\Gamma_{co} = \Gamma_{cc} = \Gamma. \tag{2.62}$$

Le système d'equation qui régit le comportement de la smart structure s'exprime dans la base modale sous la forme suivante :

$$\ddot{q} + K_m q - \Gamma V = 0, \tag{2.63}$$
$$\Gamma^t q + C_P V = Q, \tag{2.64}$$

avec la matrice de raideur modale définie par $K_m = \phi^t K\phi$.

2.1.4.3.2 Vecteur de couplage électromécanique modal

Selon la nature des conditions électriques aux bornes du patch piézoélectrique, la raideur globale de la structure se modifie, entraînant ainsi une légère modification de ses fréquences propres. Les variations des vecteurs propres sont trop faibles pour être considérées (2.61). Le vecteur de couplage électromécanique modal, qui définit le transfert de l'énergie électrique en énergie mécanique modale, est déterminé à partir des impédances électriques de la structure instrumentée de patchs piézoélectriques. Cette mesure de l'impédance électrique définit la raideur électrique du système actif donc son efficacité modale.

Lorsque la structure est court-circuitée, les conditions électriques sont les suivantes $V = 0$ et $Q \neq 0$ et permettent de simplifier (2.63) et (2.64) par :

$$\begin{aligned} \ddot{q} + K_m q &= 0, & (2.65) \\ \Gamma^t q &= Q. & (2.66) \end{aligned}$$

De même, lorsque le patch n'est pas électriquement contraint (en circuit ouvert) $Q = 0$ et $V \neq 0$:

$$\begin{aligned} \ddot{q} + K_m q - \Gamma V &= 0, & (2.67) \\ \Gamma^t q + C_P V &= 0. & (2.68) \end{aligned}$$

La matrice de raideur modale de la "smart structure" en court-circuit est donnée par :

$$K_{cc} = K_m = diag(\omega_{cc}^2). \tag{2.69}$$

Lorsque le patch est non électriquement contraint, la tension est donnée par (2.68) :

$$V = -C_P^{-1} \Gamma^t q. \tag{2.70}$$

L'équation modale (2.67) devient :

$$\ddot{q} + \left(K_{cc} + \Gamma C_P^{-1} \Gamma^t\right) q = 0. \tag{2.71}$$

La raideur totale de la structure est obtenue par sommation de la raideur structural (structure instrumentée libre) et de la raideur électrique :

$$K_{co} = K_{cc} + \Gamma C_P^{-1} \Gamma^t = diag({\omega_{co}}^2). \tag{2.72}$$

Il en découle :

$$\Gamma \Gamma^t = C_P \left(K_{co} - K_{cc}\right). \tag{2.73}$$

Enfin, les termes de la matrice de couplage électromécanique modal sont obtenus à partir de la différence de fréquence de la structure lorsque le patch est court-circuité ou libre :

$$\gamma^i = \sqrt{C_P \left({\omega_{co}^i}^2 - {\omega_{cc}^i}^2\right)}. \tag{2.74}$$

De manière générale le coefficient de couplage modal K_i est donné par :

$$K_i^2 = \frac{{\omega_{co}^i}^2 - {\omega_{cc}^i}^2}{{\omega_{co}^i}^2}. \tag{2.75}$$

Les termes du vecteur de couplage électromécanique modal et le coefficient de couplage électromécanique modal sont liés par la relation suivante [74] :

$$\Gamma_i = \sqrt{\frac{K_i^2 C_P {\omega_{cc}^i}^2}{1 - K_i^2}}. \tag{2.76}$$

2.1.4.3.3 Actionneur piloté en tension

Lorsque l'actionneur est piloté en tension, le potentiel électrique est imposé et devient une contrainte électrique. Par conséquent, l'équation du mouvement (2.63) du système libre s'écrit alors :

$$\ddot{q} + K_m q = 0. \tag{2.77}$$

Les valeurs propres du système ne dépendent pas du couplage électromécanique induit par le patch. L'utilisation d'une commande en tension est fortement déconseillée pour les tâches nécessitant une précision importante. L'effet d'hystérésis dans le cas d'une commande en tension est présenté dans la figure 2.9 [75] pour un patch fibré. La déformation est tracée en fonction de l'amplitude de la tension de commande. Le signal est sinusoïdal de 0.1Hz de fréquence. L'effet d'hystérésis tend à augmenter avec la fréquence [76]. L'hystérésis des matériaux piézoélectriques peut être réduit lorsque les actionneurs sont contrôlés en charge ou en courant [77]. L'hystéresis peut également être pris en charge par un contrôleur non linéaire.

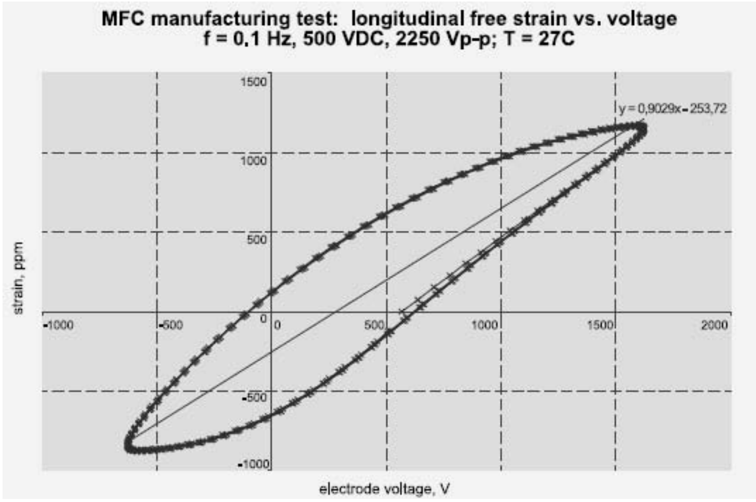


FIGURE 2.9 – Non linéarité des patchs MFC [75]

2.1.4.3.4 Actionneur piloté en charge

Lorsque l'actionneur est piloté en charge, Q est contrôlée et le potentiel électrique s'écrit :

$$V = -C_P^{-1}\left(\Gamma^t q - Q\right). \tag{2.78}$$

En réintroduisant

$$\ddot{q} + \left(K + \Gamma C_P^{-1}\Gamma^t\right) q = -\Gamma C_P^{-1} Q. \tag{2.79}$$

Ici, la charge n'est pas un degré de liberté mais une contrainte. La dynamique de la structure libre est donnée par :

$$\ddot{q} + \left(K + \Gamma C_P^{-1}\Gamma^t\right) q = 0. \tag{2.80}$$

Dans cette configuration, les variations des fréquences propres dépendent de la raideur électrique du patch.

2.1.4.3.5 L'impédance électrique de la "Smart structure"

Selon le type de conditionnement utilisé pour commander l'actionneur, les fréquences propres de la structure instrumentée varient selon l'importance de la raideur électrique. L'impédance électrique définie comme étant le rapport entre la tension et l'intensité électrique (V/I) peut être utilisée pour déterminer le coefficient de couplage électromécanique modal. Cette grandeur électrique présente deux points singuliers. Les pôles de la structure, obtenus lorsque le patch est court-circuité et en circuit ouvert, sont respectivement les pôles et les zéros de l'impédance électrique. La fonction de transfert entre un déplacement et la variable de commande (tension ou courant) peut être tracée pour déterminer l'impédance donc la raideur électrique du patch. Des impédancemètres permettent d'obtenir des valeurs très précises des coefficients de couplage modaux.

La détermination des coefficients de couplage électromécaniques est difficile à réaliser lorsque l'on ne dispose pas d'inpédancemètre et que les couplages sont faibles en particulier pour les films PVDF. Des méthodes alternatives comme celle développée en section 2.4.2 peuvent être utilisées pour déterminer les paramètres modaux du modèle du régulateur relatifs aux actionneurs et aux capteurs.

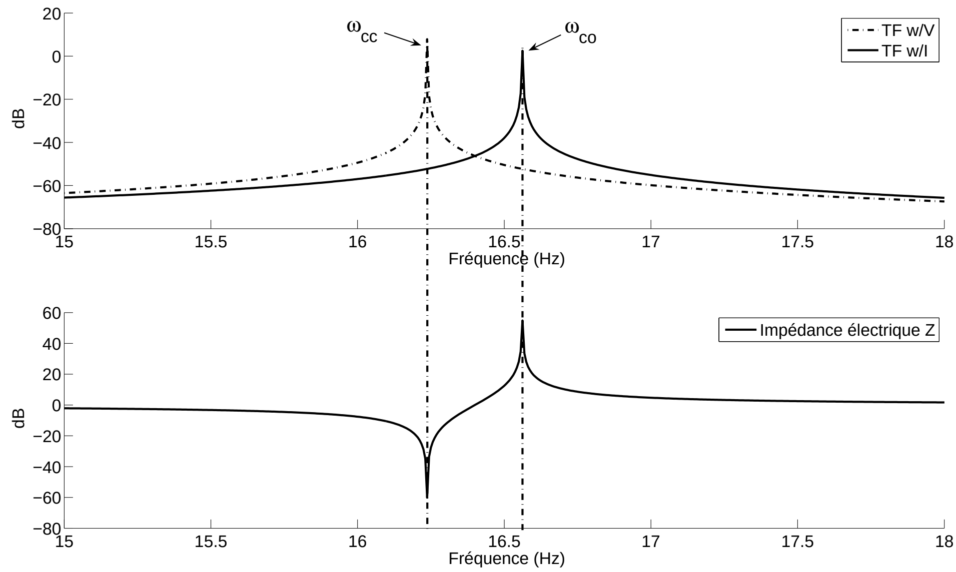


FIGURE 2.10 – Impédance électrique

2.1.4.4 Modèle de patchs piézoélectriques

Lors des simulations sur le modèle analytique d'une double paroi équipée d'actionneurs piézoélectriques présentées en section 3.2.1, il est nécessaire de connaître la force généralisée exercée par l'actionneur. Lorsque un patch piézoélectrique est rectangulaire et qu'il est positionnée sur un plaque appuyée-appuyée, le vecteur d'activation peut être calculé selon [78] par :

$$B^a_{mn} = 4C_0\epsilon_{pe}\left(-\frac{\alpha_x^2+\alpha_y^2}{\alpha_x\alpha_y}\right)\left(cos\left(\alpha_x x_1\right)-cos\left(\alpha_x x_2\right)\right)\left(cos\left(\alpha_y y_1\right)-cos\left(\alpha_y y_2\right)\right), \quad (2.81)$$

où x_1, x_2 et y_1, y_2 sont respectivement les abscisses et les ordonnées aux extrémités du patch. Les variables introduites dans (2.81) sont définies par :

$$\alpha_x = \frac{m\pi}{L_x}, \quad (2.82)$$

$$\alpha_y = \frac{n\pi}{L_y}, \quad (2.83)$$

$$\epsilon_{pe} = \frac{d_{31}u}{t_a}, \quad (2.84)$$

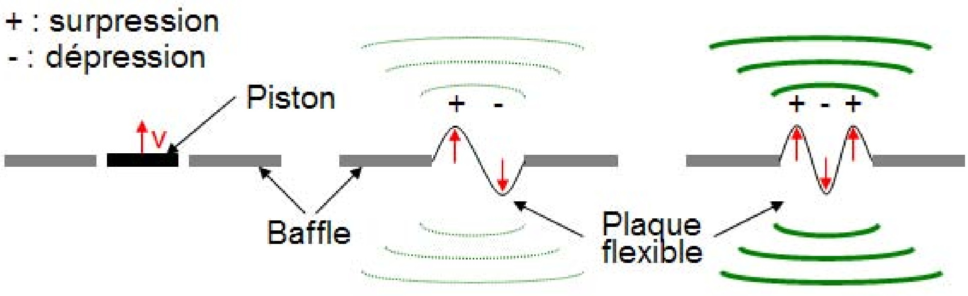
$$C_0 = -E\frac{1+\upsilon_a}{1-\upsilon}\frac{P}{1+\upsilon-(1+\upsilon_a)P}\frac{2}{3}\left(\frac{h}{2}\right)^2, \quad (2.85)$$

$$P = -\frac{E_a}{E}\frac{1-\upsilon^2}{1-\upsilon_a^2}\frac{3t_a(h/2)(h+t_a)}{2\left[(h/2)^3+t_a^3\right]+3(h/2)t_a^2}, \quad (2.86)$$

avec u la tension de commande, d_{31} la constante de charge, C_0 la capacité, υ, υ_a respectivement les coefficients de poisson de la plaque et de l'actionneur. t_a est l'épaisseur du patch, E et E_a les modules de Young de la plaque et de l'actionneur.

2.2 Modèles vibroacoustiques

Lorsqu'une structure vibrante est immergée dans un fluide, son champ de pressions est modifié. Le rayonnement des structures peut considérablement varier en fonction des géométries et des matériaux utilisés. Il est donc difficile de déterminer avec exactitude le rayonnement acoustique. Néanmoins dans de nombreux cas, la puissance acoustique totale rayonnée peut être estimée. Le mécanisme de génération du son par une surface en vibration est commun à toutes les structures même si les facteurs de rayonnement varient beaucoup d'une source à l'autre. Pour qu'une structure vibrante rayonne fortement, il ne faut pas que les modifications de la densité du fluide se limitent au champ proche. Dans certains cas, les champs de pressions se compensent et empêchent la propagation des ondes acoustiques. La figure 2.11 illustre le phénomène de rayonnement rencontré lorsque les structures sont finies (piston & plaque).



(a) (b) (c)

FIGURE 2.11 – (a) : piston rigide - (b) : plaque flexible mode pair - (c) : plaque flexible mode impair

Cette section présente le rayonnement acoustique des plaques et la transparence acoustique des simples et double parois ainsi que les outils de modélisation acoustique utilisés au cours de cette thèse. La sous-section 2.2.1 est dédiée au calcul du rayonnement acoustique des structures planes. Puis, les phénomènes de coïncidence sont abordés en sous-section 2.2.2. Enfin, la transparence acoustique des plaques simples et des double parois est résumée en sous-section 2.2.3.

2.2.1 Rayonnement acoustique

Le calcul du rayonnement acoustique permet notamment de définir des modèles vibroacoustiques utilisés lors de la mise en place d'un contrôleur vibroacoustique [48; 49].

2.2.1.1 Calcul en champ lointain

2.2.1.1.1 L'intégrale de Rayleigh

Considérons une source acoustique sphérique de diamètre d petite devant la longueur d'onde ($\lambda = c/f$), c'est à dire $kd << 1$ avec k le nombre d'onde défini par $k = 2\pi/\lambda = \omega/c$ avec c la célérité, ω la pulsation et f la fréquence. Si la source est localisée dans une sphère de rayon r à la pulsation ω et à la vitesse volumique $\tilde{Q}$ alors la pression en un point cette sphère est donnée par :

$$p(r,t) = j\omega\rho_0 \frac{\tilde{Q}}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)}, \tag{2.87}$$

avec ρ_0 la densité de l'air, t le temps, j l'unité imaginaire et r la distance entre la source et le point d'observation. La source rayonne de part et d'autre d'un plan infini. Si l'on se place d'un coté de ce plan, la vitesse volumique apparaît comme deux fois moins importante qu'en réalité. La vitesse volumique $\tilde{Q}$ et la vitesse normale $\tilde{v_n}$ à un élément de surface δS sont liées par la relation :

$$\tilde{Q} = 2\tilde{v_n}\delta S. \tag{2.88}$$

En remplaçant (2.88) dans (2.87), la pression acoustique rayonnée à la surface d'une demi sphère de rayon r est donnée par :

$$p(r,t) = j\omega\rho_0 \frac{2\tilde{v_n}\delta S}{4\pi r} e^{j(\omega t - kr)}, \tag{2.89}$$

Puis, si l'on considère un ensemble des sources élémentaires réparties sur une surface plane, en intégrant l'équation (2.89), on obtient l'intégrale de Rayleigh [79] :

$$p(r,t) = \frac{j\omega\rho_0}{2\pi} e^{j\omega t} \int_S \frac{\tilde{v_n}(r_S)e^{j\omega kr}}{R} dS, \tag{2.90}$$

où r est la position du point d'observation, r_S la position du point de la source élémentaire et R la distance entre ces deux points (figure 2.12).

La densité de flux acoustique qui accompagne la propagation d'une onde sonore est appelée intensité acoustique notée I. Pour un fluide au repos, l'intensité acoustique est définie par le produit de la pression $p(t)$ et de la vitesse particulaire $v(t)$:

$$I(t) = p(t).v(t). \tag{2.91}$$

La puissance acoustique W_r se calcule en intégrant l'intensité acoustique une surface sphérique :

$$W_r = \int_S I.dS. \tag{2.92}$$

2.2.1.1.2 Cas d'une plaque finie rectangulaire

Les vitesses v normales à la plaque peuvent être décomposées dans une base orthogonale. Si le mouvement est harmonique de pulsation ω et les vitesses v normales sont données par :

$$v(x,y,\omega) = \sum_{n=1}^{N}\sum_{m=1}^{M} \dot{Q}_{mn}(\omega)\phi_{mn}(x,y), \tag{2.93}$$

où $\dot{Q}_{mn}(\omega)$ et ϕ_{mn} sont respectivement la transformée de Fourier de la vitesse modale et la défomée propre du mode m et n. Le calcul de la puissance acoustique rayonnée par une plaque rectangulaire simplement appuyée a été étudiée par Wallace [27]. En introduisant (2.93) dans (2.90), la pression acoustique généralisée P_{mn} en champ lointain devient :

$$P_{mn}(r,\theta,\phi,\omega) = \dot{Q}_{mn}(\omega)\frac{e^{-jkr}}{r} \underbrace{\frac{jk\rho_0 c}{2\pi}\frac{L_xL_y}{mn\pi^2} \times \left[\frac{(-1)^m e^{-j\alpha}-1}{\frac{\alpha}{(m\pi)^2}-1}\right]\left[\frac{(-1)^n e^{-j\beta}-1}{\frac{\beta}{(n\pi)^2}-1}\right]}_{H_{mn}(\omega)}, \tag{2.94}$$

avec L_x et L_y respectivement la longueur et la largeur de la plaque et α et β définis par :

$$\alpha = kL_x sin(\theta)cos(\phi), \tag{2.95}$$
$$\beta = kL_y sin(\theta)sin(\phi), \tag{2.96}$$

et θ et ϕ définis dans la figure 2.12.

L'intensité acoustique I rayonnée est donnée par :

$$I(r,\theta,\phi,\omega) = \frac{|P(r,\theta,\phi,\omega)|^2}{2\rho c}, \tag{2.97}$$

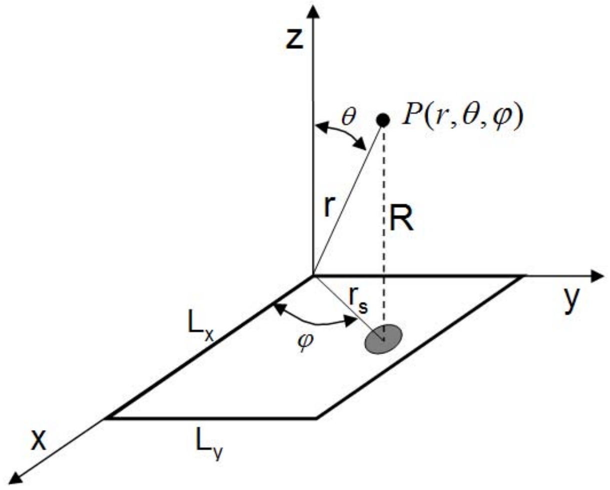


FIGURE 2.12 – Plaque simplement appuyée et paramètres d'intégration

avec

$$P(r,\theta,\phi,\omega)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}P_{mn}(r,\theta,\phi,\omega)=\dot{Q}_{mn}(\omega)\frac{-e^{jkr}}{r}\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}H_{mn}(\omega). \tag{2.98}$$

La puissance acoustique moyenne rayonnée par la plaque est donnée par :

$$W_r\left(\omega\right)=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}I(r,\theta,\phi,\omega)r^2 sin\left(\theta\right)d\theta d\phi, \tag{2.99}$$

ou sous forme matricielle,

$$W_r(\omega)=\dot{Q}^H(\omega)M(\omega)\dot{Q}(\omega), \tag{2.100}$$

avec l'exposant ^{H} le hermitien et $M(\omega)$ la matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux définie par :

$$M(\omega)=\int_0^{2\pi}\int_0^{\pi}\frac{1}{2\rho_0 c}H^H(\omega)H(\omega)sin(\theta)d\theta d\phi, \tag{2.101}$$

où H est définie par (2.94). Les facteurs de rayonnement modaux sont obtenus à partir de la matrice M par la relation suivante :

$$\sigma_{mn}(\omega)=\frac{M_{mn}(\omega)}{\rho_0 c L_x L_y}. \tag{2.102}$$

Les facteurs de rayonnement modaux ont été calculés par [27] et sont donnés dans l'annexe D.

2.2.1.2 Calcul en champ proche

La puissance acoustique rayonnée par une structure plane peut être calculée à partir d'une méthode en champ proche présentée dans [24]. Le rayonnement de la plaque est obtenu à partir d'un ensemble de n sources élémentaires oscillant de manière harmonique. A la pulsation ω, la puissance acoustique W_{ri} rayonnée par le piston élémentaire i dont ces dimensions sont petites devant la longueur d'onde ($\lambda = \omega/c$) est donnée par la relation suivante.

$$W_{ri} = \frac{S_i}{2}\Re\{v_i^* p_i\}, \tag{2.103}$$

avec S_i la surface du piston élémentaire, * le conjugué, v_i et p_i respectivement la vitesse normale et la pression complexe de l'élément i. La puissance totale rayonnée par la plaque est obtenue par sommation des puissances élémentaires. Elle est calculée par :

$$W_r = \frac{S_i}{2}\Re\{v^H p\}, \tag{2.104}$$

où v et p sont les vecteurs de vitesses et de pressions de l'ensemble des pistons élémentaires. La matrice d'impédance acoustique Z lie les pressions et les vitesses entre chaque pistons élémentaires par la relation suivante :

$$p = Zv. \tag{2.105}$$

Puis en introduisant (2.105) dans (2.104), la puissance acoustique totale s'exprime à partir des vitesses des éléments rayonnants et de l'impédance acoustique. Cette puissance vaut :

$$W_r = \frac{S_i}{2}\Re\{v^H Zv\} = \frac{S_i}{4}v^H(Z + Z^H)v = v^H Rv, \tag{2.106}$$

avec

$$R = \frac{S_i}{2}\Re\{Z_{ij}\}. \tag{2.107}$$

La matrice des résistances de rayonnement des éléments rayonnants R est une matrice réelle symétrique et définie positive. Elle vaut [80] :

$$R_{ij}(\omega) = \frac{\omega^2 \rho_0 S^2}{4\pi c}\frac{\sin kr_{ij}}{kr_{ij}}, \tag{2.108}$$

avec r_{ij} la distance entre les pistons i et j. La résistance de rayonnement dépend des propriétés du milieu acoustique, de la fréquence et des dimensions de la plaque.

Le vecteur v des vitesses normales à la plaque peut s'exprimer dans la base modale après le changement de variable suivant :

$$v = \phi\dot{q}, \tag{2.109}$$

où ϕ et $\dot{q}$ sont respectivement la matrice des vecteurs propres et les vitesses modales de la structure. En remplaçant (2.109) dans (2.106), la puissance acoustique peut s'exprimer à partir des vitesses modales de la façon suivante :

$$\begin{aligned} W(\omega) &= v^H(\omega)R(\omega)v(\omega) = \dot{q}^H(\omega)\phi^H R(\omega)\phi\dot{q}(\omega) = \dot{q}^H(\omega)M(\omega)\dot{q}(\omega), && (2.110)\\ M(\omega) &= \phi^H R(\omega)\phi, && (2.111) \end{aligned}$$

où M est la matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux. Elle définit les facteurs de rayonnement de chaque mode ainsi que leurs interactions. Les termes diagonaux sont les facteurs de rayonnements propres ("self radiation") et les termes extra diagonaux définissent les interactions acoustiques entre chaque mode ("mutual radiation"). Les facteurs de rayonnement varient avec la fréquence et dépendent des déformées propres des modes de structure. Pour une plaque simple, appuyée ou encastrée, les modes de structure peuvent être classés en trois familles, les modes impair-impair, impair-pair et pair-pair. Les modes les plus rayonnants sont les modes impair-impair pour lesquels les champs de pressions localement créés en bordures de plaque ne sont pas compensés (figure 2.13). La figure 2.14 présente la matrice de résistance de rayonnement des modes structuraux d'une plaque en duraluminium rectangulaire de dimension $0.6 \times 0.4 \times 0.001 m^3$ en fonction de kl (l la longueur de la plaque). Les traits continus représentent les rayonnements propres de chaque mode. Les points et les croix décrivent les interactions acoustiques.

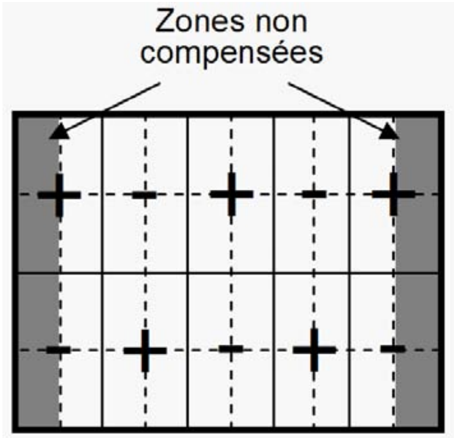


FIGURE 2.13 – Régions sans interférences destructives (en gris)

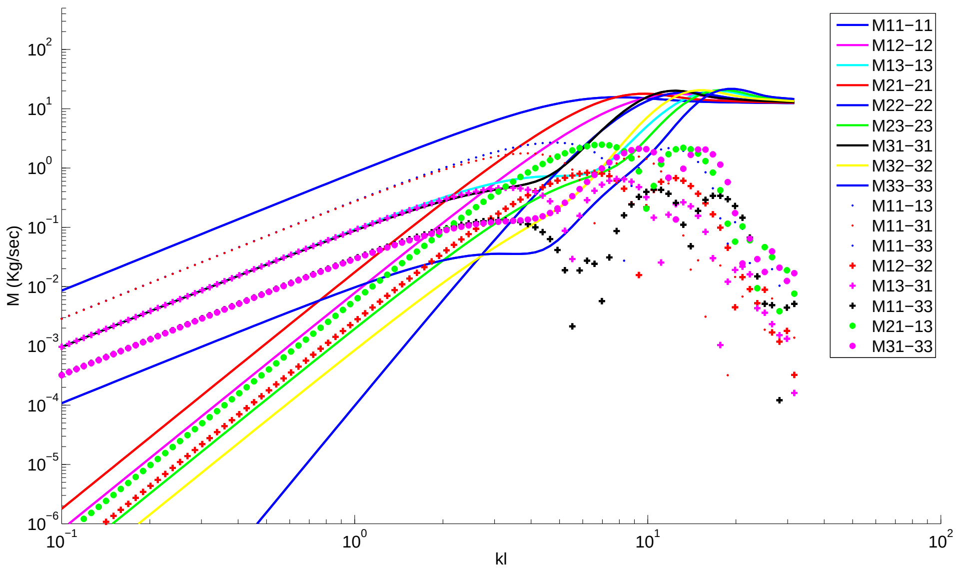


FIGURE 2.14 – Matrice de rayonnement des modes structuraux

2.2.1.3 Les modes radiatifs

2.2.1.3.1 Calcul à partir de R

Les modes radiatifs sont obtenus en décomposant la matrice de résistance de rayonnement R dans une base orthogonale. R est une matrice symétrique définie positive qui peut être décomposée en valeurs propres et vecteurs propres [24; 37; 81] :

$$R = Q^t \Lambda Q, \tag{2.112}$$

où $Q(s)$ est la matrice unitaire de vecteurs propres ϕ_{Qi} et Λ la matrice diagonale des valeurs propres λ_{Qi}. Les vecteurs propres ϕ_{Qi} de Q et leurs facteurs de rayonnement associés λ_{Qi} varient avec la fréquence. La puissance acoustique s'écrit alors :

$$W(\omega) = v^H Q^t(\omega)\Lambda(\omega)Q(\omega)v(\omega). \tag{2.113}$$

En posant

$$y(\omega) = Q(\omega)v(\omega), \tag{2.114}$$

la puissance rayonnée par la plaque simple est donnée par :

$$W(\omega) = y^H(\omega)R(\omega)y = \sum_{i=1}^{n} \lambda_{Qi}(\omega)|y_i(\omega)|^2. \tag{2.115}$$

A titre d'exemple, les 6 premiers modes radiatifs d'une plaque rectangulaire en duralumi-nium de $0.6 \times 0.4 \times 0.001 m^3$ sont présentés en figure 2.15 pour une fréquence telle que $kl = 1$ soit environ 100Hz. Pour ces simulations, la plaque est discrétisée en 600 éléments rayonnants carrés de 2 cm de coté. Les valeurs propres λ_{Qi} des 10 premiers modes radia-

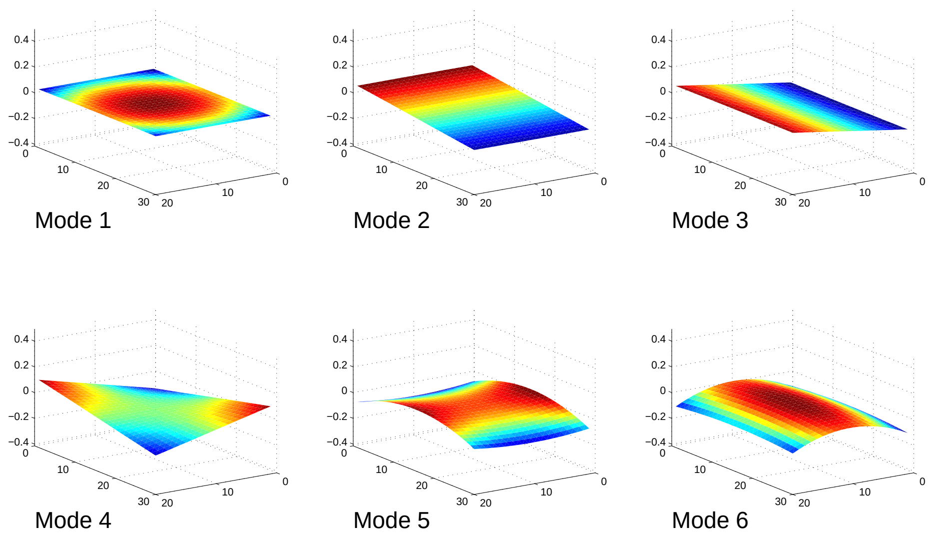
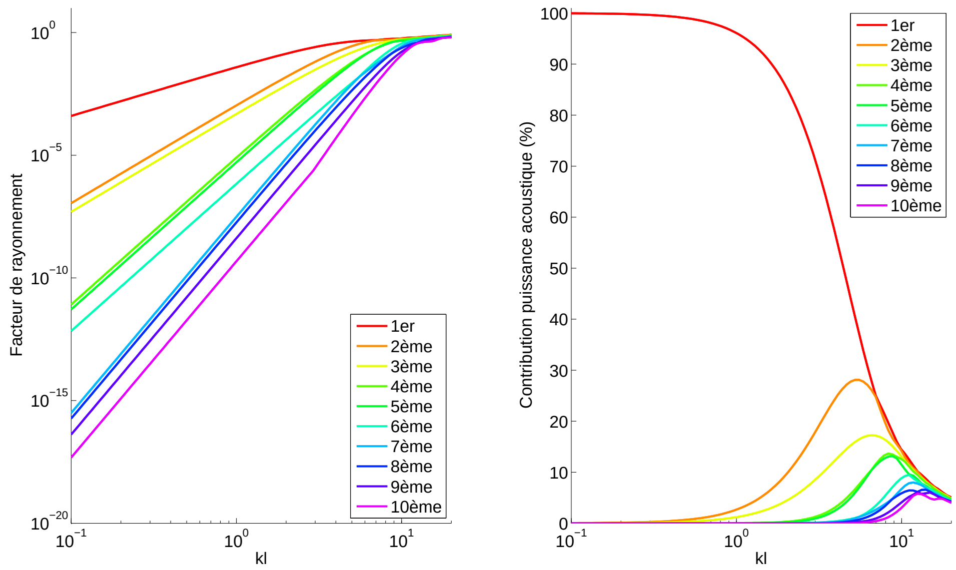


FIGURE 2.15 – Modes radiatifs pour kl=1 (ici ≈100Hz)

tifs sont reportés dans la figure 2.16(a). A basses fréquences, la contribution du premier mode radiatif dans la puissance acoustique rayonnée est très importante. La figure 2.16(b) présente la contribution de chaque mode dans le rayonnement. Le mode ϕ_{Q1} dont la forme varie avec la fréquence est particulièrement important dans le mécanisme de rayonnement. La figure 2.17 présente l'évolution de la déformée du premier mode radiatif en fonction de la fréquence. En basses fréquences, ce premier mode est un mode de piston. Si on le



(a) (b)

FIGURE 2.16 – Facteurs de rayonnement des modes radiatifs (a) - Contribution modale (b)

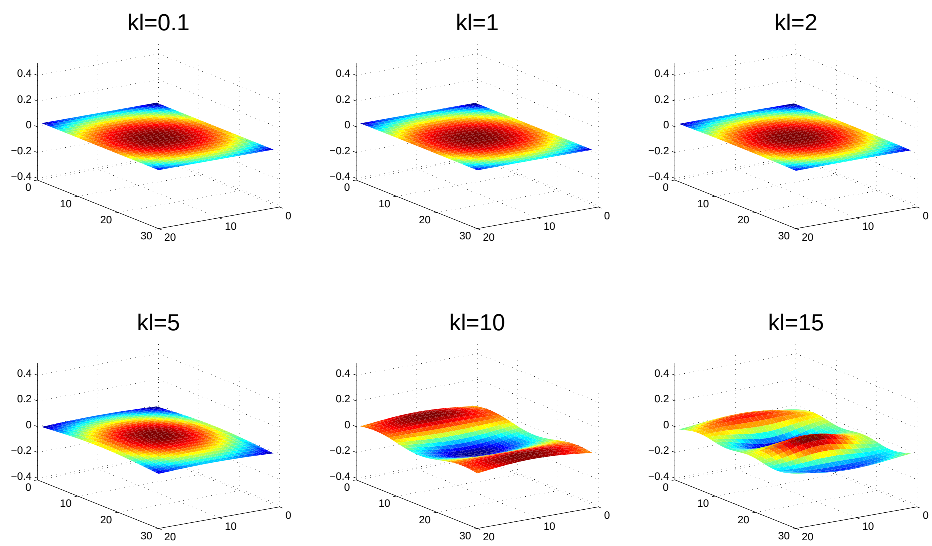


FIGURE 2.17 – Premier mode radiatif pour différentes valeurs de kl

considère le premier mode radiatif comme un mode de piston pur ($\phi_{Q1}(x, y) = h$) et que la plaque est appuyée-appuyée, alors en projetant les modes de plaque sur ce mode de piston, on constate que seuls les modes impair-impair contribuent au premier mode radiatif. Les contributions des modes de structure $C_{\phi_{mn}}$ dans le premier mode radiatif sont données par :

$$C_{\phi_{mn}} = \int_0^{Lx}\int_0^{Ly} \phi_{Q1}(x,y).\phi_{mn}(x,y)dxdy, \tag{2.116}$$

$$C_{\phi_{mn}} = \frac{hL_xL_y}{mn\pi^2}\left(cos\left(n\pi\right)-1\right)\left(cos\left(m\pi\right)-1\right). \tag{2.117}$$

Lorsque $kl < 2$, le premier mode radiatif contribue à 85% du rayonnement et sa déformée propre est proche de celle d'un piston. Donc, la puissance acoustique peut être approchée par :

$$W(\omega) \approx \int_0^{Lx}\int_0^{Ly} \lambda_1(\omega)\phi_{Q1}(x,y,\omega)v(x,y,\omega)dxdy \text{ avec } kl < 2 \text{ et } \phi_{Q1}(x,y,\omega) = h. \tag{2.118}$$

Or, la vitesse volumétrique V est définie par :

$$V(\omega) = \int_0^{Lx}\int_0^{Ly} v(x,y,\omega)dxdy, \tag{2.119}$$

Par conséquent, la puissance acoustique peut être mesurée en basses fréquences à partir du facteur de rayonnement du premier mode radiatif et de la vitesse volumétrique de la plaque. Ainsi, la réduction de cette vitesse volumétrique entraîne une diminution de la puissance acoustique rayonnée. Pour cette raison, la détermination et la réduction de la vitesse volumétrique sont des thèmes fréquemment abordés dans les applications de contrôle vibroacoustique sans modèle. Il faut toutefois noter que la corrélation entre la vitesse volumétrique et la puissance acoustique dépend des dimensions des structures rayonnantes et du milieu dans lequel elles rayonnent.

2.2.1.3.2 Calcul à partir de M

La matrice des résistances de rayonnement de modes structuraux est aussi symétrique définie positive, donc peut se décomposer en valeurs propres et vecteurs propres :

$$M(\omega) = P^t(\omega)\Omega(\omega)P(\omega), \tag{2.120}$$

où P et Ω sont respectivement les vecteurs propres et les valeurs propres de M. La puissance acoustique est égale à :

$$W_r = b^H(\omega)\Omega\left(\omega\right)b\left(\omega\right). \tag{2.121}$$

avec b les modes radiatifs dits "transformés". Ils définissent la contribution des modes de structure dans la base des modes radiatifs. Les valeurs propres correspondent aux facteurs de rayonnement de chacun de ces modes. Les égalités suivantes sont vérifiées :

$$P\left(\omega\right) = Q\left(\omega\right)\phi, \tag{2.122}$$

$$\Omega\left(\omega\right) = \Lambda\left(\omega\right). \tag{2.123}$$

2.2.1.4 Construction des filtres radiatifs

Les filtres radiatifs sont utilisés pour calculer la puissance acoustique à partir des vitesses modales et de la matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux. Ils servent également à définir un modèle vibroacoustique dans lequel le modèle de rayonnement est associé au modèle de la structure Pour celà, la matrice des résistances de rayonnement $M(\omega)$ peut être factorisée par la matrice des filtres radiatifs $G(\omega)$ tel que :

$$M(\omega) = G^t(-\omega)G(\omega), \tag{2.124}$$

où ^{t} indique la transposée. Comme la matrice $M(\omega)$ est réelle symétrique et définie positive, la factorisation de Cholesky est envisageable. Les filtres $G(\omega)$ peuvent être approchés par des fractions polynomiales dans le domaine de Laplace (FPL).

$$M(s) \quad = \quad G^t(-s)G(s). \tag{2.125}$$

Il faut veiller à ce que ces filtres soient causaux et stables si l'on souhaite les intégrer dans un contrôleur. Leurs réponses impulsionnelles doivent donc vérifier $G(t) = 0$ pour $t < 0$ et lorsqu'on lui applique une entrée bornée, la sortie l'est aussi. Par conséquent, les pôles doivent être réels négatifs. Les filtres radiatifs peuvent s'exprimer sous forme d'un système d'état :

$$\dot{r} \quad = \quad A_G r + B_G \dot{q}, \tag{2.126}$$
$$z \quad = \quad C_G r + D_G \dot{q}, \tag{2.127}$$

avec $\dot{q}$ les vitesses modales, r le vecteur d'état lié au rayonnement modaux, A_G, B_G, C_G et D_G les matrices d'état. z est obtenu après traitement du vecteur des vitesses modales $\dot{q}$ par les filtres radiatifs G. La précision des filtres dépend directement de leurs ordres. Si les rayonnements propres et mutuels sont introduits dans la matrice des filtres radiatifs avec une bonne précision, l'ordre du système d'état des rayonnements modaux est largement supérieur à celui qui décrit la structure.

2.2.1.5 Mise en place de l'estimation de la puissance rayonnée

La puissance acoustique peut être estimé dans le domaine de Laplace par :

$$W_r(s) = \dot{Q}^t(-s)M(s)\dot{Q}(s), \tag{2.128}$$

avec $\dot{Q}$ les vitesses modales dans le domaine de Laplace. Dans le domaine temporel, la puissance acoustique est obtenue par :

$$W_r(t) = z^t(t)z(t), \tag{2.129}$$

avec les vitesses traitées par les filtres radiatifs :

$$z = \mathcal{L}^{-1}\left(G(s)\dot{Q}(s)\right), \tag{2.130}$$

où $\mathcal{L}^{-1}$ est la transformé de Laplace inverse. Les filtres radiatifs sont ensuite introduits dans un état augmenté avec le modèle de la structure (voir section 2.4.1.4).

2.2.2 Définition de la fréquence critique et des fréquences de coïncidence

Cette section introduit les phénomènes de coïncidence nécessaire à la compréhension de la transparence acoustique des plaques simples et des double parois. Lorsqu'une plaque est excitée par un champ de pression, une onde aller (pression incidente) et onde retour (pression réfléchie) sont présentes du même côté de la plaque dans le même demi espace haut sur la figure 2.18. La plaque, mise en mouvement par le champ de pression incidente, rayonne dans le demi espace bas (pression transmise). Des phénomènes de coïncidence apparaissent lorsque les ondes de flexions et les ondes acoustiques projetées sur la plaque sont de mêmes longueurs et de fréquences identiques. Les paragraphes suivants décrivent ces phénomènes avant d'aborder la transparence des structures.

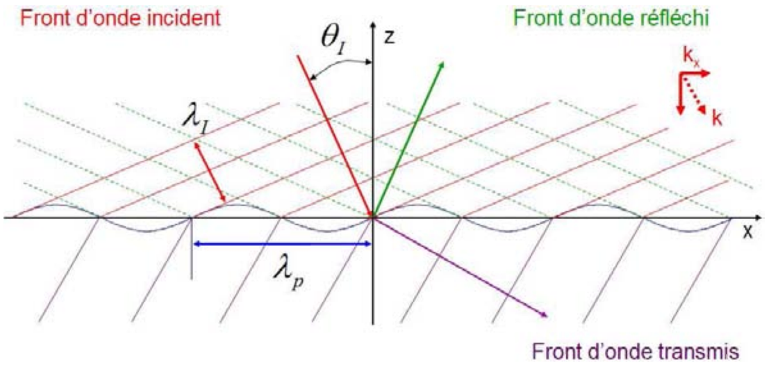


FIGURE 2.18 – Excitation acoustique

2.2.2.1 Cas des parois simples infinies

L'equation du mouvement d'une plaque fine, uniforme, homogène, non amortie et plane est :

$$m_p \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + D \bigtriangledown^4 w \quad = \quad 0, \tag{2.131}$$

avec $\bigtriangledown^4$ le bilaplacien, m_p la masse surfacique, k_p le nombre d'onde de plaque et D la rigidité en flexion définis par :

$$\bigtriangledown^4 \quad = \quad \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}, \tag{2.132}$$

$$D \quad = \quad \frac{Eh^3}{12\,(1-\gamma^2)}, \tag{2.133}$$

$$k_p \quad = \quad \sqrt[4]{\omega^2 \frac{D}{m_p}}, \tag{2.134}$$

$$m_p \quad = \quad \rho_p h, \tag{2.135}$$

où ρ_p et h sont respectivement la masse volumique et l'épaisseur de la plaque, E le module de Young et γ le coefficient de poisson. On parle de coïncidence lorsque le nombre d'onde de flexion k_p dans la paroi et le nombre d'onde acoustique k projeté sur la paroi selon x sont égaux :

$$k_x = ksin\theta = k_p. \tag{2.136}$$

Cette coïncidence spatiale est obtenue à la fréquence dite de coïncidence définie par :

$$f_{\text{coïn}} = \frac{c^2}{2\pi sin^2\theta}\sqrt{\frac{m_p}{D}}. \tag{2.137}$$

La fréquence critique est définie comme étant la plus petite fréquence de coïncidence :

$$f_c = \frac{c^2}{2\pi}\sqrt{\frac{m_p}{D}}. \tag{2.138}$$

La figure 2.19(a) présente l'évolution de l'angle de coïncidence θ_{co} par rapport à la fréquence critique. Le phénomène de coïncidence n'existe pas en dessous de la fréquence critique quelque soit l'angle d'incidence. Dans ce cas, la longueur d'onde acoustique projetée est toujours plus grande que la longueur de flexion. La figure 2.19(b) présente la vitesse d'onde en flexion en fonction de la fréquence. A la fréquence critique, l'onde de flexion et l'onde acoustique ont des vitesses de propagation naturelles égales, ce qui entraîne une perte de l'isolation acoustique.

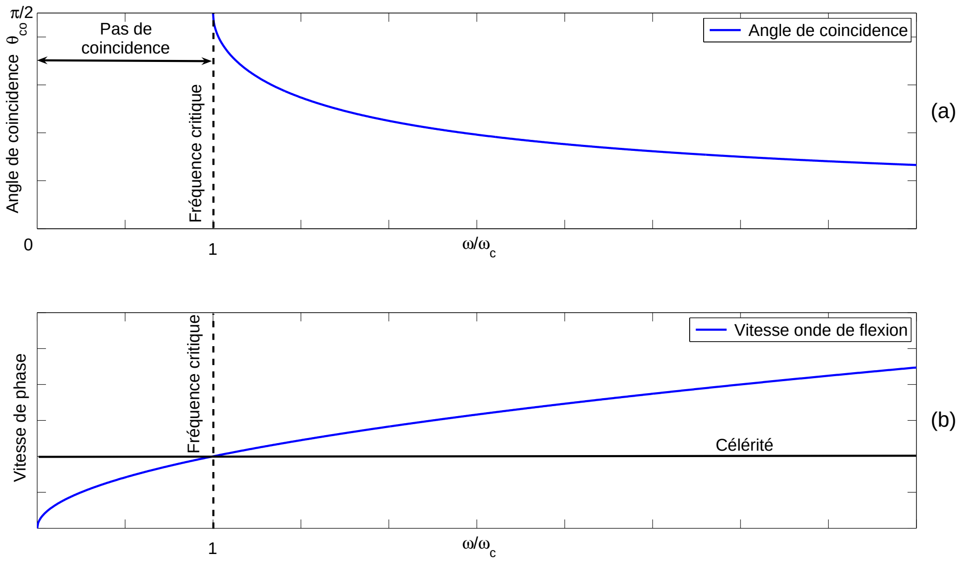


FIGURE 2.19 – Angle de coïncidence et vitesse d'onde de flexion

2.2.2.2 Cas des plaques finies

L'équation de mouvement d'une plaque mince isotrope est définie par :

$$m_p\ddot{w} + C\dot{w} + D \bigtriangledown^4 w = 0. \tag{2.139}$$

avec C le coefficient l'amortissement. Les déplacements d'une plaque rectangulaire simplement appuyée peuvent être décomposés dans une base orthogonale définie par

$$\phi_{mn}(x, y) = sin\left(k_{px}x\right) sin\left(k_{py}y\right), \tag{2.140}$$

où k_{px} et k_{py} sont les nombres d'onde selon les directions x et y définis par :

$$k_{px} = \frac{m\pi}{L_x}, \tag{2.141}$$

$$k_{py} = \frac{n\pi}{L_y}, \tag{2.142}$$

Après le changement de variables $w = \phi q$ puis prémulitiplication par ϕ^t, le système d'équations modales de mouvement obtenu est :

$$\phi^t m_p\phi\ddot{q} + \phi^t C\phi\dot{q} + \phi^t D \bigtriangledown^4 \phi q = 0. \tag{2.143}$$

Puis en intégrant (2.143) sur la surface, on définit les paramètres modaux :

$$M_{mn} = \int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \phi^t_{mn} m_p \phi_{mn} dxdy = m_p\frac{L_xL_y}{4}, \tag{2.144}$$

$$\int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \phi^t_{mn} D \bigtriangledown^4 \phi_{mn} dxdy = \omega^2_{mn}M_{mn}, \tag{2.145}$$

$$\int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \phi^t_{mn} C \phi_{mn} dxdy = 2\xi_{mn}\omega_{mn}M_{mn}, \tag{2.146}$$

où M_{mn}, ξ_{mn} et ω_{mn} sont respectivement les masses modales, les amortissements modaux et les pulsations propres de plaque. Les pulsations propres de la plaque simplement appuyée sont données par :

$$\omega_{mn} = \sqrt{\frac{D}{m_p}} \left[\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_x} \right)^2 \right]. \tag{2.147}$$

L'équation modale de plaque devient :

$$M_{mn}\ddot{q}^{mn} + 2\xi_{mn}\omega_{mn}M_{mn}\dot{q}^{mn} + \omega_{mn}^2 M_{mn}q^{mn} = 0. \tag{2.148}$$

Les nombres d'onde acoustique projetés selon les directions x et y sont définis par :

$$k_x = ksin(\theta) cos(\varphi), \tag{2.149}$$
$$k_y = ksin(\theta) sin(\varphi). \tag{2.150}$$

Comme pour les plaques infinies, il peut exister une coïncidence spatiale entre les ondes de plaque et les ondes acoustiques. La coïncidence est dite "partielle" lorsque les nombres d'onde acoustique projetés selon les directions x ou y sont identiques au nombre d'onde de plaque. De plus, les modes de plaque ne pouvant être excités qu'à leurs résonances, il faut que la fréquence de l'onde acoustique soit identique à celle d'un mode propre de plaque. En conséquence, la coïncidence spatiale et fréquentielle est obtenue selon x lorsque :

$$\begin{cases} ksin(\theta) cos(\varphi) & = & k_{px} \\ \omega & = & \omega_{mn} \end{cases}, \tag{2.151}$$

et selon y lorsque :

$$\begin{cases} ksin(\theta) sin(\varphi) & = & k_{py} \\ \omega & = & \omega_{mn} \end{cases}, \tag{2.152}$$

A partir de ces conditions, les deux fréquences de coïncidence partielle sont données par :

$$f_{\text{coïn 1}} = \sqrt{\frac{m}{D}} \frac{c^2}{2\pi sin^2\theta cos^2\varphi}, \tag{2.153}$$
$$f_{\text{coïn 2}} = \sqrt{\frac{m}{D}} \frac{c^2}{2\pi sin^2\theta sin^2\varphi}, \tag{2.154}$$

La coïncidence spatiale est dite "totale" lorsqu'il y a coïncidence à la fois selon x et y, c'est à dire lorsque :

$$ksin(\theta) = k_p = \sqrt{\left(\frac{m\pi}{L_x} \right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_x} \right)^2}, \tag{2.155}$$
$$\omega = \omega_{mn}. \tag{2.156}$$

En respectant ces deux conditions, la fréquence de coïncidence spatiale totale est égale à :

$$f_{\text{coïncidence}} = \sqrt{\frac{m}{D}} \frac{c^2}{2\pi sin^2\theta}. \tag{2.157}$$

2.2.3 La transparence acoustique

La mesure de la transparence acoustique permet de quantifier l'énergie acoustique transmise d'un milieu à un autre par l'intermédiaire de la structure. Le facteur de transmissibilité est défini par :

$$\tau = \frac{W_t}{W_i}, \tag{2.158}$$

avec W_i la puissance incidente et W_t la puissance transmise. L'indice d'affaiblissement acoustique ("Transmission Loss") est donné par l'expression :

$$TL = 10log \left(\frac{1}{\tau} \right). \tag{2.159}$$

2.2.3.1 Transparence acoustique d'une paroi infinie

Lorsqu'une paroi simple infinie est excitée par une onde plane à incidence normale, l'indice d'affaiblissement acoustique TL est régi par la loi de masse :

$$TL_{\theta=0} = 20log\left(\frac{\omega m_p}{2\rho_0 c}\right). \tag{2.160}$$

L'indice d'affaiblissement, indépendant de la raideur et de l'amortissement, croit de 6dB par octave et augmente de 6dB lorsque la masse de la paroi est doublée. En revanche, lorsque l'incidence n'est plus normale à la plaque, la loi de masse n'est valable qu'en dessous de la fréquence de coïncidence $f_{\text{coïn}}$. Dans ce cas, l'indice d'affaiblissement vaut :

$$TL = 10log\left[1+\left(\frac{\omega m_p cos\left(\theta\right)}{2\rho_0 c}\right)^2\right]. \tag{2.161}$$

Aux environs de la fréquence de coïncidence, la transmissibilité dépend de l'amortissement. Cette transmissibilité est maximale à la fréquence de coïncidence. L'indice d'affaiblissement est donné par :

$$TL = 20log\left(1+\frac{\eta\omega_{co} cos\left(\theta\right)}{2\rho_0 c}\right), \tag{2.162}$$

avec η le facteur de perte mécanique ($\eta = 2\xi$). Au delà de la fréquence de coïncidence, la transmissibilité est régie par la raideur. L'indice d'affaiblissement vaut approximativement :

$$TL \approx 10log\left[1+\left(\frac{Dk^4 sin^4\left(\theta\right) cos\left(\theta\right)}{2\rho_0 \omega}\right)^2\right], \tag{2.163}$$

Au dessus de la fréquence de coïncidence, l'indice d'affaiblissement acoustique augmente de 18dB/octave. La figure 2.20 illustre les précédentes équations.

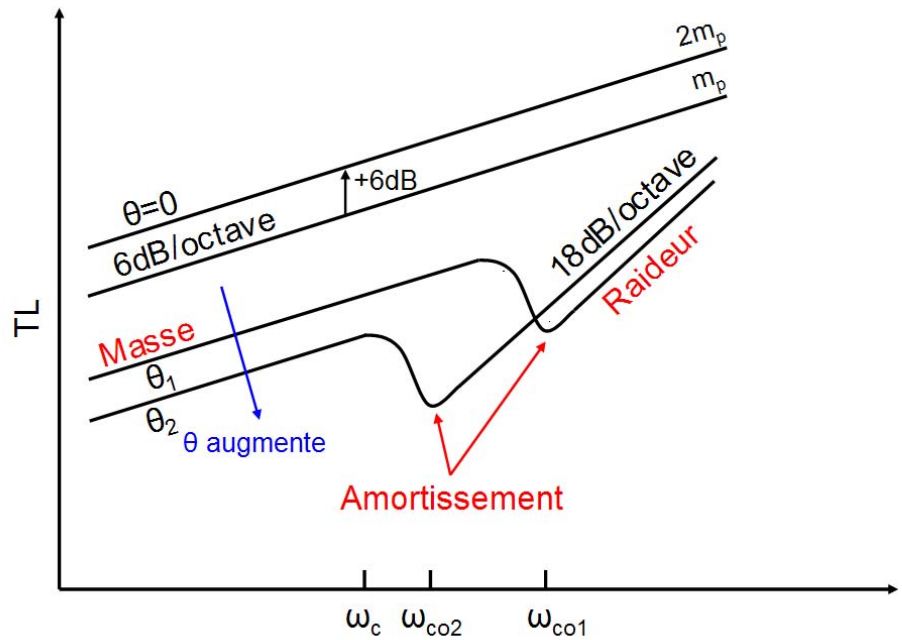


FIGURE 2.20 – Indice d'affaiblissement paroi simple infinie - Incidence normale et oblique

En pratique, il est rare que la distribution des ondes incidentes soit connue. Lorsque les angles d'incidences sont aléatoires, on parle alors de champ diffus. Il peut être décomposé en une somme d'ondes planes incidentes provenant de toutes les directions de manière équiprobable et de phases aléatoires. L'expression du facteur de transmissibilité en champ diffus a été obtenue par Pierce [82] à partir d'une somme des transmissibilités pondérées :

$$\tau_d = \frac{\int_0^{\pi/2} \tau(\theta)\, sin(\theta)\, cos(\theta)\, d\theta}{\int_0^{\pi/2} sin(\theta)\, cos(\theta)\, d\theta} = \int_0^{\pi/2} \tau(\theta)\, sin(2\theta)\, d\theta. \quad (2.164)$$

Le calcul analytique de la transparence est délicat. Au dessous de la fréquence critique, l'indice d'affaiblissement peut être évalué à partir de (2.161) et vaut :

$$TL_d = TL_{\theta=0} - 10log\left(0.23 TL_{\theta=0}\right). \quad (2.165)$$

Des expressions empiriques (2.166) plus en accord avec les résultats expérimentaux sont généralement préférées à (2.165) qui sous évalue l'indice d'affaiblissement. On parle alors de loi de masse en champ incident. Expérimentalement, le champ diffus est difficile à réaliser en particulier les ondes rasantes. Si l'on ne considère que les angles d'incidence compris entre 0 à 78°, l'indice d'affaiblissement au dessous de la fréquence critique est estimé par :

$$TL_f = 10log\left(\frac{1}{\int_0^{78^\circ} \tau(\theta)\, sin(2\theta)\, d\theta}\right) = TL_{\theta=0} - 5dB. \quad (2.166)$$

Au dessus de la fréquence critique, Cremer [83] a montré que l'indice d'affaiblissement acoustique peut être évalué par :

$$TL_d = TL_{\theta=0} + 10log\left(\frac{f}{f_c} - 1\right) + 10log\eta - 2dB. \quad (2.167)$$

La pente de l'indice d'affaiblissement après la fréquence coïncidence/critique est de 9dB/octave contre +18dB/octave pour une paroi indentée par une onde à incidence oblique.

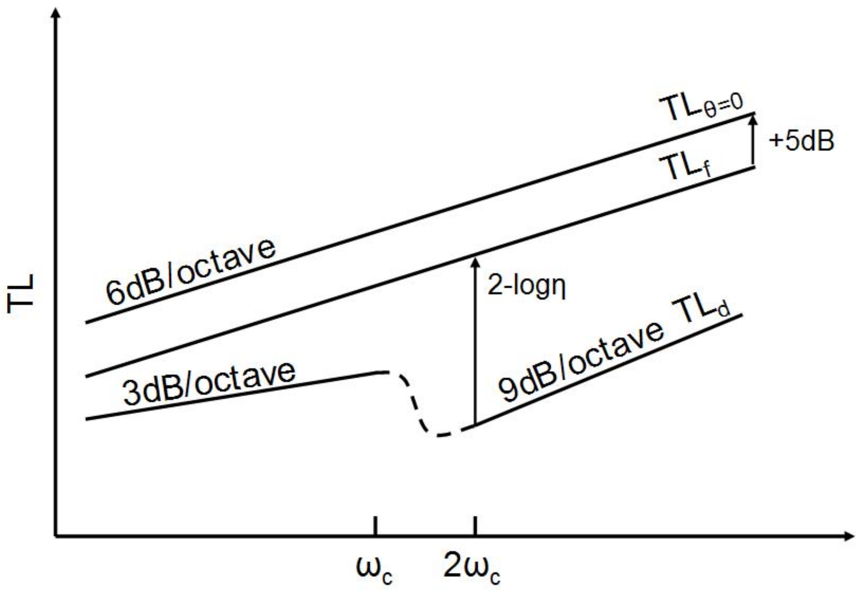


FIGURE 2.21 – Indice d'affaiblissement paroi simple infinie - Champ diffus

Dans le cas d'une excitation de type onde plane, la fréquence de coïncidence dépend de l'angle d'incidence, alors qu'en champ diffus l'effet sur l'isolation acoustique se retrouve lissé sur une bande de fréquence plus large. La figure 2.21 présente l'indice d'affaiblissement d'une paroi simple en champ diffus.

2.2.3.2 Transparence acoustique d'une paroi finie

La transparence acoustique d'une paroi finie est présentée en figure 2.22. Lorsque la fréquence est inférieure à la premiere résonance de plaque f_{11}, l'indice d'affaiblissement est régi par la raideur [84]. Pour les fréquences comprises entre f_{11} et la fréquence de coïncidence $f_{\text{coïn}}$, l'indice d'affaiblissement est contrôlé par la masse et par les effets spatiaux liés aux coïncidences partielles aussi appelées pseudo-coïncidences. A la fréquence de coïncidence, l'indice d'affaiblissement chute considérablement et dépend de l'amortissement. Au delà, de la fréquence de coïncidence, la transparence est dominée pour une grande part par les effets de raideur et les modes résonants.

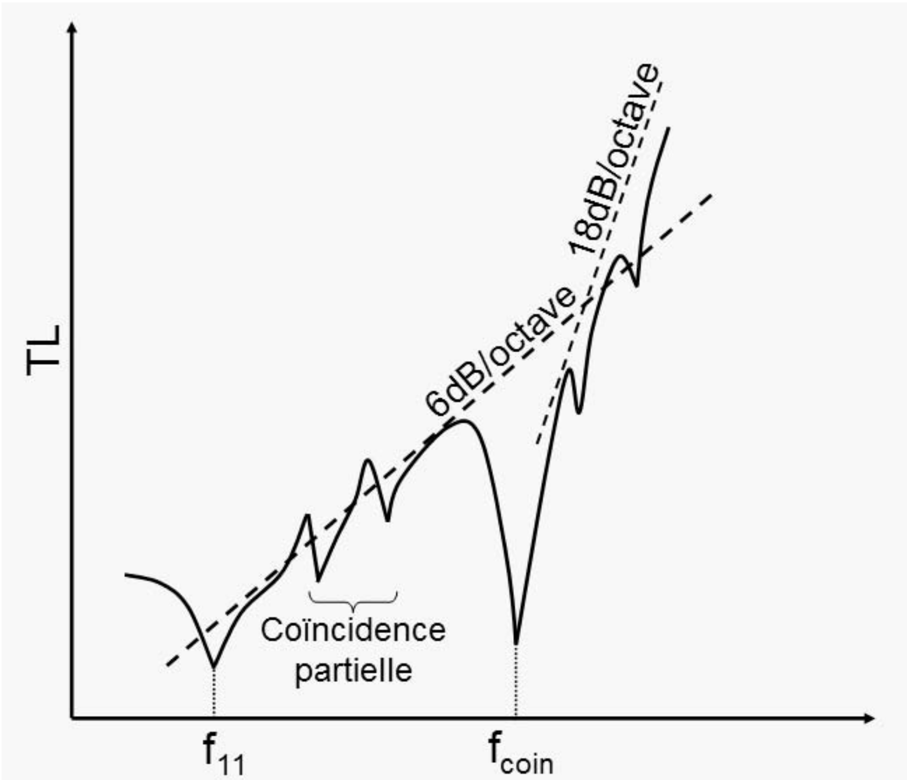


FIGURE 2.22 – Indice d'affaiblissement paroi simple finie excitée par une onde plane [84]

2.2.3.3 Transparence acoustique d'une double paroi

Les double parois sont composées de deux parois simples couplées par la cavité d'air. Pour une description précise de leur comportement, des modèles raffinés peuvent être développés. Ils doivent notamment prendre en compte de nombreux paramètres comme les effets des connections mécaniques entre les deux parois ainsi que la non uniformité de l'amortissement mécanique. Par conséquent, des modèles empiriques sont généralement préférés pour évaluer la transparence acoustique des double parois.

Les double parois peuvent être modélisées par deux plaques infinies de masses surfaciques m_1 et m_2 et une cavité acoustique. Lorsque la longueur d'onde est grande devant l'épaisseur de la cavité acoustique, les pressions dans la cavité aux surfaces des deux plaques peuvent être considérées identiques. La cavité d'air peut alors être approchée par une raideur surfacique uniforme constante sur toute la plaque notée K_s et définie par :

$$K_s = \frac{\rho_0 c^2}{d}. \tag{2.168}$$

La double paroi devient un simple système masse-ressort à deux degrés de liberté. Le phénomène de respiration est facilement mis en évidence. La transparence acoustique est maximale à cette fréquence notée ω_0 et définie par :

$$\omega_0 = \sqrt{\left(\frac{\rho_0 c^2}{d}\right)\left(\frac{m_1 + m_2}{m_1 m_2}\right)}. \tag{2.169}$$

En dessous de la fréquence de respiration, l'indice d'affaiblissement peut être approché par :

$$TL_{m_1+m_2}(\omega < \omega_0) = 20log\left(\frac{\omega\left(m_1 + m_2\right)}{2\rho_0 c}\right). \tag{2.170}$$

L'indice d'affaiblissement est identique à celui d'une plaque de masse égale à la masse totale de la double paroi. On remarque que la fréquence de respiration varie en fonction du rapport des masses surfaciques des plaques. A la fréquence de respiration ω_0, on a :

$$TL_{m_1+m_2}(\omega \approx \omega_0) = 20log\left(\frac{\eta_1\omega_1 m_2 + \eta_2\omega_2 m_1 + \left(\frac{m_1}{m_2} + \frac{m_2}{m_1}\right)\rho_0 c}{2\rho_0 c}\right), \tag{2.171}$$

où ω_1 et ω_2 désignent les fréquences propres des deux plaques non couplées. Si les deux plaques sont identiques, alors l'indice d'affaiblissement est donné par :

$$TL_{m_1+m_2}(\omega \approx \omega_0) = TL_{m_1,m_2,\theta=0}(\omega) + 20log\left(\eta\right). \tag{2.172}$$

A la fréquence de respiration, la transparence de la double paroi dépend grandement de l'amortissement des deux plaques. On remarque qu'une configuration dissymétrique rehausse la fréquence de respiration (2.169) ce qui a pour effet de réduire l'influence de l'amortissement (2.172) sur la transparence acoustique. Au delà de la fréquence de respiration, l'indice d'affaiblissement augmente de 18dB/octave jusqu'à ce que les modes de cavité deviennent influants. Lorsque la fréquence est inférieure à environ un sixième du premier mode de cavité ($kd = 0.5$), l'indice d'affaiblissement est donné par l'équation (2.173) :

$$TL_{m_1+m_2}(\omega > \omega_0) = 20log\left(\frac{\omega\left(m_1 + m_2\right)}{2\rho_0 c}\right) + 40log\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right). \tag{2.173}$$

Au delà de $kd > 0.5$, les modes de cavité définissent l'importance du couplage entre les deux plaques. A leurs résonances, lorsque $kd = n\pi$, les modes de cavité font chutés la transparence. L'indice d'affaiblissement vaut alors :

$$TL_{\text{résonance}} = 20log\left(\frac{\omega^2(m_1 + m_2)}{2\rho_0 c}\right) \approx TL_{m_1+m_2,\theta=0}. \tag{2.174}$$

Aux anti-résonances, l'indice d'affaiblissement est au contraire maximal et vaut :

$$TL_{\text{anti-résonance}} = 20log\left(\frac{\omega^2 m_1 m_2}{2\rho_0^2 c^2}\right) \approx TL_{m_1,\theta=0} + TL_{m_2,\theta=0} + 6dB. \tag{2.175}$$

La figure 2.23 présente l'indice d'affaiblissement d'une double paroi infinie.

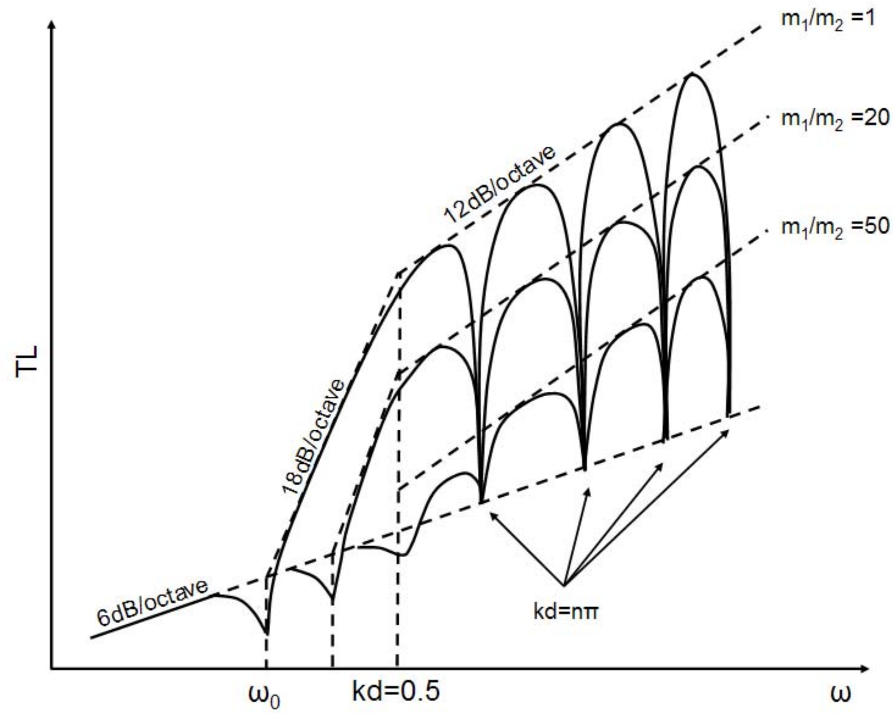


FIGURE 2.23 – Indice d'affaiblissement d'une double paroi infinie [28]

2.3 Positionnement de l'étude

Lors de cette thèse, la transparence acoustique des double parois ayant un comportement modal fort est étudié. Le contrôle actif est mis en place pour les très basses fréquences (0-200Hz) où la transparence dépend principalement des amortissements modaux de la structure. Bien qu'il aurait intéressant de travailler sur des double vitrages, des plaques en duraluminium sont préférées à des parois en verre pour une mise en oeuvre expérimentale plus aisée. Le duraluminium présente des propriétés mécaniques proches de celles du verre.

En raison des petites dimensions des double parois étudiées, les problèmes de coïncidence (f_c=5.8KHZ) et de fréquence de respiration (f_o=1.04KHZ) ne sont pas rencontrés lors de l'expérimentation. Les dimensions de la double paroi contrôlée expérimentalement ainsi que les caractéristiques principales du duraluminium et du verre sont reportées dans le tableau 2.1.

			Duraluminium	Verre
Longueur plaque	$600mm$	E	$72\ GPa$	$62\ GPa$
Largeur plaque	$400mm$	ρ_s	$2700\ Kg/m^3$	$2500\ Kg/m^3$
Epaisseur plaque	$1mm$	f_c	$5.8\ KHz$	$6\ KHz$
Epaisseur cavité	$10mm$	f_o	$1.04\ KHz$	$1.08\ KHz$

TABLE 2.1 – Caractéristiques des double parois

L'épaisseur de la cavité est faible devant la longueur acoustique dans la plage de contrôle ($kd < 0.1 \rightarrow f < 550Hz$). Par conséquent, des modèles simples suffisent pour décrire la double paroi.

2.4 Outils utilisés et développés

Dans un premier temps, la section 2.4.1 détaille les divers modèles analytiques et numériques utilisés lors des simulations. Face à la complexité d'une double paroi ainsi qu'aux difficultés de recalage des modèles numériques, une méthode d'identification rapide des paramètres modaux est développée en section 2.4.2. Enfin, une stratégie de contrôle par des boucles de rétroaction indépendantes est exposée en section 2.4.3.

2.4.1 Les modèles

La stratégie de contrôle modal employée lors de cette thèse utilise un modèle de la structure afin d'en reconstruire son état modal en temps réel via un observateur. Une première étape de modélisation permet de déterminer les paramètres modaux comme les déformées propres et les fréquences propres. Ces paramètres sont ensuite utilisés pour définir le modèle de rayonnement acoustique (construction de M) et définir les modes les plus rayonnants. Lors d'une seconde étape, le positionnement optimal des actionneurs et des capteurs, ainsi que leur contribution modale sont recherchés. Lorsque l'ensemble des paramètres modaux sont obtenus, la *smart structure* peut être décrite par un système d'équations d'état. Enfin, les simulations de contrôle actif peuvent être entreprises. Au cours de ces travaux, une poutre, une plaque et une double paroi ont été investiguées. Les modélisations de la poutre et de la plaque sont très brièvement décrites. De ces modèles, les paramètres modaux sont facilement obtenus et le système d'équations d'état qui décrit la dynamique de la structure a une forme classique (2.4). Un modèle analytique de la double paroi est développé et l'écriture d'état est déclinée de deux manières.

2.4.1.1 La poutre

Une poutre encastrée à ses extrémités a fait l'objet d'une étude approfondie. Même s'il semble "peu réaliste" de contrôler la transparence d'une structure monodimensionnelle de petite surface, l'étude menée met en évidence les limites de certaines stratégies de contrôle dans le cadre vibroacoustique. Elle pointe également les problèmes d'identification ultérieurement rencontrés lors de la mise en oeuvre expérimentale sur une structure plus complexe. Un modèle analytique et un modèle numérique d'une poutre encastrée à ses extrémités sont présentés ci-après.

2.4.1.1.1 Le modèle analytique

L'équation du mouvement de la poutre est donnée par :

$$EI\frac{\partial^4 y(x,t)}{\partial x^4} + m_p\frac{\partial^2 y(x,t)}{\partial t^2} = f(x,t), \tag{2.176}$$

avec I le moment quadratique, E le module de Young, m_p la masse linéïque de la poutre et f les forces extérieures. Lorsque la poutre est encastrée à ces extrémités, les conditions aux limites sont définies par :

$$y(0,t) = y(L,t) = 0;\ \left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_{x=0} = 0;\ \left.\frac{\partial y}{\partial x}\right|_{x=L} = 0, \tag{2.177}$$

avec L la longueur de la poutre.

Les formes modales sont données par [85] :

$$\phi_i(x) = cos\left(k_i x\right) - cosh\left(k_i x\right) + R_i\left(sin\left(k_i x\right) - sinh\left(k_i x\right)\right), \tag{2.178}$$

avec

$$R_i = \frac{cos\left(k_i L\right) - cosh\left(k_i L\right)}{sin\left(k_i L\right) - sinh\left(k_i L\right)} \text{ et } I = \frac{bh^3}{12}, \tag{2.179}$$

et k_iL la i^{ieme} racine de l'équation de dispersion :

$$cosh\,(k_iL)\,cos\,(k_iL) = 1. \tag{2.180}$$

2.4.1.1.2 Le modèle numérique

Un modèle de la poutre instrumentée avec des patchs piézocéramiques est réalisé à l'aide du logiciel *Ansys*®. Dans la section 2.1.4.3, consacrée au coefficient de couplage électromécanique, il est montré que les conditions électriques sur les patchs piézoélectriques modifient la raideur de la structure. La raideur électrique des patchs piézoélectriques permet ensuite de calculer les vecteurs d'activation (B) et d'observation (C).

La poutre instrumentée est modélisée avec des éléments volumiques à 8 noeuds. Les Solid 45 (3dll mécanique par noeud) décrivent la poutre et les Solid 5 (3ddl mécanique et 3ddl électrique par noeud) sont utilisés pour simuler la conversion de l'énergie électrique en énergie mécanique des patchs piézoélectriques. Les degrés de liberté relatifs aux potentiels électriques permettent de modifier les contraintes électriques sur les patchs piézoélectriques. Les changements de raideur de la *smart sructure* lorsque le patch est en circuit ouvert ou court-circuité occasionnent de légères variations de fréquences propres qui permettent le calcul des contributions modales des actionneurs et des capteurs par (2.76). Suite à plusieurs analyses modales dans lesquelles les conditions limites électriques sont modifiées, les déformées propres, les fréquences propres et les coefficients de couplage électromécanique sont obtenus.

2.4.1.2 La plaque simple

Le modèle analytique de la plaque simplement appuyée a déjà été développé dans en section 2.2.2.2. Lors des simulations présentées en section 3.3, le coefficient de couplage électromécanique modal est identifié à l'aide d'un modèle numérique réalisé sous *Ansys*®. Les éléments sélectionnés pour décrire la plaque et les patchs piézoélectriques sont identiques à ceux utilisés pour le modèle de la poutre (section 2.4.1.1.2).

2.4.1.3 La double paroi

2.4.1.3.1 Modèle analytique

Dans une double paroi, les deux plaques sont couplées par la cavité d'air qui les séparent. En première approximation, la double paroi peut être comparée à un simple système masse ressort. L'effet de la masse de l'air est très faible en comparaison avec celui de la raideur apportée par la lame d'air. En basses fréquences, lorsque la longueur d'onde est grande devant l'épaisseur de la cavité, le couplage des deux plaques par l'intermédiaire de la lame d'air peut être approché par une raideur uniforme sur toute la plaque. Les équations de mouvement des deux plaques couplées par la cavité d'air peuvent s'écrire [57] :

$$m_I\ddot{w}_I + C_I\dot{w}_I + D_I \bigtriangledown^4 w_I + K_s(w_I - w_R) + \frac{1}{3}m_s\ddot{w}_I + \frac{1}{6}m_s\ddot{w}_R = p_I(x,y,t), \tag{2.181}$$

$$m_R\ddot{w}_R + C_R\dot{w}_R + D_R \bigtriangledown^4 w_R + K_s(w_R - w_I) + \frac{1}{3}m_s\ddot{w}_R + \frac{1}{6}m_s\ddot{w}_I = p_R(x,y,t), \tag{2.182}$$

avec w_I et w_R respectivement les déplacements transverses des plaques incidente et rayonnante, K_s la raideur de l'air, $p_I(x,y,t)$ et $p_R(x,y,t)$ les pressions externes agissant sur les plaques incidente et rayonnante. L'indice s désigne la cavité d'air, $\frac{m_s}{3}$ et $\frac{m_s}{6}$ sont les contributions massiques de la cavité d'air sur les deux plaques. m_I, m_R, D_I et D_R sont respectivement les masses surfaciques et les rigidités en flexion des plaques incidente et rayonnante. L'opérateur et les paramètres précédemment introduits sont définis par :

$$m_I = \rho_I.h_I; m_R = \rho_R.h_R; m_s = \rho_s.h_s, \tag{2.183}$$

$$D_I = \frac{E_I h_I^3}{12\left(1-\upsilon_I^2\right)}; D_R = \frac{E_R h_R^3}{12\left(1-\upsilon_R^2\right)}, \tag{2.184}$$

$$K_s = \frac{\rho_s c^2}{h_s}; \bigtriangledown^4 = \frac{\partial^4}{\partial x^4} + 2\frac{\partial^4}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4}{\partial y^4}, \tag{2.185}$$

où ρ_I, ρ_R et ρ_S sont les masses volumiques des deux plaques et de la cavité d'air. Pour un allégement des notations, de nouveaux termes sont introduits :

$$a_I = m_I + \frac{m_s}{3}; a_R = m_R + \frac{m_s}{3}; b_s = \frac{m_s}{6}. \tag{2.186}$$

Lorsque la structure est peu amortie et que les modes sont suffisamment découplés, le système d'équations linéaires (2.181) et (2.182) peut être décomposé en un ensemble d'équations modales découplées obtenu après le changement de variable suivant :

$$w = \phi q, \tag{2.187}$$

où ϕ est la matrice des déformées propres et q le vecteur des déplacements modaux. Les déplacements des deux plaques sont calculés à partir d'une combinaison linéaire des modes :

$$w_I = \sum_{m=0}^{m=\infty} \sum_{n=0}^{n=\infty} q_I^{mn} \phi_I^{mn}; w_R = \sum_{m=0}^{m=\infty} \sum_{n=0}^{n=\infty} q_R^{mn} \phi_R^{mn}. \tag{2.188}$$

A partir des équations (2.181), (2.182) et (2.187), les équations modales du mouvement des deux plaques sont données par :

$$\ddot{q}_I^{mn} + 2\xi^{mn}\omega_I^{mn}\frac{m_I}{a_I}\dot{q}_I^{mn} + \left((\omega_I^{mn})^2\frac{m_I}{a_I} + \frac{K_s}{a_I}\right)q_I^{mn} - \frac{K_s}{a_I}q_R^{mn} + \frac{b_s}{a_I}\ddot{q}_R^{mn} = \frac{Pd_I^{mn}}{a_I}, \tag{2.189}$$

$$\ddot{q}_R + 2\xi^{mn}\omega_R^{mn}\frac{m_R}{a_R}\dot{q}_R^{mn} + \left((\omega_R^{mn})^2\frac{m_B}{a_R} + \frac{K_s}{a_R}\right)q_R^{mn} - \frac{K_s}{a_R}q_I^{mn} + \frac{b_s}{a_R}\ddot{q}_I^{mn} = \frac{Pd_R^{mn}}{a_R}, \tag{2.190}$$

avec ω_R^{mn} et ω_I^{mn} les fréquences propres des deux plaques découplées et simplement appuyée sont obtenues avec :

$$\omega_R^{mn} = \sqrt{\frac{D_R}{m_R}}\left[\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2\right], \tag{2.191}$$

$$\omega_I^{mn} = \sqrt{\frac{D_I}{m_I}}\left[\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2\right], \tag{2.192}$$

et Pd_I^{mn}, Pd_R^{mn} les forces extérieurs généralisées :

$$Pd_I^{mn} = \frac{4}{L_x.L_y}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \phi^I p_I(x,y,t)dxdy, \tag{2.193}$$

$$Pd_R^{mn} = \frac{4}{L_x.L_y}\int_0^{L_x}\int_0^{L_y} \phi^t p_R(x,y,t)dxdy. \tag{2.194}$$

2.4.1.3.2 Système d'état de la double paroi à "plaques séparées"

Les termes de couplage dans les équations (2.189) et (2.190) peuvent être simplifiés par (2.195) et (2.196) lorsque $\omega < \omega_{cav}$ avec $\omega_{cav} = \sqrt{\frac{K_s}{b_s}}$.

$$\frac{-\hat{q_R}}{a_I}\left(K_s + \omega^2 b_s\right) \approx \frac{-K_s}{a_I}\hat{q_R}, \tag{2.195}$$

$$\frac{-\hat{q_I}}{a_R}\left(K_s + \omega^2 b_s\right) \approx \frac{-K_s}{a_R}\hat{q_I}, \tag{2.196}$$

où $\hat{q_I}$ et $\hat{q_R}$ sont les transformées de Fourier des déplacements modaux des plaques incidentes et rayonnantes. Dans cette étude, les fréquences supérieures à ω_{cav} ne sont pas considérées. A partir des équations (2.189), (2.190), (2.195) et (2.196), les matrices d'état des plaques séparées couplées par la cavité d'air s'écrivent :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \dot{q}_I^{mn} \\ \dot{q}_R^{mn} \\ \ddot{q}_I^{mn} \\ \ddot{q}_R^{mn} \end{bmatrix}}_{\dot{x}} = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -\frac{K_s+m_I(\omega_I^{mn})^2}{a_I} & \frac{K_s}{a_I} & -2\xi_I^{mn}\omega_I^{mn}\frac{m_I}{a_I} & 0 \\ \frac{K_s}{a_R} & -\frac{K_s+m_R(\omega_R^{mn})^2}{a_R} & 0 & -2\xi_R^{mn}\omega_R^{mn}\frac{m_R}{a_R} \end{bmatrix}}_{A} \cdot \underbrace{\begin{bmatrix} q_I^{mn} \\ q_R^{mn} \\ \dot{q}_I^{mn} \\ \dot{q}_R^{mn} \end{bmatrix}}_{x}$$
$$+ \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{Pd_I^{mn}}{a_I} \\ 0 \end{bmatrix}}_{E_I} w_I + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{Pd_R^{mn}}{a_R} \end{bmatrix}}_{E_R} w_R + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \frac{B_I^{mn}}{a_I} \\ 0 \end{bmatrix}}_{B_I} u_I + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ \frac{B_R^{mn}}{a_R} \end{bmatrix}}_{B_R} u_R, \tag{2.197}$$

où x est le vecteur d'état, A la matrice d'évolution, E_I et E_R les matrices des perturbations, B_I et B_R les matrices d'activation. Les signaux de réponse de la double paroi sont donnés par :

$$y = Cx, \tag{2.198}$$

où C est appelée la matrice d'observation. Dans le domaine de Laplace, les sorties sont calculées par :

$$Y(s) = C(sI - A)^{-1}\left(E_I W_I(s) + E_R W_R(s) + B_I U_I(s) + B_R U_R(s)\right). \tag{2.199}$$

Par exemple, si la double paroi est excitée par un actionneur de la plaque incidente, les fonctions de transfert entre chaque déplacement modal et la tension de commande d'un actionneur positionné sur la plaque incidente sont données par :

$$\frac{Q_I^{mn}(s)}{U_I(s)} = \frac{B_I^{mn}}{a_I}\left(s^2 + 2\xi_R^{mn}\omega_R^{mn}\frac{m_R}{a_R}s + \frac{K_s + m_R\left(\omega_R^{mn}\right)^2}{a_R}\right)D_1 D_2, \tag{2.200}$$

$$\frac{Q_R^{mn}(s)}{U_I(s)} = \frac{B_I^{mn}K_s}{a_I a_R}D_1 D_2, \tag{2.201}$$

avec

$$D_1 = \frac{1}{\left(s^2 + 2\xi_I^{mn}\omega_I^{mn}\frac{m_I}{a_I}s + \frac{K_s+m_I\left(\omega_I^{mn}\right)^2}{a_I} + \sqrt{\frac{K_s}{a_R}}\right)}, \tag{2.202}$$

$$D_2 = \frac{1}{\left(s^2 + 2\xi_R^{mn}\omega_R^{mn}\frac{m_R}{a_R}s + \frac{K_s+m_R\left(\omega_R^{mn}\right)^2}{a_R} - \sqrt{\frac{K_s}{a_R}}\right)}. \tag{2.203}$$

Les deux fonctions de transfert ont un dénominateur commun du quatrième ordre donnant naissance à deux résonances. Les plaques de la double paroi résonnent à une première reprise en phase et une seconde fois en opposition de phase. La figure 2.24 présente les déplacements modaux Q_I^{11} et Q_R^{11}, associés à la déformée 1-1 des plaques incidente et rayonnante, lorsqu'une tension de perturbation U_i, de type bruit blanc, est appliquée sur un actionneur positionné sur la plaque incidente.

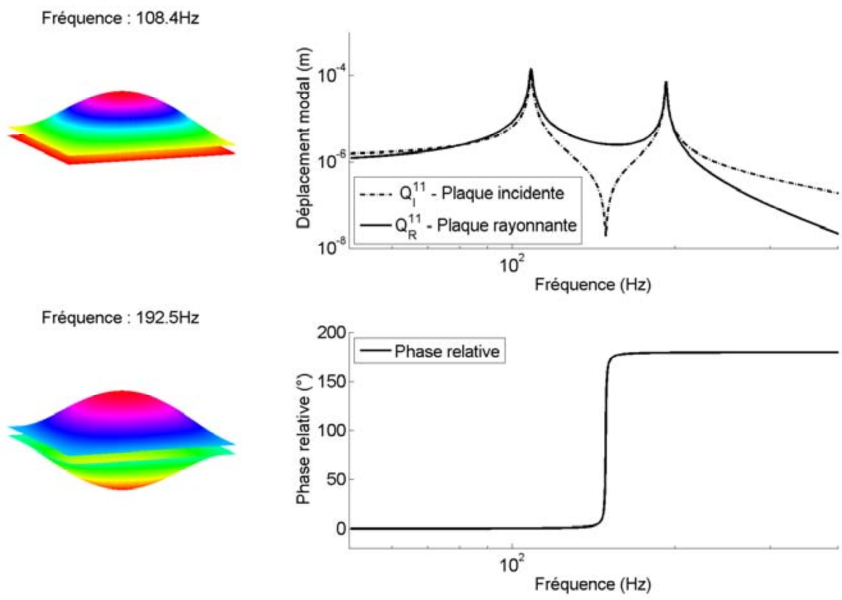


FIGURE 2.24 – Déplacements modaux des deux plaques - état "plaques séparées"

2.4.1.3.3 Système d'état global de la double paroi

Les fonctions de transfert entre les déplacements modaux de chaque plaque et les actions extérieures (actionneurs et perturbations) peuvent être obtenues par la sommation de fractions rationnelles du second ordre (2.204) et (2.205). Ces fractions peuvent être calculées à partir de (2.197) ou déterminées expérimentalement par "curve fitting" [86; 87]. Les fonctions de transfert entre chaque déplacement modal de chaque plaque et la tension de commande d'un actionneur sur la plaque incidente ou rayonnante peuvent s'écrire :

$$\frac{q_I^{mn}(s)}{U_I(s)} = \frac{o_I e^{j\psi_1^I}}{s^2 + b_I s + c_I} + \frac{p_I e^{j\psi_2^I}}{s^2 + e_I s + f_I}, \tag{2.204}$$

$$\frac{q_R^{mn}(s)}{U_I(s)} = \frac{o_R e^{j\psi_1^R}}{s^2 + b_R s + c_R} + \frac{p_R e^{j\psi_2^R}}{s^2 + e_R s + f_R}. \tag{2.205}$$

avec o et p les amplitudes modales, c et f le carré des pulsations propres, b et e les termes relatifs aux amortissements modaux et les termes ψ relatifs aux phases. En théorie, les déphasages ψ valent 0 ou π. Les égalités suivantes sont vérifiées : $\psi_1^I = \psi_2^I = 0$ et $\psi_1^R = \psi_2^R + \pi = 0$.
Les dénominateurs de (2.200) et (2.201) sont identiques donc $b_I = b_R$, $c_I = c_R$, $e_I = e_R$ et $f_I = f_R$. Il est possible d'écrire un système d'état, dans lequel les variables modales sont indépendantes. Par la suite, il est appelé l'état "global" et est défini par :

$$\begin{bmatrix} \dot{q}_{1global}^{mn} \\ \dot{q}_{2global}^{mn} \\ \ddot{q}_{1global}^{mn} \\ \ddot{q}_{2global}^{mn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -c_I & 0 & -b_I & 0 \\ 0 & -f_I & 0 & -e_I \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} q_{1global}^{mn} \\ q_{2global}^{mn} \\ \dot{q}_{1global}^{mn} \\ \dot{q}_{2global}^{mn} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ 1 \end{bmatrix} .U_I. \tag{2.206}$$

Les déplacements modaux des deux plaques (état "plaques séparées") sont obtenus à partir de l'état global par :

$$Y = \begin{bmatrix} q_I^{mn} \\ q_R^{mn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} o_I & p_I & 0 & 0 \\ o_R & -p_R & 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} q_{1global}^{mn} \\ q_{2global}^{mn} \end{bmatrix} \tag{2.207}$$

2.4.1.3.4 Identification d'un modèle d'état dit "plaques séparées"

Lors de la mise en place du démonstrateur, le modèle de l'observateur est construit à partir d'une série de mesure réalisée sur la structure. L'obtention de la matrice d'état "global" est aisée. En revanche, celle de l'état "plaques séparées" est plus délicate. Ce paragraphe décrit une procédure permettant de retrouver l'état "plaques séparées" à partir de mesures. Afin d'alléger les expressions, le système d'état dit "plaques séparées" est réécrit sous la forme suivante :

$$\begin{bmatrix} \dot{q}_I^{mn} \\ \dot{q}_R^{mn} \\ \ddot{q}_I^{mn} \\ \ddot{q}_R^{mn} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \\ -A_1 & C_1 & -B_1 & 0 \\ C_2 & -A_2 & 0 & -B_2 \end{bmatrix} . \begin{bmatrix} q_I^{mn} \\ q_R^{mn} \\ \dot{q}_I^{mn} \\ \dot{q}_R^{mn} \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ P_I \\ 0 \end{bmatrix} .U_I + \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ P_R \end{bmatrix} .U_R. \quad (2.208)$$

Une stratégie pour obtenir les matrices d'état "plaques séparées" consiste à placer deux capteurs identiques en vis-à-vis sur la double paroi (un par plaque). Si les actionneurs et les capteurs sont linéaires, les fonctions de transfert entre capteurs et actionneurs sont décomposées en des sommes de fractions rationnelles du second ordre obtenues par "curve fitting". Puis de ces sommes sont prélevées deux fractions relatives aux résonances de la même forme modale (2.204) et (2.205). En développant (2.208), il est possible d'établir les relations qui lient (2.204) et (2.205) à (2.208). Si l'excitation est réalisée par l'actionneur positionné sur la plaque incidente, ces relations sont données par :

$$\left\{ \begin{array}{ll} P_I & = o_I + p_I, \\ B_2 & = (o_I.e_I + b_I.p_I)P^{-1}, \\ A_2 & = (o_T.f_I + c_I.p_I)P^{-1}, \\ B_1 & = e_I + b_I - B_2, \\ A_1 & = c_I + f_I + b_I.e_I - (A_2 + B_1.B_2), \\ C_{2temp} & = (o_I.f_I - c_I.p_I)P^{-1}, \\ C_{1temp} & = (A1.A2 - c_I.f_I)C_{2temp}^{-1}, \\ C_2 & = A_2.\frac{\frac{o_R}{c_R} - \frac{p_R}{f_R}}{\frac{o_I}{c_I} + \frac{p_I}{f_I}}, \\ C_1 & = \frac{C_{1temp}.C_{2temp}}{C_2}, \end{array} \right. \quad (2.209)$$

Afin d'illustrer la reconstruction de l'état dit "plaques séparées" à partir d'une identification, la figure 2.25 présente différentes fonctions de transfert simulées entre capteurs et actionneurs. Les courbes noires des fonctions de transfert proviennent d'un calcul réalisé à partir de l'état dit "plaques séparées" initial (2.208). Puis ces fonctions sont approchées par des sommes de fractions rationnelles du second ordre donnant les courbes en rose (2.204) et (2.205). Les courbes vertes sont les fonctions de transfert déterminées à partir de l'état dit "plaques séparées" reconstruit par (2.209). On remarque la parfaite coïncidence de ces trois courbes.

Expérimentalement, certaines formes modales apparaissent à plus de deux reprises et les formes modales des deux plaques sont différentes. En conséquence, il est difficile, voire impossible dans ce cas de recalculer l'état dit "plaques séparées", ainsi que les vecteurs d'activation et d'observation. Ainsi, la solution la plus simple pour reconstruire la matrice d'état par identification, consiste à utiliser un état dit "global".

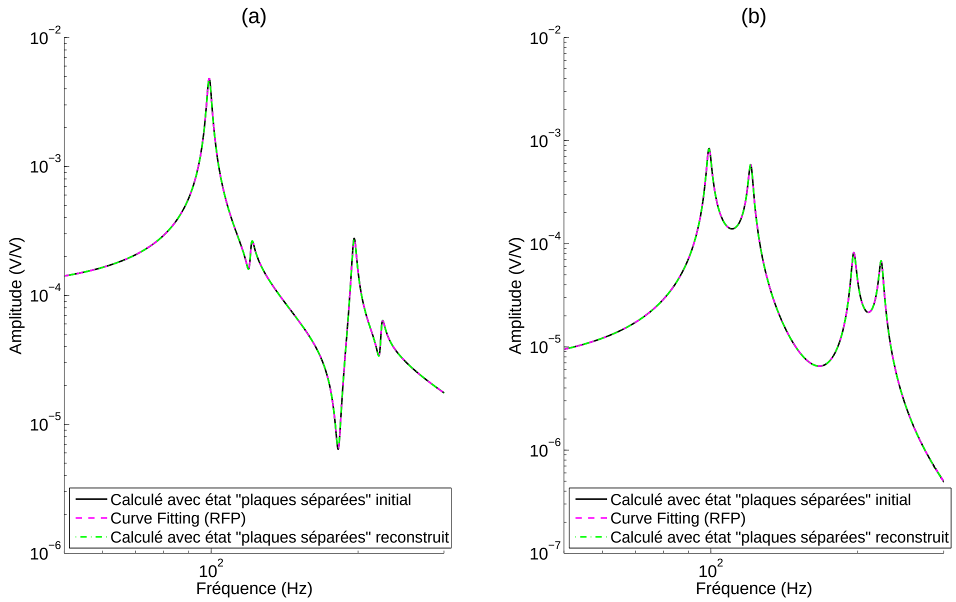


FIGURE 2.25 – Comparaison des fonctions de transfert (Tension capteur / Tension actionneur positionné sur la plaque incidente) - (a) plaque incidente - (b) plaque rayonnante - Etat initial vs Etat reconstruit

2.4.1.3.5 Modèle numérique

Un modèle numérique de la double paroi a été réalisé sous le logiciel COMSOL® avec les modules "Acoustics Module" et "Multiphysics Structural Mechanics Module". Les deux plaques en duraluminium sont modélisées à l'aide d'éléments plaque (mindlin plate) alors que la cavité acoustique est décrite par des éléments 3D du module "acoustics". Ces deux géométries sont ensuite couplées par l'équation suivante :

$$\frac{n. \bigtriangledown p}{\rho_0} = -\ddot{w}, \tag{2.210}$$

où p est la pression de l'air à la surface de la plaque, $\ddot{w}$ l'accélération de la plaque et ρ_0 la densité de l'air. Ce modèle numérique sert à optimiser l'épaisseur de la cavité d'air de sorte à minimiser le recouvrement modal.

2.4.1.4 Introduction des filtres radiatifs

Les filtres radiatifs (2.126) et (2.127) peuvent être associés au modèle de la structure (2.197) dans un état augmenté x_{aug} :

$$\underbrace{\begin{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} \dot{q} \\ \ddot{q} \end{array} \right\} \\ \dot{r} \end{bmatrix}}_{\dot{x}_{Aug}} = \underbrace{\left[\begin{array}{cc|c} \multicolumn{2}{c|}{A} & 0 \\ \hline 0 & B_G & A_G \end{array} \right]}_{A_{Aug}} \underbrace{\begin{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} q \\ \dot{q} \end{array} \right\} \\ r \end{bmatrix}}_{x_{Aug}} + \underbrace{\begin{bmatrix} 0 \\ E \\ 0 \end{bmatrix}}_{E_{Aug}} w. \tag{2.211}$$

Les sorties z sont les vitesses modales traitées par les filtres radiatifs et calculées par :

$$z = \underbrace{\begin{bmatrix} 0 & D_G & C_G \end{bmatrix}}_{C_{Aug}} \begin{bmatrix} \left\{ \begin{array}{c} q \\ \dot{q} \end{array} \right\} \\ r \end{bmatrix}. \tag{2.212}$$

La puissance acoustique rayonnée par la structure s'exprime dans le domaine de Laplace par :

$$W_r(s) = Z^t(-s)Z(s), \tag{2.213}$$

avec

$$Z(s) = C_{Aug}\left(sI - A_{Aug}\right)^{-1} E_{Aug}W(s). \tag{2.214}$$

2.4.1.5 Modèle d'excitation acoustique

Lorsqu'une plaque est excitée par un fluide léger, on peut considerer que l'excitation correspond à la pression qui serait excercée sur une paroi rigide. En conséquent, l'amplitude de l'onde réfléchie par la plaque peut être considérée du même niveau que celui de l'onde incidente. La pression à la surface de la plaque est dite "bloquée" et vaut deux fois la pression incidente :

$$p_B = 2p_I, \tag{2.215}$$

avec p_B la pression bloquée "obstructed" et p_I le champ de pression incident "unobstructed". Quand la plaque est excitée par une onde plane à incidence oblique la pression incidente est définie par [88] :

$$p_i(x,y,t) = P_i e^{j(\omega t - kxsin\theta_i cos\phi_i - kysin\theta_i sin\phi_i)}, \tag{2.216}$$

avec P_i l'amplitude de la pression incidente, θ_i et ϕ_i les angles d'incidence (voir figure 2.12), k le nombre d'onde acoustique et ω la pulsation. La pression bloquée p_B peut être projetée dans la base modale. Si la plaque est simplement appuyée, la pression bloquée vaut :

$$p_B(x,y) = 2p_I(x,y)) = \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} pd_{mn} sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) sin\left(\frac{n\pi y}{l_y}\right), \tag{2.217}$$

avec pd_{mn} les amplitudes modales définies par :

$$pd_{mn}(\theta_i,\phi_i) = \int_0^{l_x}\int_0^{l_y} \frac{8}{L_x.L_y} P_i e^{jsin\theta_i(-kxcos\phi_i - kysin\phi_i)} sin\left(\frac{m\pi x}{l_x}\right) sin\left(\frac{n\pi y}{l_y}\right) dxdy. \tag{2.218}$$

En developpant $pd_{mn}(\theta_i,\phi_i)$ de (2.218) les contributions modales de la pression incidente sont données par [88].

$$pd_{mn}(\theta_i,\phi_i) = 8P_iY_mY_n, \tag{2.219}$$

avec

$$Y_m = \begin{cases} -\frac{j}{2} sign\left\{\sin\theta_i\cos\phi_i\right\}, & (m\pi)^2 = \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_x}{c}\right)\right]^2, \\ \frac{m\pi\left\{1-(-1)^m exp\left[-jsin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_x}{c}\right)\right]\right\}}{(m\pi)^2 - \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_x}{c}\right)\right]^2}, & (m\pi)^2 \neq \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_x}{c}\right)\right]^2, \end{cases} \tag{2.220}$$

$$Y_n = \begin{cases} -\frac{j}{2} sign\left\{\sin\theta_i\cos\phi_i\right\}, & (n\pi)^2 = \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_y}{c}\right)\right]^2, \\ \frac{n\pi\left\{1-(-1)^n exp\left[-jsin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_y}{c}\right)\right]\right\}}{(n\pi)^2 - \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_y}{c}\right)\right]}, & (n\pi)^2 \neq \left[sin\theta_i cos\phi_i\left(\frac{\omega l_y}{c}\right)\right]^2. \end{cases} \tag{2.221}$$

L'intensité acoustique incidente est donnée par :

$$I_i = \frac{P_i^2 cos\phi_i}{2\rho_0 c}. \tag{2.222}$$

La puissance incidente est obtenue avec :

$$W_i = \int I_i.dS. \tag{2.223}$$

Dans le cas d'une excitation par un champ diffus, la force modale en champ diffus Pd_{mn}^{diffuse} est obtenue par sommation sans pondération. Cette expression approximative est suffisante pour réaliser des simulations de contrôle actif et mettre en place les stratégies de contrôle.

$$pd_{mn}^{\text{diffuse}} = \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}}\int_0^{\pi} pd_{mn}(\theta_i,\phi_i)d\theta d\phi. \tag{2.224}$$

2.4.2 Méthode développée pour l'identification des paramètres modaux

La méthode d'identification développée ci-après permet de déterminer les paramètres modaux de la structure à partir des fonctions de transfert mesurées entre les tensions aux bornes des capteurs et celles aux bornes des actionneurs. La réponse fréquentielle analytique du système mécanique est une fraction rationnelle dont l'ordre du numérateur est différent de celui du dénominateur (2.225). L'algorithme RFP (Rationnal Fraction Form) [86] présenté en annexe B permet de déterminer une fonction de transfert synthétisée en minimisant l'erreur (2.226) avec la fonction de transfert mesurée.

$$H(s) = \frac{\sum_{k=0}^{m} a_k s^k}{\sum_{k=0}^{n} b_k s^k}, \tag{2.225}$$

avec $(a_k, i = 0, ..., m)$ et $(b_k, k = 0, ..., n)$ et $s = j\omega$. Pour chaque pas fréquentiel ω_i, l'erreur synthèse-mesure est définie par :

$$e_i = \sum_{k=0}^{m} \left| a_k (j\omega_i)^k - h_i \left[\sum_{k=0}^{n} b_k (j\omega_i)^k + (j\omega_i)^n \right] \right|, \tag{2.226}$$

avec h_i la fonction de transfert mesurée à ω_i.

Lorsque la structure est décrite par un système d'état, la matrice de transfert (Tension capteur / Tension actionneur) $H(s)$ est donné par :

$$H(s) = \frac{y(s)}{u(s)} = C(sI - A)^{-1} B, \tag{2.227}$$

avec A la matrice d'évolution $(n \times n)$, C la matrice d'observation $(n_{capteurs} \times n)$ et B la matrice d'activation $(n \times n_{actionneurs})$. Les fonctions de transfert mesurées de H(s) sont approchées par une somme de fractions rationnelles d'ordre 2 :

$$H^{ident}_{C_k, A_l}(s) = \sum_{i=1}^{n/2} \left[\frac{M^i_{k,l} e^{j\phi^i_{k,l}}}{s^2 + 2\xi^i \omega^i s + (\omega^i)^2} \right], \tag{2.228}$$

avec $M^i_{k,l}$ l'amplitude modale, $\phi^i_{k,l}$ le déphasage modal, ω^i la pulsation propre et ξ^i l'amortissement propre du mode i estimés à partir de la fonction de transfert entre les capteurs d'indice k et l'actionneur d'indice l. Les dénominateurs de (2.228) permettent de construire la matrice d'évolution A. L'amplitude modale, la phase modale, les coefficients des vecteurs d'activation et d'observation sont liés par la relation suivante :

$$M^i_{k,l} e^{j\phi^i_{k,l}} = C^i_k B^i_l, \tag{2.229}$$

avec

$$B_l = \begin{bmatrix} 0 & \dots & 0 & B^1_l & \dots & B^{n/2}_l \end{bmatrix}^t \text{ et } C_k = \begin{bmatrix} C^1_k & \dots & C^{n/2}_k & 0 & \dots & 0 \end{bmatrix}. \tag{2.230}$$

Les coefficients des vecteurs d'activation et d'observation B et C permettent de calculer les gains de l'observateur et du contrôleur. L'identification détermine les couples $B^i_l C^i_k$. Il est difficile, voire impossible, d'obtenir séparément les coefficients B^i_l et C^i_k. La suite de cette section démontre que la connaissance exacte de B et de C n'est en réalité pas nécessaire pour le contrôle actif. Considérons un modèle de référence d'indice 1 et un modèle identifié d'indice 2 respectant les propriétés suivantes :

$$A_1 = A_2, \tag{2.231}$$

$$B^i_1 \times C^i_1 = B^i_2 \times C^i_2, \tag{2.232}$$

$$B^i_1 \neq B^i_2, \tag{2.233}$$

$$C^i_1 \neq C^i_2. \tag{2.234}$$

La première égalité (2.231) peut être facilement obtenue expérimentalement puisqu'il s'agit des amortissements et des fréquences propres de la structure. L'amplitude modale M est correctement estimée (2.232) mais que les contributions modales évaluées des actionneurs (B) et des capteurs (C) sont différentes de celle du modèle de référence (2.233) et (2.234).

Le contrôle de la structure de référence est ensuite étudié dans deux configurations. Dans la première, un modèle exact (Modèle 1) de la structure est utilisé pour reconstruire l'état et calculer les gains du contrôleur, alors que dans la seconde, les gains d'observation et de contrôle sont obtenus à partir du modèle identifié (Modèle 2). Les deux schémas de contrôle sont présentés en figure 2.26.

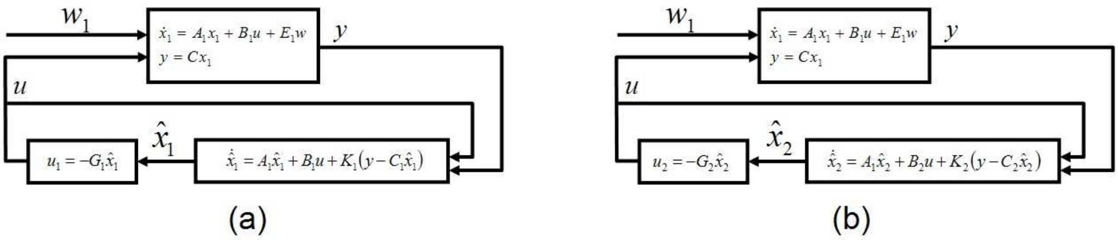


FIGURE 2.26 – Schéma de controle - (a) Modèle exact - (b) Modèle identifié

Les états x_1 de la structure contrôlée avec le modèle exact (2.235) et avec le modèle estimé (2.236) sont donnés par :

$$x_1^{\text{Modèle 1}}(s) = \left[sI - A_1 + B_1G_1\left[sI - A_1 + B_1G_1 + K_1C_1\right]^{-1} K_1C_1\right]^{-1} E_1w_1, \quad (2.235)$$

$$x_1^{\text{Modèle 2}}(s) = \left[sI - A_1 + B_1G_2\left[sI - A_2 + B_2G_2 + K_2C_2\right]^{-1} K_2C_1\right]^{-1} E_1w_1. \quad (2.236)$$

Si les pôles des contrôleurs 1 et 2 sont identiques et les pôles des observateurs 1 et 2 sont identiques, alors :

$$B_1G_1 = B_2G_2, \quad (2.237)$$

$$K_1C_1 = K_2C_2. \quad (2.238)$$

Les relations entre les gains des deux contrôleurs et les gains des deux observateurs sont données par :

$$G_2 = \hat{B}G_1, \quad (2.239)$$

$$K_2 = K_1\hat{C}, \quad (2.240)$$

avec

$$\hat{B} = \begin{bmatrix} \frac{B_1^1}{B_2^1} & 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots & & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & \vdots & & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & \frac{B_1^{n/2}}{B_2^{n/2}} & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & \frac{B_1^1}{B_2^1} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \frac{B_1^{n/2}}{B_2^{n/2}} \end{bmatrix}, \quad (2.241)$$

et

$$\hat{C} = \begin{bmatrix} \frac{C_1^1}{C_2^1} & 0 & \cdots & 0 & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & \ddots & \ddots & \vdots & \vdots & & & \vdots \\ \vdots & \ddots & \ddots & 0 & \vdots & & & \vdots \\ 0 & \cdots & 0 & \frac{C_1^{n/2}}{C_2^{n/2}} & 0 & \cdots & \cdots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & \frac{C_1^1}{C_2^1} & 0 & \cdots & 0 \\ \vdots & & & \vdots & 0 & \ddots & \ddots & \vdots \\ \vdots & & & \vdots & \vdots & \ddots & \ddots & 0 \\ 0 & \cdots & \cdots & 0 & 0 & \cdots & \cdots & \frac{C_1^{n/2}}{C_2^{n/2}} \end{bmatrix}. \tag{2.242}$$

L'égalité suivante est également vérifiée :

$$[sI - A_1 + B_1 G_1 + K_1 C_1]^{-1} = [sI - A_2 + B_2 G_2 + K_2 C_2]^{-1}. \tag{2.243}$$

En introduisant (2.239), (2.240), (2.243) dans (2.236), l'etat $x_1^{\text{Modèle 2}}$ de la structure contrôlée par le modèle 2 est donné par :

$$x_1^{\text{Modèle 2}}(s) \;=\; \left[sI - A_1 + B_1 \hat{B} G_1 \left[sI - A_2 + B_1 G_1 + K_1 C_1\right]^{-1} K_1 \hat{C} C_1\right]^{-1} E_1 w_1, \tag{2.244}$$

or $\hat{B}\hat{C} = I_{[n \times n]}$, donc

$$\hat{B} G_1 \left[sI - A_2 + B_1 G_1 + K_1 C_1\right]^{-1} K_1 \hat{C} = G_1 \left[sI - A_2 + B_1 G_1 + K_1 C_1\right]^{-1} K_1. \tag{2.245}$$

On déduit

$$x_1^{\text{Modèle 2}}(s) = \left[sI - A_1 + B_1 G_1 \left[sI - A_1 + B_1 G_1 + K_1 C_1\right]^{-1} K_1 C_1\right]^{-1} E_1 w_1 = x_1^{\text{Modèle 1}}(s). \tag{2.246}$$

La détermination des matrices A, B et C peut se faire intégralement par curve fitting. A partir d'une fonction de transfert de référence, les coefficients du premier vecteur B_1 peuvent être définis de manière arbitraire. Prenons par exemple :

$$B_1^i = 1. \tag{2.247}$$

Puis, les coefficients de l'ensemble des capteurs C_l^i sont déterminés par :

$$C_l^i = \frac{M_{1,l}^i e^{j\phi_{1,l}^i}}{B_1^i}. \tag{2.248}$$

Une fois la matrice C déterminée, les termes B_k^i de la matrice d'activation relatifs aux autres actionneurs sont obtenus par :

$$B_k^i = \frac{M_{k,l}^i e^{j\phi_{k,l}^i}}{C_l^i}. \tag{2.249}$$

Lorsque la structure est faiblement amortie, les déphasages mesurés sont proches de 0 ou π. Par conséquent, les vecteurs d'activation et d'observation sont considérés comme purement réels pour une implémentation aisée sous DSpace via Matlab® *Simulink*.

Il est précédemment montré que le modèle de l'observateur peut être intégralement reconstruit à partir des fonctions de transfert entre les capteurs et les actionneurs. De plus, la connaissance des contributions réelles des actionneurs et des capteurs n'est pas indispensable. Par conséquent, cette technique d'identification des paramètres modaux est utilisée lors de l'expérimentation et son application présentée en section 4.2.2.2.

2.4.3 Rétroaction par des boucles de contrôles indépendantes

Il est parfois difficile d'identifier les coefficients B_k^i avec une matrice C commune à tous les actionneurs notamment lorsque les modes se chevauchent (voir section 4.2.2.2.2.2.2). Seuls les fonctions de transfert relatives à la définition de la matrice d'observation C sont correctement reconstruites avec (2.247) et (2.248). Les fonctions de transfert entre les capteurs et les autres actionneurs sont mal évaluées. Dans ce cas, il y a plus d'équations que d'inconnues (2.249). Par conséquent, les vecteurs d'activation sont obtenus par moyenne ce qui peut entraîner de mauvaises évaluations.

Deux solutions peuvent être envisagées pour contourner ce problème.

- Soit les actionneurs reçoivent la même commande. Dans ce cas, les patchs ne forment plus qu'un actionneur d'un point de vue commande. Alors l'erreur, entre les fonctions de transfert (Tension capteurs / Tension actionneurs) reconstruites avec les matrices d'état et celles mesurées, est faible.
- Soit chaque actionneur est commandé à partir d'un état reconstruit par un observateur qui lui est propre. Dans ce cas, le couple B-C est correct pour chaque actionneur.

La figure 2.27 présente le schéma de contrôle constitué de deux boucles (observateur - contrôleur) indépendantes.

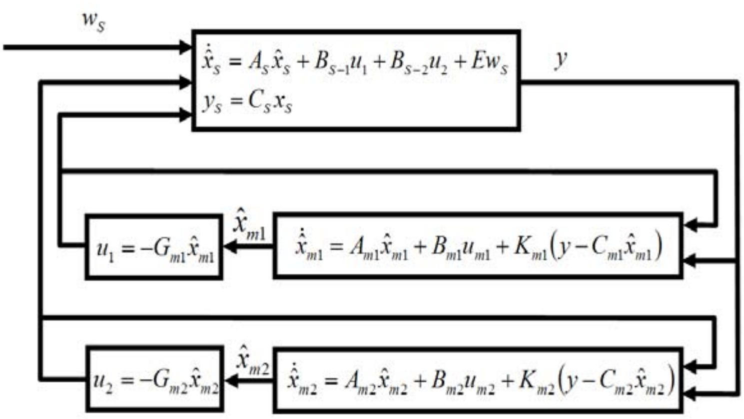


FIGURE 2.27 – Utilisation de deux couples (observateur-contrôleur) en parallèles

L'état de la structure contrôlée s'écrit :

$$\dot{x_S} = A_S x_S + B_{S-1}u_1 + B_{S-2}u_2 + E_S w_S, \tag{2.250}$$
$$y_S = C_S x_S, \tag{2.251}$$

avec B_{S-1} et B_{S-2} les vecteurs d'activation des deux actionneurs commandés par les deux boucles de régulation. u_1 et u_2 sont leurs tensions de commandes respectives et déterminées par les couples observateur-contrôleur. Les états reconstruits et les tensions de contrôle sont donnés par :

$$\dot{\hat{x}}_{m1} = A_{m1}\hat{x}_{m1} + B_{m1}u_1 + K_{m1}\left[C_S x_S - C_{m1}\hat{x}_{m1}\right], \tag{2.252}$$
$$u_1 = -G_{m1}\hat{x}_{m1}, \tag{2.253}$$
$$\dot{\hat{x}}_{m2} = A_{m2}\hat{x}_{m2} + B_{m2}u_2 + K_{m2}\left[C_S x_S - C_{m2}\hat{x}_{m2}\right], \tag{2.254}$$
$$u_2 = -G_{m2}\hat{x}_{m2}. \tag{2.255}$$

Les vecteurs d'activation et des observations d'indice m1 et m2 relatifs aux deux modèles d'état utilisés par les observateurs et les contrôleurs ne sont pas nécessairement égaux aux vecteurs d'activation et d'observation de la structure. Ils doivent simplement vérifier les égalités suivantes :

$$B_{S-1}C_S = B_{m1}C_{m1}, \quad (2.256)$$
$$B_{S-2}C_S = B_{m2}C_{m2}. \quad (2.257)$$

Les états reconstruits par les deux observateurs s'écrivent :

$$\hat{x}_{m1} = \left[sI - A_{m1} + B_{m1}G_{m1} + K_{m1}C_{m1}\right]^{-1} K_{m1}C_S x_S, \quad (2.258)$$
$$\hat{x}_{m2} = \left[sI - A_{m2} + B_{m2}G_{m2} + K_{m2}C_{m2}\right]^{-1} K_{m2}C_S x_S, \quad (2.259)$$

et l'état de la structure contrôlée est donné par :

$$x_S = \left[sI - A_S - B_{S-1}u_1 - B_{S-2}u_2\right]^{-1} E_S w_S. \quad (2.260)$$

En réintroduisant (2.258) et (2.259) dans (2.260), l'état du système contrôlé devient :

$$x_S = \left[\begin{array}{ll} sI - A_S & +B_{S-1}G_{m1}\left[sI - A_{m1} + B_{m1}G_{m1} + K_{m1}C_{m1}\right]^{-1} K_{m1}C_S \\ & +B_{S-2}G_{m2}\left[sI - A_{m2} + B_{m2}G_{m2} + K_{m2}C_{m2}\right]^{-1} K_{m2}C_S \end{array} \right]^{-1} Ew_1. \quad (2.261)$$

Ne connaissant pas B_{S-1}, B_{S-2} et C_S, on considère pour les simulations que

$$B_{S-1} = B_{m1}, \quad (2.262)$$
$$C_S = C_{m1}, \quad (2.263)$$
$$B_{S-2}C_S = B_{m2}C_{m2}. \quad (2.264)$$

L'état du système contrôlé devient :

$$x_S = \left[\begin{array}{ll} sI - A_S & +B_{m1}G_{m1}\left[sI - A_{m1} + B_{m1}G_{m1} + K_{m1}C_{m1}\right]^{-1} K_{m1}C_{m1} \\ & +B_{m2}G_{m2}\left[sI - A_{m2} + B_{m2}G_{m2} + K_{m2}C_{m2}\right]^{-1} K_{m2}C_{m2} \end{array} \right]^{-1} Ew_1. \quad (2.265)$$

L'état du système contrôlé peut être généralisé à N boucles de contrôle indépendantes :

$$x_s = \left[\ sI - A_S \quad +\sum_{b=2}^{N+1} B_{S-b}G_{mb}\left[sI - A_{mb} + B_{mb}G_{mb} + K_{mb}C_{mb}\right]^{-1} K_{mb}C_S\ \right]^{-1} E_S w_S. \quad (2.266)$$

ou

$$x_s = \left[\ sI - A_S \quad +\sum_{b=2}^{N+1} B_{mb}G_{mb}\left[sI - A_{mb} + B_{mb}G_{mb} + K_{mb}C_{mb}\right]^{-1} K_{mb}C_{mb}\ \right]^{-1} E_S w_S. \quad (2.267)$$

La méthode d'identification développée dans le section précédente ainsi que l'approche de contrôle avec deux boucles de régulation indépendantes sont utilisées lors de l'expérimentation sur la plaque simple et la double paroi. Ces techniques permettent d'améliorer la qualité des modèles utilisés par les contrôleurs et les observateurs.

Chapitre 3

Simulations

Ce chapitre est consacré à l'étude numérique des différentes techniques de contrôle employées ou élaborées lors de cette thèse. Une première simulation est réalisée sur une structure monodimensionnelle afin de bien comprendre le mécanisme de rayonnement et les limites de chaque approche de contrôle. Puis, le contrôle actif de la transparence acoustique de la double paroi est étudié en utilisant un modèle analytique. Ensuite, l'influence de l'épaisseur de la cavité d'air de la double paroi sur le recouvrement modal est évalué grâce à un modèle numérique. Enfin, les problèmes de détermination des vecteurs d'activation et d'observation, par les raideurs électriques des patchs piézoélectriques, sont explicités.

Lors des simulations de contrôle actif, la structure est remplacée par un modèle écrit sous forme d'état. Les variables d'état sont évaluées à l'aide d'un observateur modal qui utilise un modèle réduit de la structure. Les problèmes de spillover dus à l'utilisation d'un modèle réduit de l'observateur peuvent ainsi être mis en avant en simulation.

3.1 La poutre

L'objectif de cette section est d'étudier les diverses stratégies de contrôle actif modal pouvant être mises en place sur une structure simple. Dans un premier temps, les méthodes de contrôle issus de la littérature sont testées sur une poutre "large" décrite par trois modes (sous-section 3.1.1). Puis, une stratégie de contrôle actif introduisant la masse et de l'amortissement actif grâce à l'état dérivé est essayée sur une poutre dont le modèle de structure est plus fourni (sous-section 3.1.2).

3.1.1 Les contrôles vibroacoustique et vibratoire

Dans un premier temps, le contrôle vibroacoustique développé par Baumann [48] est étudié sur une structure monodimensionnelle. Cette approche de contrôle utilise un modèle vibroacoustique de la structure, ce qui permet d'optimiser les gains de contrôle en concentrant l'énergie de commande sur les modes les plus rayonnants. Initialement, une poutre large encastrée à ses extrémités est étudiée. Même si cette structure de faible surface rayonne peu, l'étude menée permet néanmoins de dégager les avantages et les inconvénients d'une telle approche de contrôle de par la simplicité et la connaissance implicite de la structure. Ici, le modèle analytique de la poutre est utilisé. Seulement trois modes sont considérés et les problèmes de reconstruction d'état ne sont pas traités. Les dimensions, les caractéristiques matériaux et les trois premières fréquences propres de la poutre sont reportées dans le tableau 3.1. Les trois premières déformées propres sont présentées dans la figure 3.1.

Les dimensions de la structure sont telles que les modes de structure se trouvent dans la bande fréquentielle où les interactions acoustiques modales existent. La figure 3.2 présente la matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux qui est calculée à partir

Longueur poutre	$1m$	f_1=$2.6Hz$	E	204 GPa
Largeur poutre	$125mm$	f_2=$7.3Hz$	m	0.491 Kg/m
Epaisseur poutre	$0.5mm$	f_3=$14.3Hz$		

TABLE 3.1 – Caractéristiques de la poutre

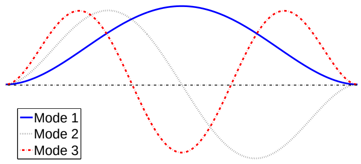


FIGURE 3.1 – Modes de poutre

d'une discrétisation de la poutre en éléments rayonnants (voir section 2.2.1.2).

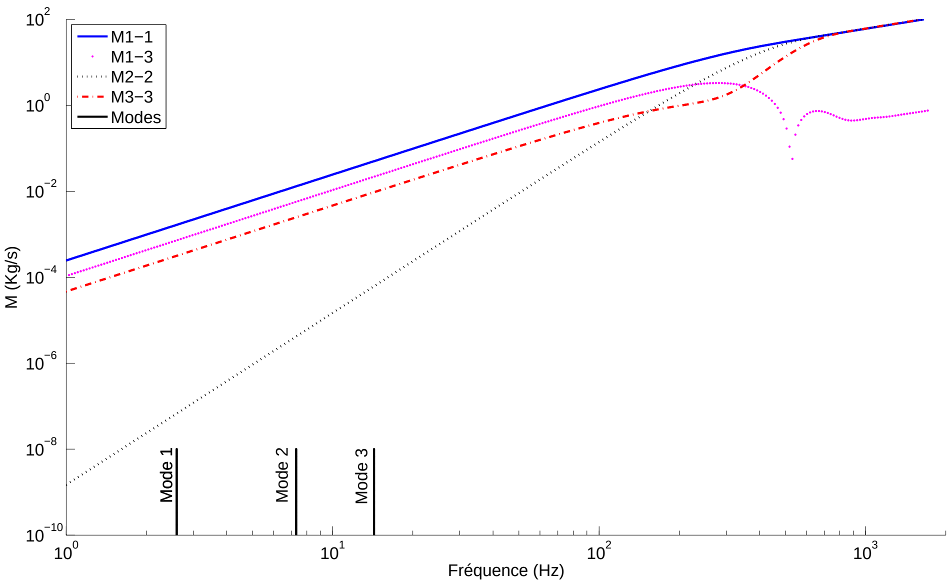


FIGURE 3.2 – Matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux

Les vecteurs propres de M (2.120) définissent les contributions des modes structuraux dans les modes radiatifs (voir section 2.2.1.3.1). Les valeurs propres définissent les facteurs de rayonnement des modes radiatifs. Les trois modes structuraux de la poutre sont présents dans une gamme de fréquences où le premier mode radiatif (mode de piston) est dominant. Les modes radiatifs évoluent peu lorsque kl<1. Donc les vecteurs propres de M (colonne de P) peuvent être considérés quasi égaux pour les différentes fréquences de résonances de structure. On a alors :

$$P(\omega_1) \approx P(\omega_2) \approx P(\omega_3) \approx \begin{bmatrix} 0.3995 & 0.9167 & -0.0000 \\ 0.0000 & 0.0000 & 1.0000 \\ 0.9167 & -0.3995 & 0.0000 \end{bmatrix}, \quad (3.1)$$

et les facteurs de rayonnement associés à chacun des modes radiatifs sont reportés dans le tableau 3.2. En basses fréquences, seuls les modes de structure impairs contribuent au premier mode radiatif (première colonne de P (3.1)). Le rayonnement de la poutre est principalement du à ce mode (première colonne du tableau 3.2).

Fréquences propres	Mode 1 Radiatif	Mode 2 Radiatif	Mode 3 Radiatif
ω_1	2.6e-3	7.4e-8	5.6e-13
ω_2	1.57e-2	4.3e-6	2.5e-10
ω_3	6.07e-2	6.4e-5	1.45e-8

Table 3.2 – Facteurs de rayonnement des modes radiatifs

.

Le contrôleur vibroacoustique est optimisé afin de déterminer les gains de commande de sorte à réduire le rayonnement de la structure tout en consommant un minimum d'énergie (2.9). Si cette énergie n'est pas limitée, les amplitudes des modes structuraux peuvent même être augmentées afin de créer des interférences destructives. Le terme "modal restructuring" [20] est souvent employé pour décrire ce phénomène. Il est particulièrement utilisé hors résonance.

Pour la simulation de contrôle vibroacoustique et vibratoire de la poutre, cette dernière est excitée par une force ponctuelle unitaire au point $x_d = 0.25L$ et deux actionneurs (forces ponctuelles) sont utilisés pour le contrôle aux positions $x_1 = 0.29L$ et $x_2 = 0.5L$. La figure 3.3 présente les vitesses modales des modes 1 et 3 et la puissance acoustique rayonnée lorsque la poutre est non contrôlée puis contrôlée avec le contrôleur vibroacoustique et avec un contrôleur purement vibratoire classique. Les gains de contrôle sont réglés de sorte que les énergies de commande soient identiques pour une excitation de type choc. Les résultats sont présentés pour une excitation hors résonance à $\omega = 80rad/s$ soit environ $6.5Hz$. Les réductions des vitesses modales sont du même ordre pour les deux approches de contrôle. Elles sont même plus importantes avec le contrôleur vibratoire. Cependant le contrôleur vibroacoustique modifie les vitesses modales des modes 1 et 3 de sorte que ces deux modes soient en opposition de phase. Ce réarrangement modal diminue la contribution de ces deux modes de structure dans le premier mode radiatif. La puissance acoustique rayonnée par la poutre se trouve abaissée comme le montre la figure 3.3 (b). Il est important de remarquer que la simple réduction des vitesse modales sans réarrangement particulier entraîne une hausse de la puissance acoustique rayonnée (figure 3.3 (d)) hors résonance.

Pour utiliser les interférences destructives, il faut que les actionneurs puissent agir sur les modes de manière indépendante. Si ce n'est pas le cas, le contrôleur vibroacoustique se contente d'une simple réduction de l'amplitude des modes les plus rayonnants. Le terme employé pour décrire le phénomène est "modal suppression" [20]. Outre les éventuels problèmes d'endommagement dus à l'augmentation des déplacements modaux, une mauvaise connaissance du modèle de rayonnement peut avoir des conséquences désastreuses sur les performances acoustiques dans la bande de contrôle. De plus, pour les fréquences élevées qui vérifient $kl > 1$, tous les modes rayonnent indépendamment avec le même facteur de rayonnement. Donc le contrôleur vibroacoustique ne présente finalement aucun avantage face au contrôleur purement vibratoire puisqu'il se comporte de la même façon.

Par conséquent, le contrôleur vibroacoustique développé par Baumann doit être utilisé exclusivement lorsque les interactions acoustiques modales entre les modes de structure existent. Il permet de déterminer "automatiquement" les gains de contrôles optimaux pour minimiser la puissance acoustique. Cependant, cette stratégie requiert un modèle précis du

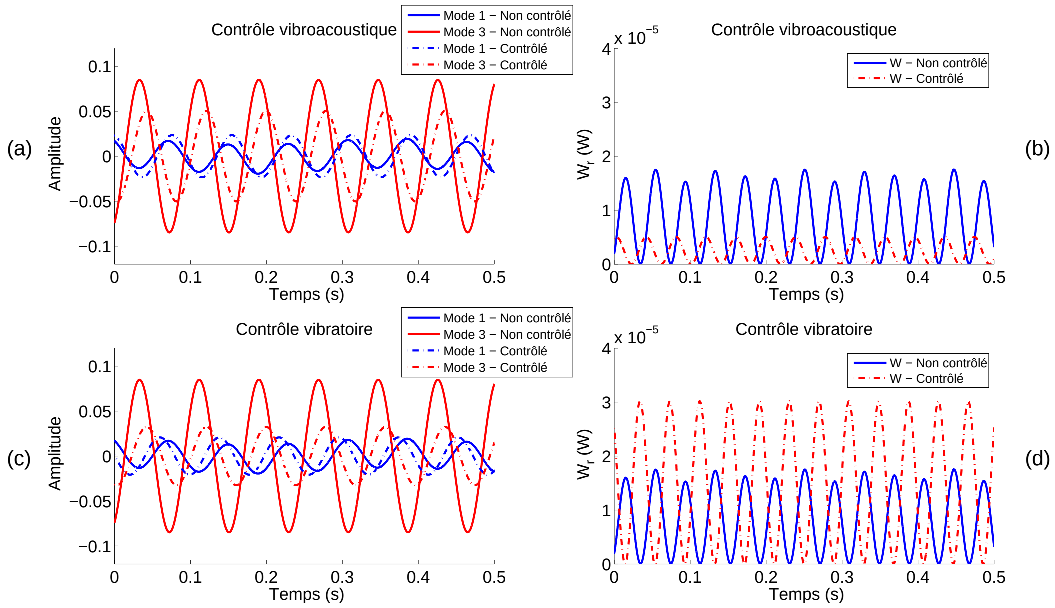


FIGURE 3.3 – Les vitesses modales des modes 1 et 3

rayonnement de la structure. Lorsque la densité modale est importante, le modèle d'état augmenté devient complexe à mettre en oeuvre. De plus, lors d'une expérimentation, le recalage du modèle acoustique est délicat. Il faut également noter que les gains optimaux sont calculés en considérant que tous les modes sont perturbés de la même façon. Dans le cas d'excitation par une onde plane incidente, le niveau de perturbation des modes qui contribuent au rayonnement (les modes impairs) décroît avec l'indice. Dans ce cas, il est important de prendre en compte la perturbation pour éviter de concentrer toute l'énergie de contrôle sur les modes d'indices élevés. Par conséquent, le contrôle vibroacoustique doit être mis en place expérimentalement avec extrêmes précautions. Dans la plupart des cas, cette approche de contrôle donne des résultats équivalents à ceux obtenus avec un simple contrôle vibratoire [51].

3.1.2 Le contrôle en masse et amortissement modaux

La transparence acoustique des parois simples et des double parois est principalement due à leurs masses et leurs amortissements modaux. L'utilisation d'un contrôleur en accélération et en vitesse semble attractif pour rehausser l'indice d'affaiblissement acoustique. Les simulations de contrôle en masse sont réalisées avec un modèle de poutre plus réaliste que dans 3.1.1 puisque le nombre de mode pris en compte est plus important et les actionneurs utilisés sont des patchs piézoélectriques (céramique Saint Gobain P189). Les paramètres de simulations sont reportés dans le tableau 3.4. Un modèle de poutre instrumentée est réalisé sous le logiciel *Ansys*®. Ce modèle permet calculer les fréquences propres, les déformées propres et les coefficients de couplage électromécanique modaux. Puis, la matrice des résistances de radiation des modes structuraux $M(\omega)$ est déterminée en utilisant (2.111) pour une bande de fréquence s'étendant de 10 à 900 Hz avant d'être approchée par des fonctions de transfert exprimées dans le domaine de Laplace $M(s)$ (2.125).

Afin de présenter les avantages d'un contrôle modal introduisant de la masse modale active grâce à une commande utilisant l'état dérivé, les gains de contrôle relatifs aux accélérations modales sont progressivement augmentés tout en réduisant ceux relatifs aux vitesses modales de sorte que la tension de commande maximale ne dépasse un certain seuil.

$\rho_b = 7800Kg/m^3$	$b_b = 4.0 * 10^{-2}m$
$E_b = 2.1 * 10^{11}Pa$	$h_b = 1.5 * 10^{-3}m$
$\xi_i = 0.01$	$l_b = 6.0 * 10^{-1}m$
$\rho_c = 7700Kg/m^3$	$b_p = 3.0 * 10^{-2}m$
$E_{11} = 6.67 * 10^{10}Pa$	$e_P = 0.7 * 10^{-3}m$
$E_{33} = 5.26 * 10^{10}Pa$	$l_P = 8 * 10^{-2}m$
$\epsilon^s_{11} = 1142$	$A1 = 2.5 * 10^{-3}m$
$\epsilon^s_{33} = 668$	$A2 = 4.25 * 10^{-1}m$
$d_{31} = -108pC/N$	$A3 = 1.625 * 10^{-1}m$
$d_{33} = 240pC/N$	

TABLE 3.3 – Caractéristiques utilisées pour les simulations

Mode	1	2	3	4	5	6	7	8
Frequence (Hz)	24	69	130	215	325	451	617	794

TABLE 3.4 – Fréquences propres de la *smart structure*

Les termes initiaux de la matrice de gains de contrôle sont obtenus en résolvant l'équation de Ricatti issue de la minimisation de la fonction coût (2.9). Seul, le premier mode est contrôlé en accélération en raison de sa forte contribution dans la puissance acoustique.

Minimisation de l'énergie acoustique

Un compromis entre les gains en accélération et en vitesse peut être trouvé pour réduire l'énergie acoustique rayonnée. La figure 3.4 présente la fonction coût (3.2) calculée entre 10Hz et 900Hz en fonction des gains de contrôle sur l'accélération et sur la vitesse du premier mode. Cette fonction coût est définie par :

$$\begin{cases} \text{si } V \leq V_{max} & J = \int_{\omega_{inferior}}^{\omega_{superior}} \dot{Q}(\omega)^H M(\omega) \dot{Q}(\omega) d\omega \\ \text{si } V > V_{max} & J = \infty \end{cases} . \tag{3.2}$$

Quand la tension de commande dépasse la tension maximale, J vaut l'infini. La ligne noire définie la limite à partir de laquelle la fonction coût est infinie. L'énergie acoustique atteint un unique minimum.

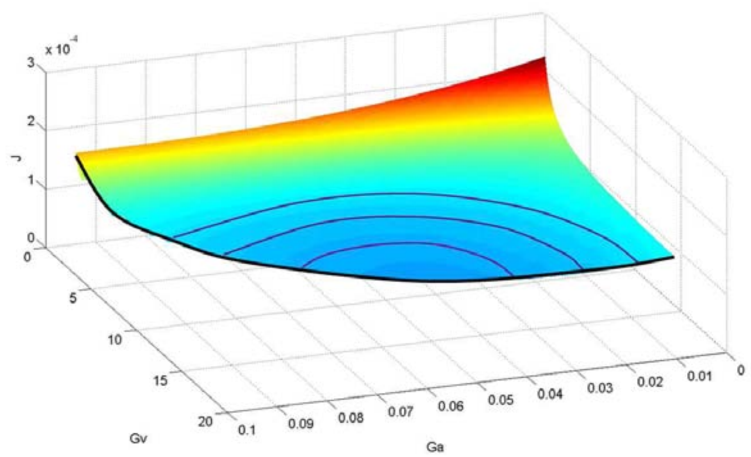


FIGURE 3.4 – Fonction coût

Par la suite, l'ensemble des fonctions de transfert calculées utilise les gains de contrôle représentés par la ligne noire de la figure 3.4. La figure 3.5 présente l'évolution de la puissance acoustique rayonnée par la poutre non contrôlée et contrôlée en fonction des gains de commande consacrés au contrôle en accélération et en vitesse sur le premier mode. Les gains de contrôle sur les autres modes restent inchangés. La poutre est excitée par une onde plane à incidence normale. La couleur bleue indique le contrôle en vitesse pure et la couleur rouge présente le contrôle en accélération pure. Quand le gain de contrôle sur l'accélération du premier mode augmentent, l'effet masse réduit la fréquence propre du mode et abaisse la vitesse modale de ce mode ce qui réduit considérablement le rayonnement de la poutre en raison de l'importante contribution du premier mode dans le rayonnement. En raison de la limitation de la tension maximale de contrôle, les gains en vitesse sont réduits. Par conséquent, la puissance acoustique à la résonance du premier est importante.

Les performances du système contrôlé changent radicalement selon les pondérations sur les accélérations et les vitesses. Si l'objectif est de limiter la puissance acoustique aux résonances, le contrôle en vitesse semble être le plus approprié. Le contrôle en masse permet de réduire la puissance acoustique sur une plus large bande fréquentielle. La figure 3.6 montre l'évolution de la fonction de transfert entre la tension de commande et la perturbation selon les pondérations sur les gains de contrôle. Donc l'énergie de commande du contrôleur en accélération à hautes fréquences est plus importante que celle d'un contrôleur en amortissement.

Cette approche attrayante d'un point de vue acoustique est en réalité inconcevable en raison des problèmes d'instabilité dus aux forts niveaux de tensions à hautes fréquences (voir figure 3.8). De plus, l'observateur utilisé pour la reconstruction du vecteur d'état risque d'être grandement perturbé par les modes résiduels puisque ces modes sont fortement excités par le niveau de commande élevé et qu'ils ne sont pas introduits dans le modèle réduit de la structure. A cela, vient également s'ajouter des problèmes de dérivation du vecteur d'état en temps réel. Cette stratégie de contrôle initialement développée pour réduire la transparence acoustique des double parois reste néanmoins intéressante puisque les double parois présentent une bonne isolation passive en moyennes et hautes fréquences, limitant ainsi le spillover et les risques d'instabilités.

La figure 3.7 présente les indices d'affaiblissement de la poutre non contrôlée et contrôlée par les trois différentes approches. La poutre est toujours excitée par une onde plane. Les trois contrôleurs sont réglés de sorte que leurs tensions de commandes maximales soient identiques. Les résultats des contrôleurs en vibration (FQ) et vibroacoustique (RF) sont tout à fait comparables. Les indices d'affaiblissement des poutres contrôlées sont relevés aux résonances grâce à l'amortissement actif. Il faut noter que les gains de contrôle optimaux du contrôleur vibroacoustique sont obtenus sans définir la matrice des pondérations notée Q. Tout comme les contrôleurs RF et FQ, le contrôle en accéleration-vitesse réduit la puissance acoustique aux résonances mais rehausse globalement l'indice d'affaiblissement grâce à l'effet masse. L'effet est d'autant plus important que la densité modale est faible et que l'excitation acoustique excite particulièrement le premier mode.

Contrairement au contrôle en vitesse, l'effet masse ne se limite pas aux résonances des modes contrôlés. Donc, le spillover de contrôle doit être considéré avec attention. La figure 3.8 présente des résultats de simulations dans lesquels quinze modes sont modélisés et le contrôle est effectué sur les huit premiers modes. Le spillover de contrôle est très important et ruine les performances acoustiques du contrôleur. Si un observateur avait été utilisé pour reconstruire l'état, les spillovers de contrôle et d'observation coupleraient les modes contrôlés et les modes résiduels ce qui rendrait la structure très probablement instable.

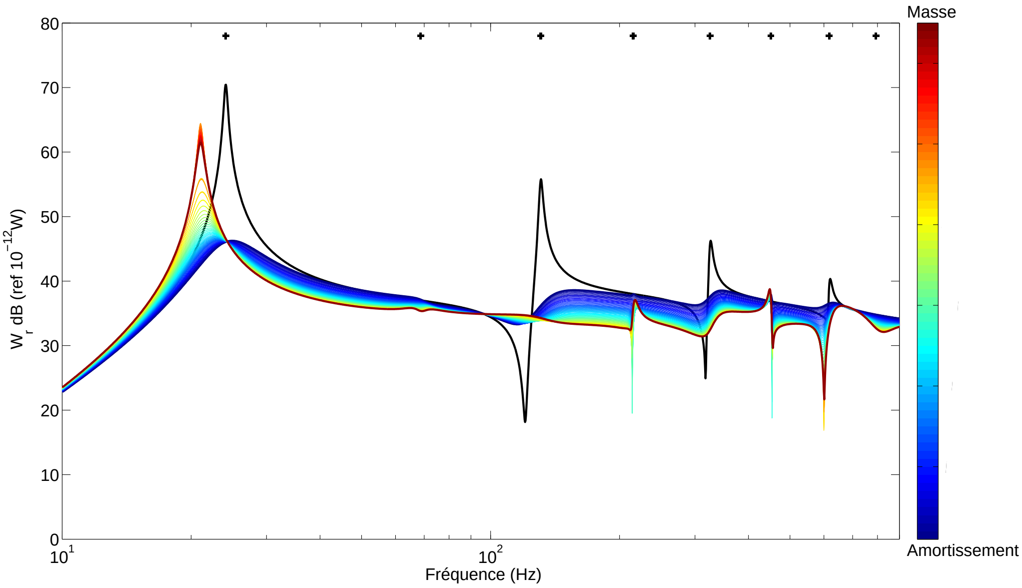


FIGURE 3.5 – Puissance acoustique en fonction de l'effort de contrôle sur la vitesse et l'accélération modales du premier mode

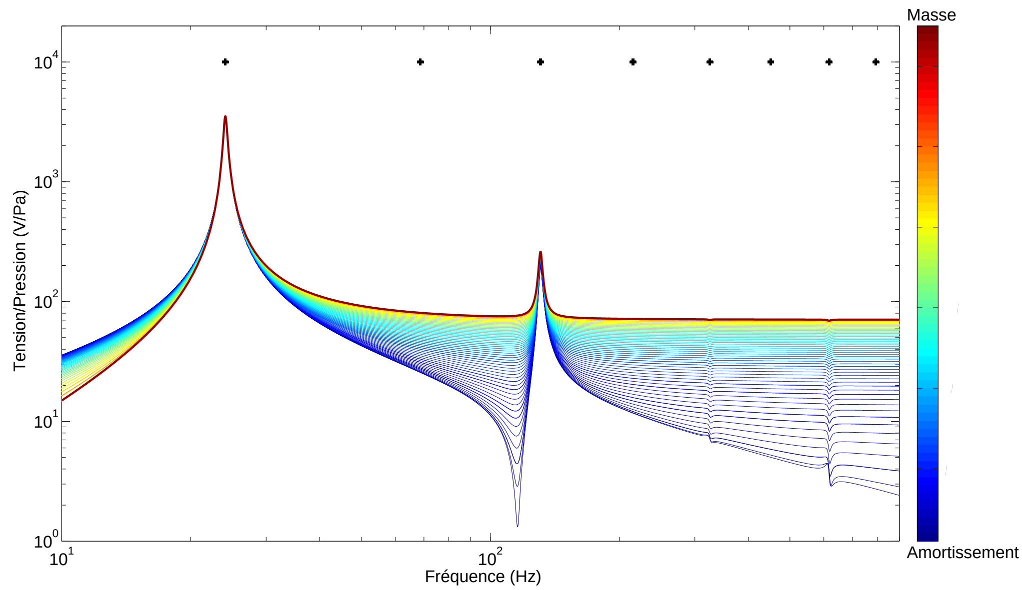


FIGURE 3.6 – Fonction de transfert entre la tension de commande aux bornes de l'actionneur A1 et la pression incidente en fonction de l'effort de contrôle sur la vitesse et l'accélération modales du premier mode

L'utilisation de masse active pour rehausser l'indice d'affaiblissement acoustique se révèle particulièrement efficace dans la bande de contrôle pour une structure à faible densité modale. En revanche, le contrôle en accélération introduit beaucoup d'énergie à hautes fréquences ce qui génère un spillover de commande particulièrement important. En présence de spillover d'observation, la structure a de fortes chances d'être instable. Cette stratégie de contrôle reste cependant intéressante pour réduire de la transparence acoustique des

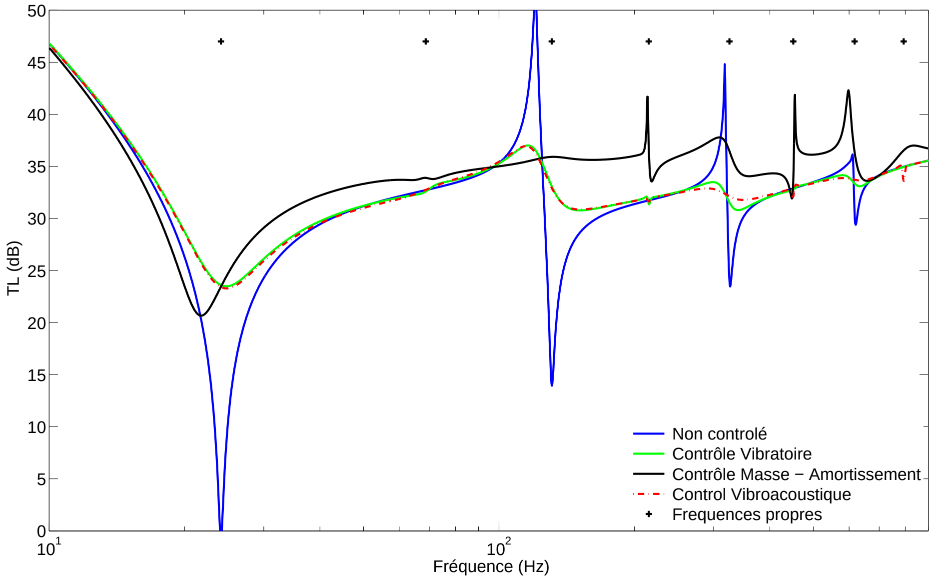


FIGURE 3.7 – Indice d'affaiblissement - 8 modes modélisés et contrôlés

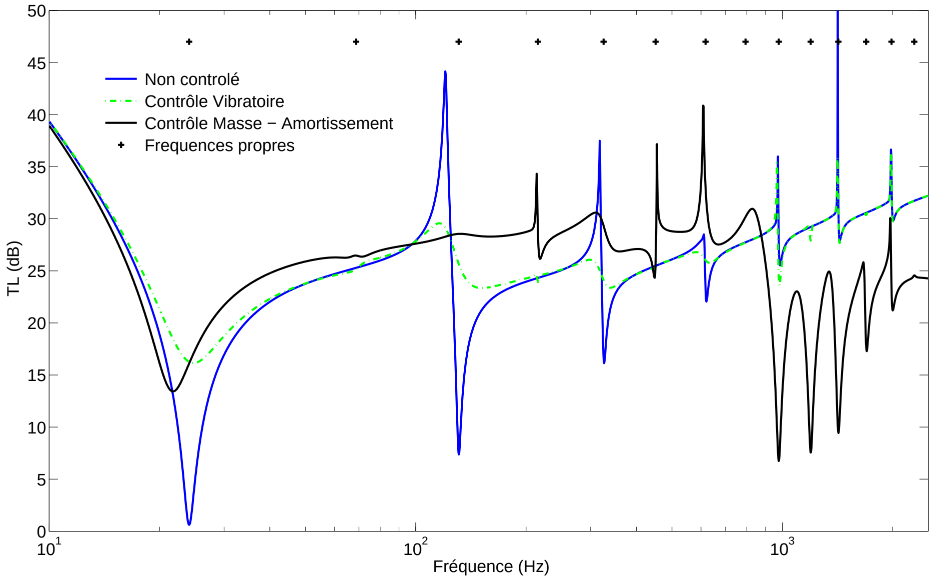


FIGURE 3.8 – Indice d'affaiblissement - 14 modes modélisés et 8 modes contrôlés

double parois qui bénéficient naturellement d'une bonne isolation passive en moyennes et hautes fréquences.

3.2 La double paroi

Les différentes techniques de contrôle présentées au chapitre 2.1 sont à présent employées sur la double paroi. Pour cette étude, le modèle analytique développé en section 2.4.1.3.1 est préféré à un modèle numérique. A ce stade, nous souhaitons simplement évaluer et comparer les différentes approches de contrôle. Donc, la précision d'un modèle FEM n'est pas nécessaire.

Dans une seconde section, nous cherchons à dimensionner la double paroi qui sera contrôlée expérimentalement. Nous désirons définir l'épaisseur de la cavité d'air de la double paroi qui minimise le recouvrement modal. En effet, les performances de la stratégie de contrôle modal utilisée lors de cette thèse se dégradent dès lors que la densité modale devient importante. En conséquent, une modélisation numérique plus précise qu'un modèle analytique est réalisée.

3.2.1 Le modèle analytique

Lors de cette simulation de contrôle, la double paroi est décrite en utilisant le modèle analytique dit "plaque séparée" en section 2.4.1.3.2 avec vingt cinq déformées propres d'une plaque (cinquante modes). Les capteurs sont positionnés sur les deux plaques (trois sur la plaque incidente et deux sur la plaque rayonnante). Couplés à un observateur, ils permettent de reconstruire l'état de onze déformées modales (vingt-deux modes entre 0 et 500Hz).

Le contrôle actif de cinq déformées propres (dix modes) dans la gamme de fréquences $[0; 350Hz]$ s'effectue avec deux actionneurs positionnés sur la plaque incidente. Le positionnement des actionneurs sur la plaque incidente permet de bénéficier de la bonne isolation passive de la double paroi dans le cas d'un éventuel spillover en moyennes et hautes fréquences. Les caractéristiques de la double paroi et le positionnement des patchs piézoélectriques sont reportés dans le tableau 3.5.

$\rho_P = 2700Kg/m^3$ $E_P = 69 * 10^9 Pa$ $\xi = 0.005$ $\rho_{air} = 1.23Kg/m^3$ $\xi_I = \xi_R = 0.33$	$l_P = 0.3m$ $L_P = 0.38m$ $h_{PI} = 0.001m$ $h_{PR} = 0.0016m$ $L_a = 0.084m$	$\rho_A = 7600Kg/m^3$ $\xi_A = 0.3$ $E_A = 60 * 10^9 Pa$	$l_A = 0.07m$ $L_A = 0.07m$ $L_A = 0.001m$
$X_{A1} = 0.04$ $Y_{A1} = 0.04$ $Z_{A1} = 0$ $X_{S3} = 0.3$ $Y_{S3} = 0.08$ $Z_{S3} = 0$	$X_{A2} = 0.155$ $Y_{A2} = 0.115$ $Z_{A2} = 0$ $X_{S4} = 0.16$ $Y_{S4} = 0.24$ $Z_{S4} = 0$	$X_{S1} = 0.04$ $Y_{S1} = 0.04$ $Z_{S1} = 8.4e^{-3}$ $X_{S5} = 0.04$ $Y_{S5} = 0.2$ $Z_{S5} = 0$	$X_{S2} = 0.155$ $Y_{S2} = 0.115$ $Z_{S2} = 8.4e^{-3}$ $Perturbation = 96dB$

TABLE 3.5 – Caractéristiques utilisées pour les simulations

La plaque est excitée par un champ diffus. En basses fréquences, les modes impair-impair qui contribuent majoritairement au rayonnement sont également fortement excités. La matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux de la double paroi est présentée en figure 3.9. Contrairement aux structures simples comme les plaques et les poutres, une même forme modale répond à deux reprises. Le contrôle de quelques formes modales impairs-impairs peut réduire de façon significative la transparence acoustique de la double paroi. Le modèle d'état dit "plaques séparées" intégrant le rayonnement de la structure permet de déterminer les gains de contrôle optimaux qui minimisent la puissance acoustique rayonnée via la fonction coût (2.9).

En raison de l'importante densité modale, les gains de contrôle relatifs aux rayonnements modaux sont quasiment nuls. Par conséquent, seul les gains sur les déplacements et les vitesses modales sont utilisés pour le contrôle. Afin d'alléger les matrices d'état, de gains d'observation et de contrôle, le modèle acoustique n'est pas introduit dans l'observateur et dans le contrôleur.

Les gains de contrôle et d'observation sont présentés par l'intermédiaire de la carte des pôles en figure 3.10. Puis la masse active est ajoutée sur la première forme modale (1-1) en raison de sa forte transparence.

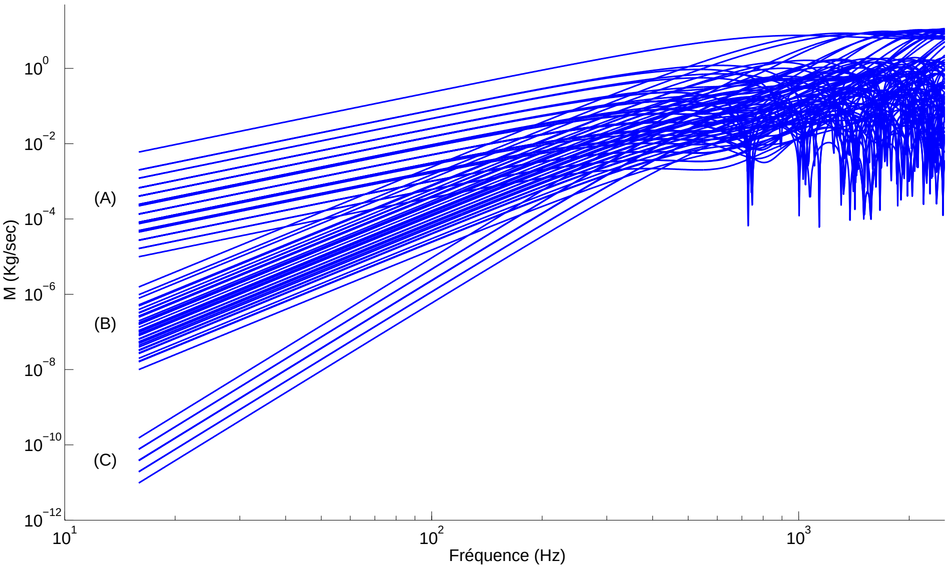


FIGURE 3.9 – Matrice des résistances de rayonnement des modes structuraux - (A) Modes impair-impair - (B) Modes impair-pair - (C) Modes pair-pair

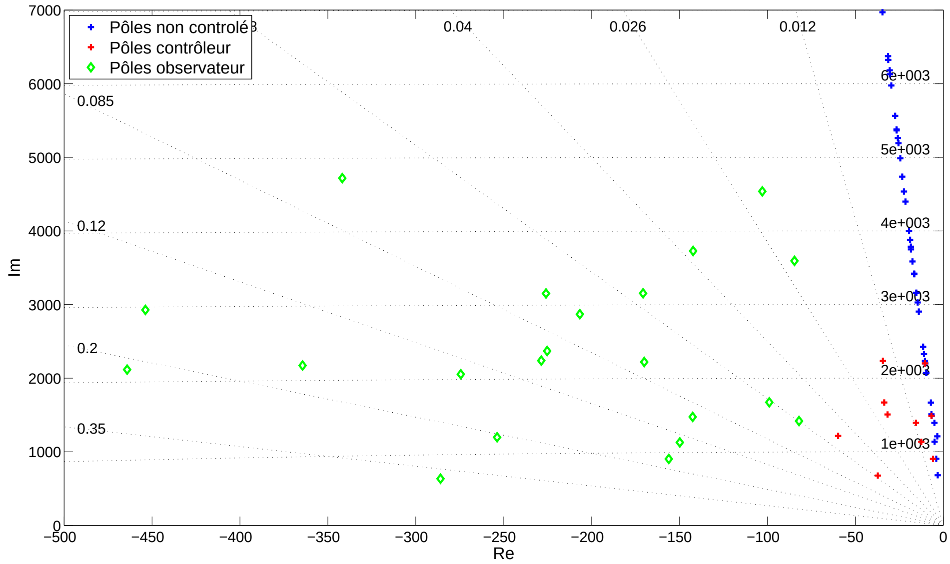


FIGURE 3.10 – Pôles du contrôleur et de l'observateur

La figure 3.11 présente l'indice d'affaiblissement de la double paroi non contrôlée et contrôlée avec le contrôleur vibroacoustique et le contrôleur masse-amortissement. Le contrôleur purement vibratoire n'est pas présenté puisqu'il est aussi performant que le contrôleur vibroacoustique. Les points bleus, les losanges roses et les cercles rouges désignent respectivement les modes modélisés, les modes contrôlés et les modes utilisés par l'observateur pour reconstruire l'état. L'effet de la masse active est principalement visible à proximité de la première forme modale (1-1) et entre les résonances des autres modes, là où la contribution du premier mode dans le rayonnement acoustique est importante. Les réductions de la transparence acoustique "aux résonances du premier mode" sont obtenues grâce à l'augmentation par le contrôleur des amortissements modaux de 0.5% à 6% sur ce mode. La tension de commande dans le cas d'une excitation par un champ diffus de 96 dB est présentée en figure 3.12. La tension de commande du contrôle en accélération est supérieure à celle du contrôle vibroacoustique. En raison de cette tension de commande élevée entre les deux résonances associées à la forme 1-1 (108Hz et 192Hz), l'indice d'affaiblissement est rehaussé entre 100Hz et 200Hz. A la vue de ces résultats, il ne semble pas que l'utilisation de la masse active modale engendre une franche amélioration de l'indice d'affaiblissement.

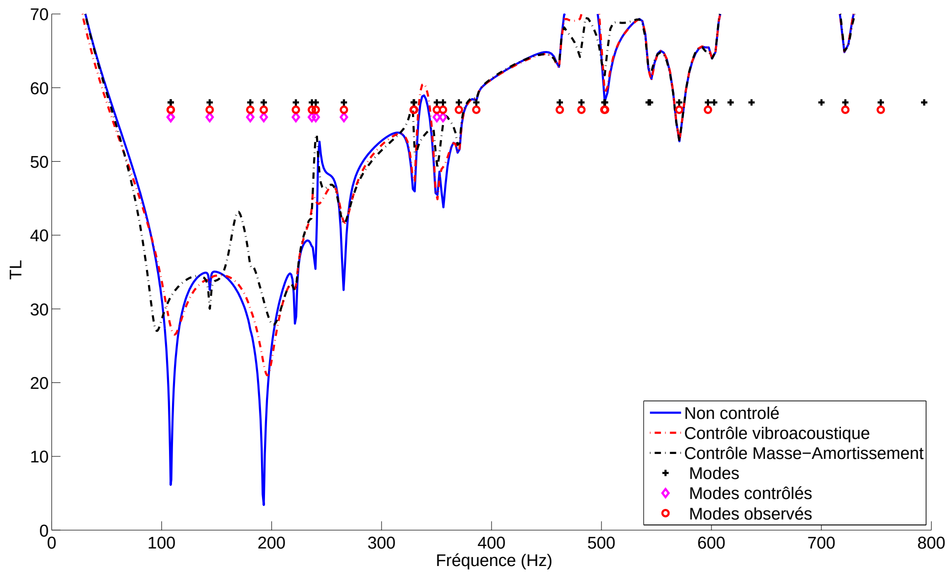


FIGURE 3.11 – Indice d'affaiblissement acoustique (TL)

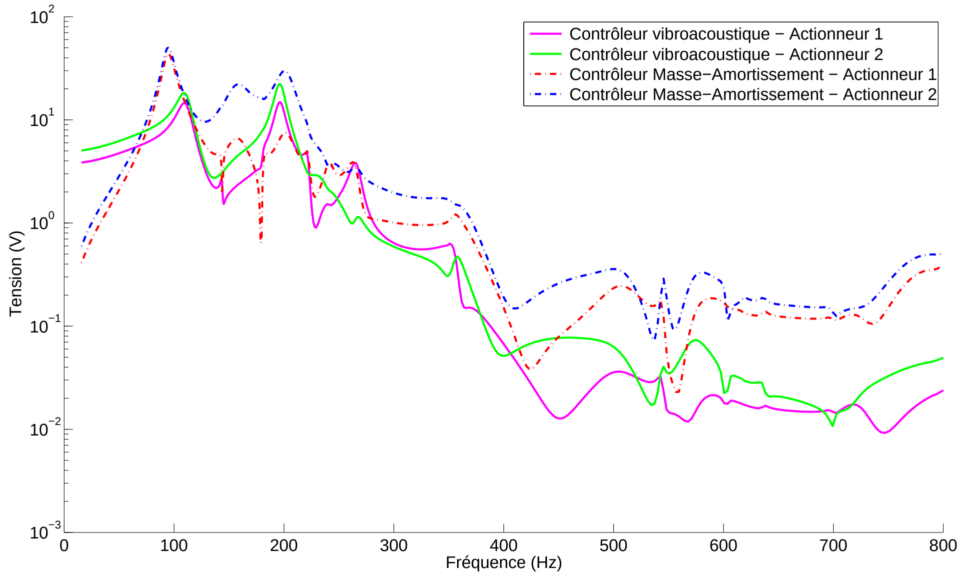


FIGURE 3.12 – Tension de commande aux bornes des actionneurs - Perturbation - Onde plane à incidence normale

3.2.2 Le modèle COMSOL®

Le contrôle modal est particulièrement efficace lorsque le recouvrement modal des structures est faible. En étudiant le couplage des deux plaques, de la double paroi, par la cavité d'air, l'épaisseur de la lame d'air qui minimise le recouvrement modal peut être recherchée. La double paroi étudiée en simulation puis expérimentalement est symétrique, composée de deux plaques en duraluminium de $0.6 \times 0.4 \times 0.001m^3$ de dimensions, et encastrée sur un mur sans ajout de matériaux viscoélastiques. Même si l'ajout de joints aurait permis de garantir une bonne étanchéité de la cavité d'air, cette solution n'a pas été retenue afin de limiter les problèmes de réalisation expérimentale.

Une étude paramétrique dans laquelle l'épaisseur de la cavité d'air évolue entre 2.5mm et 60mm est réalisée sous COMSOL®. Les fréquences propres de la double paroi calculées pour les différentes épaisseurs de la cavité sont reportées dans la figure 3.13.

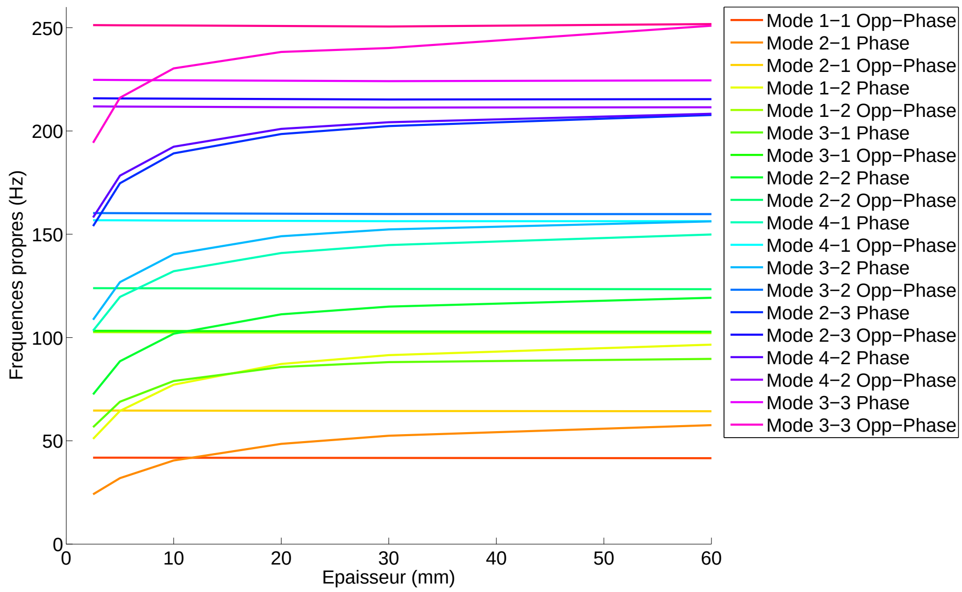


FIGURE 3.13 – Frequences propres de la double paroi en fonction de l'épaisseur de la cavite d'air (COMSOL®)

Lorsque la cavité est épaisse, la raideur de l'air, approximativement inversement proportionnelle à l'épaisseur de la lame d'air, est petite. Par conséquent, le couplage des deux parois est faible et les fréquences propres associées à une même forme modale, en phase et en opposition de phase, sont quasi identiques. Au contraire, la réduction de l'épaisseur de la lame d'air entraîne une augmentation du couplage. Plus le couplage est fort, plus l'écart fréquentiel entre les modes de même forme modale est important. Le recouvrement modal est minimal pour une épaisseur de la cavité d'air de vingt millimètres. Lors de l'expérimentation, la double paroi est étudiée pour des épaisseurs de lame d'air de dix et vingt millimètres.

3.3 Détermination numérique des coefficients de couplage électromécanique

L'objet de ce chapitre est d'évaluer l'importance de la raideur électrique introduite par les patchs piézoélectriques. La modélisation d'une plaque instrumentée sous le logiciel *Ansys*® permet ensuite de calculer les coefficients de couplage électromécanique modaux. La plaque est équipée de quatre actionneurs carrés de 50mm de coté positionnés aux encastrements comme l'illustre la figure 3.14. Afin d'augmenter la commandabilité des modes d'indice impair-impair et réduire celle des autres modes, les quatre actionneurs sont commandés en parallèle. Par conséquent, lors des simulations, les quatre actionneurs sont court-circuités ou laissés libres simultanément. Les caractéristiques des céramiques utilisées pour ces simulations sont identiques à celles précédemment employées lors du contrôle de la poutre (voir tableau 3.3). Des études sur l'épaisseur optimale de la céramique peuvent également être entreprises afin d'optimiser le coefficient de couplage électromécanique. Pour ces simulations, tous les patchs ont une épaisseur de 500μm et la couche de colle n'est pas considérée.

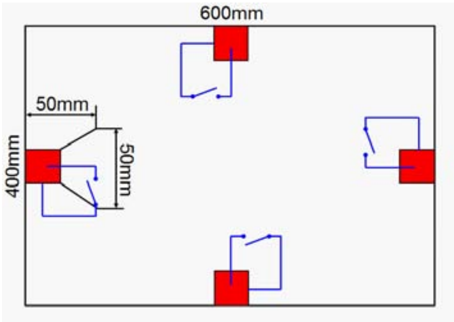


FIGURE 3.14 – Positionnement des patchs sur une plaque rectangulaire $0.6 \times 0.4 \times 0.001 m^3$

Les coefficients de couplage electromécaniques modaux obtenus avec quatre patchs commandés en parallèle sont reportés dans le tableau 3.6. Dans l'ensemble, les coefficients de couplages électromécaniques modaux notés k sont plutôt faibles. Cependant, la détermination expérimentale des contributions modales des actionneurs est très délicate à obtenir, en raison des faibles différences de fréquences propres entre les configurations en circuit ouvert et en circuit fermé. Afin de contourner cette mesure délicate, la méthode d'identification globale développée en section 2.4.2 est préférée lors de l'expérimentation.

Mode	Forme	Fréquence court circuit (Hz)	Fréquence circuit ouvert (Hz)	k (%)
1	1-1	45.66	45.70	4.39
2	2-1	64.77	64.77	0.00
3	1-2	103.86	103.87	1.39
4	3-1	107.38	107.44	3.34
5	2-2	124.08	124.08	0.00
6	4-1	156.04	156.04	0.00
7	3-2	162.23	162.25	1.57
8	1-3	196.81	196.85	2.02
9	4-2	212.56	212.56	0.00
10	2-3	214.82	214.82	0.00
11	5-1	222.87	222.87	0.00

Table 3.6 – Coefficient de couplage électromécanique modal

3.4 Conclusion

Parmi les différentes approches de contrôle modal, ils semblent que les contrôleurs vibroacoustique et vibratoire aient des niveaux de performances semblables. En effet, lorsque les actionneurs ne peuvent pas agir sur les modes indépendamment, le contrôleur vibroacoustique réduit simplement les amplitudes des vibrations comme un contrôleur vibratoire classique. De plus, le contrôleur vibroacoustique est complexe à mettre en place. Au demeurant, la taille du modèle de rayonnement croit rapidement avec le nombre de mode à considérer pouvant occasionner des problèmes de faisabilité lors d'une mise en oeuvre expérimentale. Le maigre gain de performances apporté par cette stratégie, ainsi que la complexité du recalage des modèles acoustiques, ne justifient pas son emploi lors de l'expérimentation.

Des résultats intéressants sur une poutre sont présentés lorsque l'état dérivé est utilisé pour introduire de l'amortissement modal et de la masse modale active. Mais lorsque la densité modale devient importante, comme pour les double parois, les gains de performances apportés par cette approche sont limités. De plus, les problèmes de stabilité engendrés par une tension de commande élevée à hautes fréquences rendent cette stratégie de contrôle peu utilisable. A cela, il faut ajouter que la dérivation de l'état en temps réel est également une source d'instabilité. Donc, cette technique de contrôle attrayante pour rehausser l'indice d'affaiblissement acoustique ne semble pas viable expérimentalement.

Le développement d'un modèle éléments finis de la double paroi sous COMSOL® a permis d'établir les effets de la raideur de l'air sur les fréquences propres de la structure. L'épaisseur de la cavité d'air qui minimise le recouvrement modal a été également recherchée.

La modélisation d'une plaque instrumentée de patchs piézoélectriques sous *Ansys*® a mis en évidence la faible raideur électrique des patchs piézoélectriques. La mesure expérimentale de cette raideur n'est pas envisageable sans l'utilisation d'un impédancemètre. C'est dans cette optique que la technique d'identification des paramètres modaux a été développée en section 2.4.2 et employée dans les sections 4.2 et 4.3.

Les travaux réalisés en simulation ont surtout permis de se familiariser avec les différentes approches de contrôle pouvant être mises en place lors de l'expérimentation.

Chapitre 4

Expérimentations

4.1 Description du banc de mesure et des excitations

4.1.1 Le banc de mesure

Les expérimentations de contrôle actif de la transparence acoustique d'une simple et d'une double paroi ont été réalisées au Laboratoire Vibrations Acoustique de l'INSA de Lyon. Il dispose d'un montage de transparence acoustique avec une pièce coté émission débouchant sur une chambre semi-anéchoïque (coté réception) par une ouverture rectangulaire de 600mm par 400mm (figure 4.1). La *smart structure* est positionnée du coté de la chambre semi-anéchoïque sur un cadre rectifié, lui même scellé au mur.

(a) (b)

FIGURE 4.1 – La salle coté incident (a) et la salle coté rayonnant (b)

La figure 4.2 présente le schéma de montage de la double paroi. Les deux plaques qui la composent sont en duraluminium d'un millimètre d'épaisseur et séparées par un cadre en acier épais de dix millimètres. Le tout est maintenu par quatre poutres larges exerçant une pression supposée uniforme sur les bords de la double paroi grâce aux trente huit vis serrées en étoile à 50Nm. Aucun matériau viscoélastique n'est introduit aux encastrements. L'étanchéité de la cavité d'air est réalisée par simple contact entre les pièces métalliques.

Le montage de la plaque simple est réalisé en retirant simplement la seconde plaque et le cadre de la cavité.

Par abus de langage, la salle et la plaque du coté de l'excitation sont appelées respectivement "plaque incidente" et "salle incidente". De la même façon, la seconde plaque et la chambre semi-anéchoique sont désignées "plaque rayonnante" et "salle rayonnante".

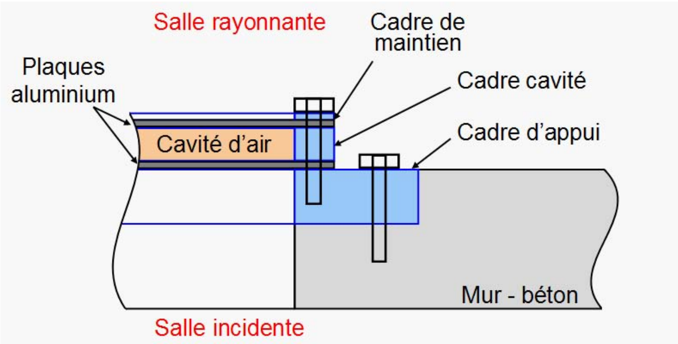


FIGURE 4.2 – Schéma de montage

La figure 4.3 présente le poste de travail expérimental avec les différents éléments nécessaires au contrôle et à son réglage. La légende est reportée dans le tableau 4.1 dans lequel est listé l'ensemble du matériel employé lors de cette expérimentation. Une astérisque rouge indique les éléments indispensables au fonctionnement du système actif.

Les performances acoustiques du contrôleur sont évaluées avec une sonde intensimétrique mesurant la densité de flux acoustique sur une surface à proximité de la plaque rayonnante. La figure 4.4 présente le dispositif mis en oeuvre pour cette mesure. Le détail de la mesure par intensimétrie est décrit dans l'annexe A.

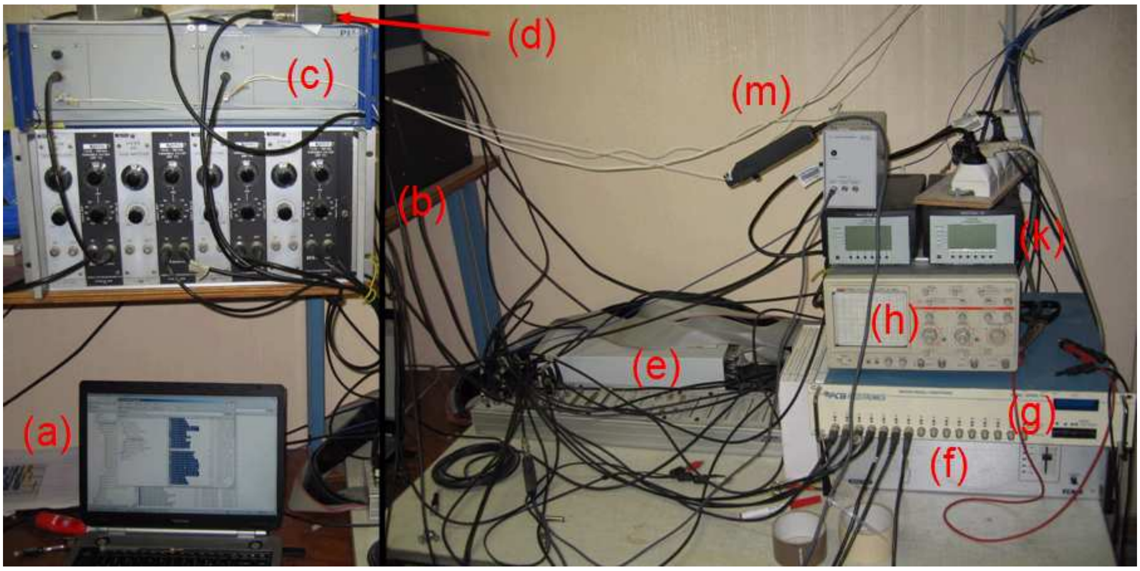


FIGURE 4.3 – Poste de travail

Fonction	Fournisseur	Référence	Propriétés	Valeur
Filtre passe-bas* en sortie de DSpace (b)	Kemo	VBF 17J	Fréq coupure (b) Ordre filtre Gain	5Khz 8 0dB
Ampli enceinte (f)	Bouyer	AS75	Puissance	75W
Conditionneurs PCB (g)	PCB PIEZOTRONICS	Model series 481	Nb voies Gain Acc	16 x 10
Conditionneurs * en charges pour capteurs PVDF (k)	Brüel & Kjaer	Nexus	Nb voies Gain Ampli Sensibilité Filtre Ordre filtre	4+2 3.16mV/unit 1pC/unit [1Hz-3KHz] 2
Amplificateur* haute tension (c)	P.I.	HVPZT - E472	Offset Gain fixe	0V x 100
Carte * d'acquisition et de contrôle (e)	DSpace	DS 1103	F clock max F clock exp Inputs Outputs	20KHz 10KHz 20 8
Sonde de courant (m)	Agilent Agilent	N2779A Power supply	ratio	0.1V/A
Sonde intensimétrique (s)	G.R.A.S.	Type 40AK	Sensibilité Réponse Spacer	25mV/Pa [2.5Hz-10KHz] 100mm
Ampli micro	G.R.A.S.	Type 12AA		
Accéléromètre	PCB	333B32	Sensibilité	$\approx$ 100mV/g
Ordinateur (a)*	Toshiba	SPM30		
Oscilloscope (h)	Sefran	5702		
Saturateur* (d)			Seuil linéarité U_{max}	1.2V 2.2V
Patch PZT*	P.I.	Dura Act P876-A15	Longueur Largeur Epaisseur	31mm 35mm 800μm
MFC	Smart Material	M-8557-P1	Longueur Largeur Epaisseur	85mm 57mm 500μm
PVDF*	MEAS	DT series DT2-042-K/L	Longueur Largeur Epaisseur	73mm 57mm 70μm
Salle incidente	LVA		Longueur Largeur Hauteur	3.6m 2m 2m
Salle rayonnante	LVA		Longueur Largeur Hauteur	4.9m 3.2m 1.8m

TABLE 4.1 – Matériels de contrôle, d'observation, d'excitation et de mesure de la puissance acoustique utilisés lors des expérimentations

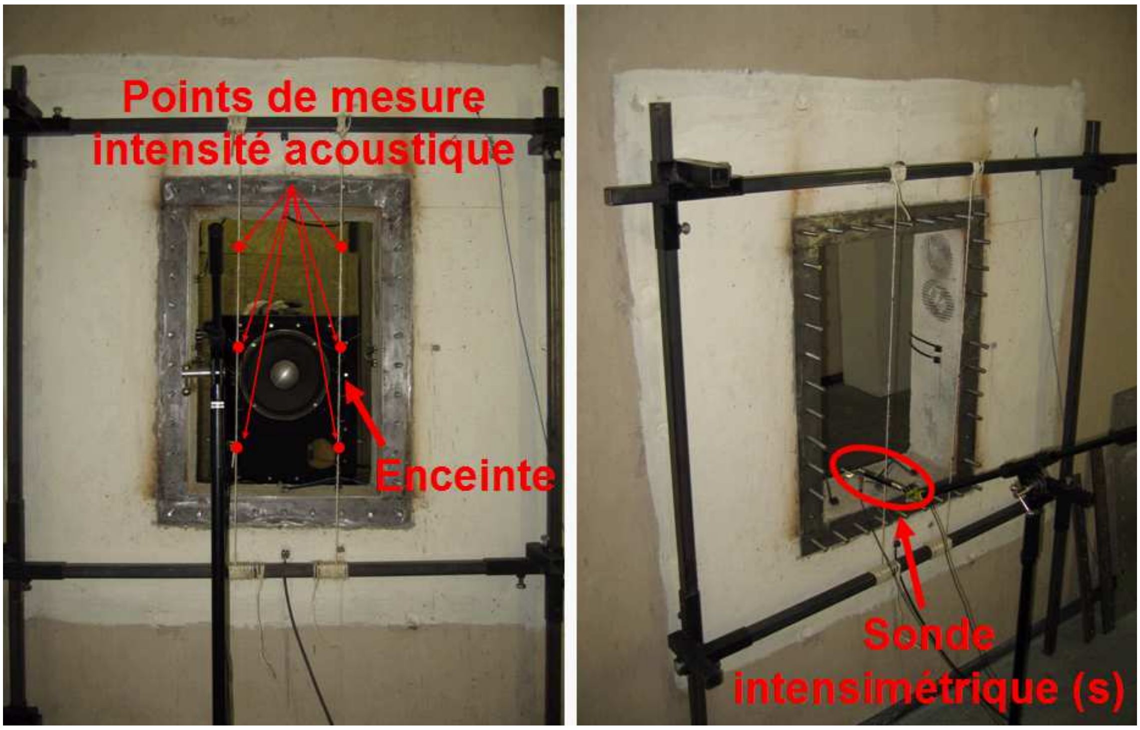


FIGURE 4.4 – Mesure de l'intensité acoustique dans la chambre semi anéchoïque

4.1.2 Les excitations et composants de contrôle

Au cours des expérimentations, plusieurs types d'excitation sont utilisés pour mettre en évidence l'efficacité du contrôle actif. Les *smart structures* sont soumises à des excitations solidiennes (marteau de choc ou patchs piézoélectriques) et aériennes par l'intermédiaire d'une enceinte acoustique placée face à l'ouverture. La pièce coté émission étant quelconque et non traitée, la perturbation aérienne ne peut être considérée ni comme une onde plane à incidence normale (en l'absence de guide d'onde), ni comme un champ diffus. En effet, une enceinte, excitée par un bruit blanc sur 300Hz, est positionnée dans une salle sans traitement spécifique de 3.6x2x2m^3 face à la *smart structure* (figure 4.1).

Le niveau d'excitation de la double paroi dépend :
- des déformées propres de la structure
- de la réponse ampli-enceinte
- des modes de salle
- de la position de l'enceinte dans la salle

La mesure de la puissance incidente est réalisée sans la *smart structure*. Les ondes acoustiques, provenant de la salle d'excitation, débouchent dans une chambre semi anéchoique limitant les ondes retour. La puissance acoustique incidente est présentée en figure 4.5. La réponse de la chaîne d'excitation ampli-enceinte-salle est très marquée par les modes de salles. Pour cette raison, l'indice d'affaiblissement est utilisé pour caractériser la transparence acoustique des structures.

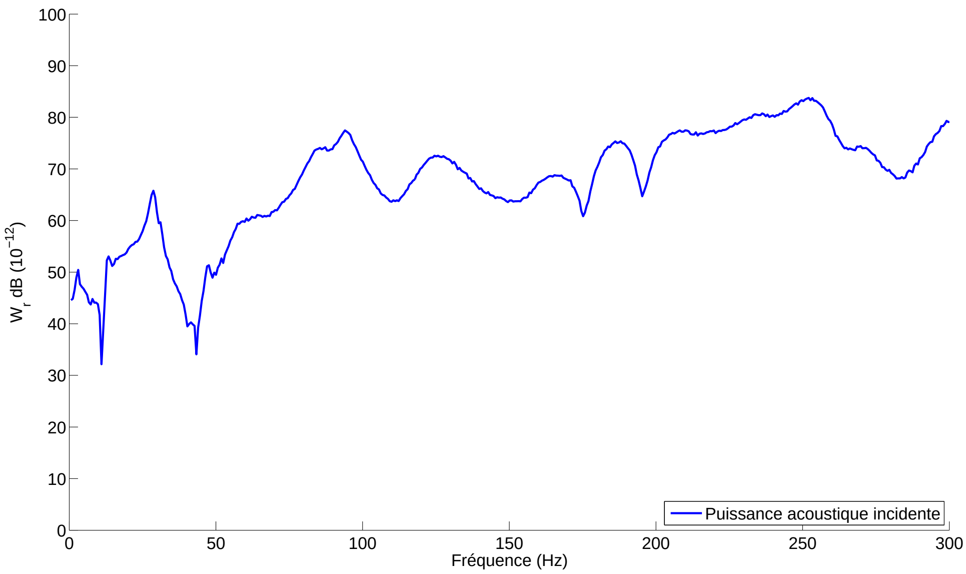


FIGURE 4.5 – Puissance acoustique incidente

Les actionneurs et les capteurs :
La figure 4.6 présente les composants actifs employés dans le cadre de cette étude. Des patchs MFCs (Macro-Fiber Composite) et des patchs piézocéramiques Dura Act ont été utilisés comme actionneurs. Des films PVDF sont employés comme capteurs. Leurs caractéristiques sont reportées dans le tableau 4.2.

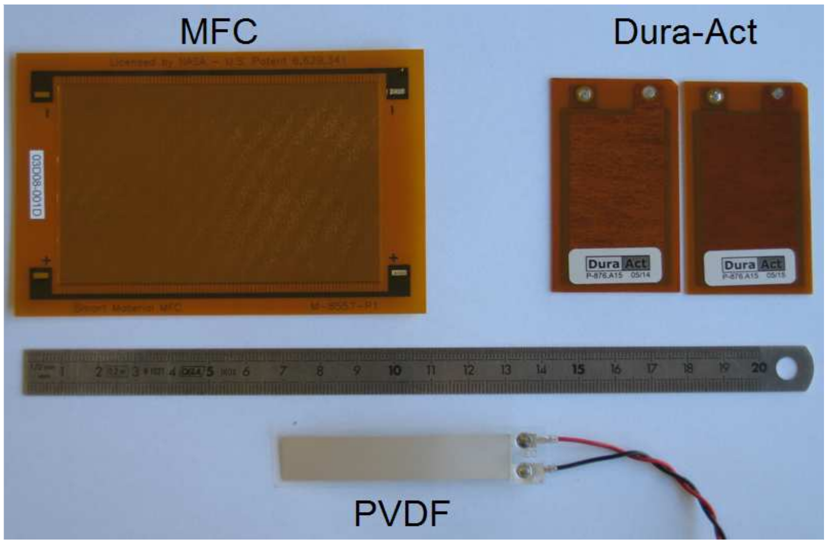


FIGURE 4.6 – Les actionneurs et capteurs

	PVDF	MFC	Dura Act
Fournisseur	MEAS	Smart Material	Physikinstrumente
Référence	DT2-042-K/L	M-8557-P1	P876-A15
Longueur (mm)	73	85	61
Largeur (mm)	16	57	35
Epaisseur active(μm)	64	300	500
d_{31} $10^{-12}C/N$	23	-370	-180
d_{33} $10^{-12}C/N$	-33	460	400
Capacité nF	1.44	...	45
Tension (V)	...	-500 +1500	-250 + 1000
Prix (euros)	5	200	100

TABLE 4.2 – Caractéristiques des transducteurs piézoélectriques

4.2 Expérimentation double paroi

Cette section est consacrée à l'expérimentation réalisée sur la double paroi. Dans un premier temps, elle détaille la *smart structure* ainsi que les difficultés rencontrées lors de la mise en oeuvre du démonstrateur. Puis, les étapes d'identification et de construction du modèle expérimental sont présentées. Enfin, le contrôleur est mise en oeuvre et les performances acoustiques de la double paroi non contrôlée et contrôlée sont évaluées.

4.2.1 La structure étudiée

Différentes configurations de double parois ont été étudiées au cours de cette thèse. Les sous-sections ci-après mentionnent notamment le choix et le positionnement des actionneurs et reportent les principaux problèmes de mise en oeuvre.

4.2.1.1 Choix et positionnement des actionneurs

Les capteurs et les actionneurs doivent être positionnés sur la structure en veillant à ce que les modes les plus rayonnants soient les plus contrôlables et les plus observables. L'un des avantages du contrôle modal réside dans sa capacité à contrôler un nombre important de modes avec un nombre réduit de composants actifs. Par conséquent, ces derniers doivent être puissants et correctement positionnés. Les actionneurs piézoélectriques sont placés sur la plaque incidente et les capteurs sont répartis sur les deux plaques. Grâce à ce positionnement adapté des actionneurs, les effets d'un mauvais contrôle (spillover à hautes fréquences) sur la puissance acoustique rayonnée par seconde plaque sont ainsi limités par les qualités d'isolation passive de la double paroi.

Outre le positionnement, le coefficient de couplage électromécanique peut être optimisé en utilisant des éléments actifs qui ont une raideur équivalente à celle de la structure à contrôler [89]. Afin de comparer les deux modes d'activation (MFC et Dura Act), une première double paroi est équipée de deux couples d'actionneurs Dura Act alors que des patchs fibrés (MFC) sont utilisés pour activer la seconde double paroi. Deux capteurs, notés PI1 et PR1, sont positionnés en vis-à-vis respectivement sur la plaque incidente et sur le plaque rayonnante. La figure 4.7 présente les emplacements des composants piézoélectriques lors de ce test.

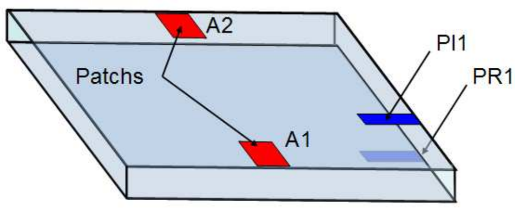


FIGURE 4.7 – Position des actionneurs (rouge) et des capteurs (bleu)

La figure 4.8 permet de comparer les fonctions de transfert entre tensions aux bornes des capteurs (films PVDF) et celles aux bornes des actionneurs (MFC et Dura ACT). Il faut toutefois noter que les tensions d'alimentation maximales des MFCs sont deux fois supérieures à celles des Dura ACT. Par conséquent, la différence d'efficacité entre les deux types d'actionneurs se réduit. Les MFCs de grandes surfaces qui semblaient avoir une épaisseur adaptée se révèlent en réalité moins efficaces que les patchs Dura ACT.

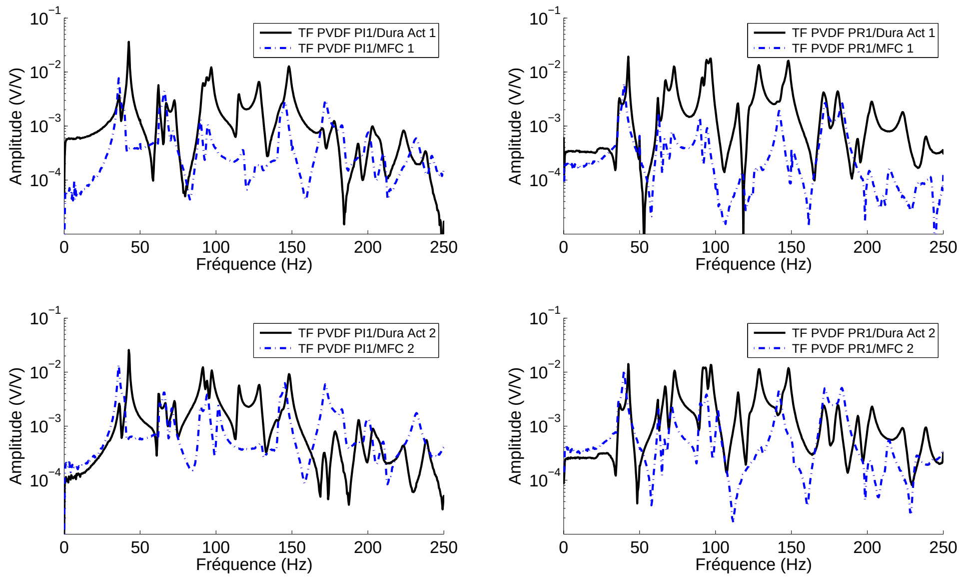


FIGURE 4.8 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et les tensions aux bornes des actionneurs

4.2.1.2 Les problèmes de mise en oeuvre

Les principales difficultés rencontrées lors de la mise en place de l'expérimentateur sont explicitées ci-dessous :

- **Encastrement :**
  Les mauvaises conditions d'encastrement, dues principalement aux tolérances de planéité non respectées sur les cadres qui maintiennent la double paroi, peuvent contraindre les deux plaques en position convexe ou concave. Les fonctions de transfert entre capteurs et actionneurs changent radicalement selon les configurations (figure 4.9). Ainsi, pour chaque montage, une identification des paramètres du modèle utilisé par l'observateur et le contrôleur doit être réalisée puis un réglage des gains de contrôle et d'observation doit être effectué.

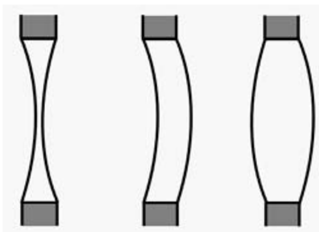


FIGURE 4.9 – Conditions d'encastrement de la double paroi - Déformées statiques

Le cadre de 10mm d'épaisseur présentant de meilleures conditions de planéité que le cadre de 20mm est utilisé par la suite. En réduisant l'épaisseur de la lame d'air de la double paroi, le couplage entre les deux plaques augmente et le recouvrement modal devient plus important. L'évolution des fréquences propres de la structure en fonction de l'épaisseur de la cavité d'air est présentée dans la figure 3.13 en section 3.2.2. D'après les simulations, une cavité de 20mm d'épaisseur permet d'obtenir la configuration la plus propice au contrôle modal puisqu'elle minimise le recouvrement modal. Au contraire, une cavité épaisse de 10mm est peu appropriée à cette stratégie de contrôle ce qui la rend plus difficile à mettre en oeuvre.

– **Température :**
La température modifie significativement les fréquences propres de la structure en raison des conditions d'encastrement. La figure 4.10 illustre la sensibilité de la double paroi à son environnement. Même si la température n'a pas été relevée avant que ce phénomène soit remarqué, les dates montrent que la dispersion des fonctions de transfert est importante sur un laps de temps réduit. Il semble également qu'un "déséquilibre thermique" entre les deux salles puisse aussi "désaccorder" les deux plaques provoquant l'apparition de nouvelles résonances. Dans cette configuration dissymétrique, les déformées propres des deux plaques sont éventuellement différentes pour une même fréquence de résonance. En cas de changement de température supérieur à 2°C, une mise à jour complète (A, B, C) du modèle semble être nécessaire. Des essais de robustesse du contrôleur qui illustrent l'importance de la précision des modèles sont présentés ultérieurement. Pendant les essais de contrôle actif, la température des deux salles est restée comprise entre 17°C et 19°C. Deux identifications ont été utilisées.

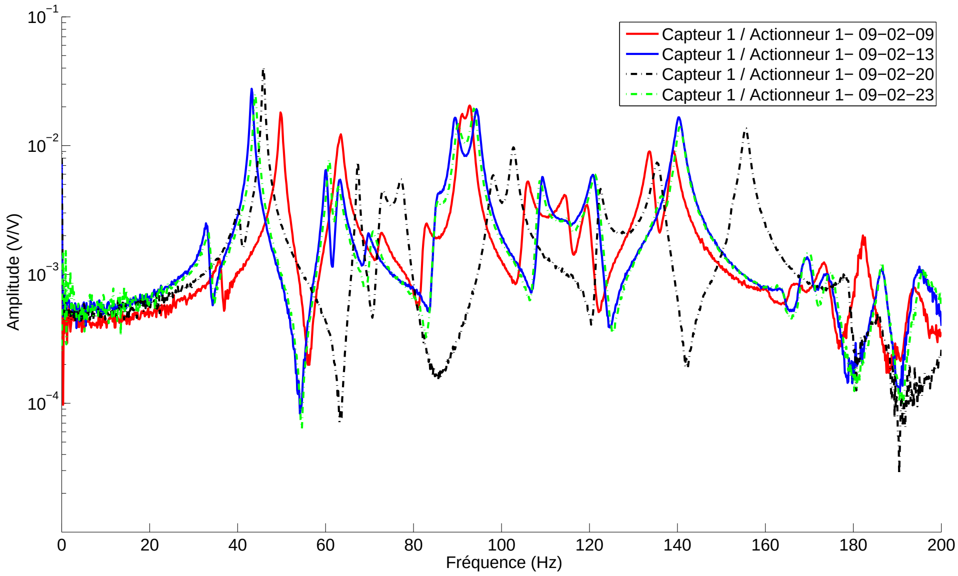


FIGURE 4.10 – Quatre fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur PI1 et la tension aux bornes de l'actionneur A1 à des moments différents

– **La fréquence de l'horloge de la carte d'acquisition et de commande** ***dSpace*** **:**
La fréquence d'échantillonnage et de rafraîchissement des sorties de la carte d'acquisition et de contrôle *dSpace* ne peut être supérieure à 10KHz en raison du volume de calculs important devant être effectuée en temps réel. L'échantillonnage crée notamment une composante à la fréquence de rafraîchissement qui ruine les performances acoustiques du contrôleur. Pour limiter cette composante à 10KHz, les signaux de commande des actionneurs sont filtrés. L'ordre des filtres utilisés doit être élevé et les fréquences de coupure doivent être suffisamment éloignées de la bande de contrôle pour que l'atténuation soit nette et que les déphasages introduits soient faibles. La figure 4.11 présente les diagrammes de Bode en amplitude de 3 filtres d'ordre 8 dont les fréquences de coupure sont respectivement 0.5KHz, 1KHz et 5KHz.
Par la suite, le filtre passe-bas ayant une fréquence de coupure à 5KHz en sortie de DSpace est utilisé en raison du déphasage inférieur à 15° introduit sur la bande de fréquences [0 − 200Hz]. Les signaux des capteurs PVDF sont traités par des amplificateurs de charges Brüel & Kjaer Nexus avec un filtre anti-repliement d'ordre 2 dont

la fréquence de coupure est fixée à 3KHz.

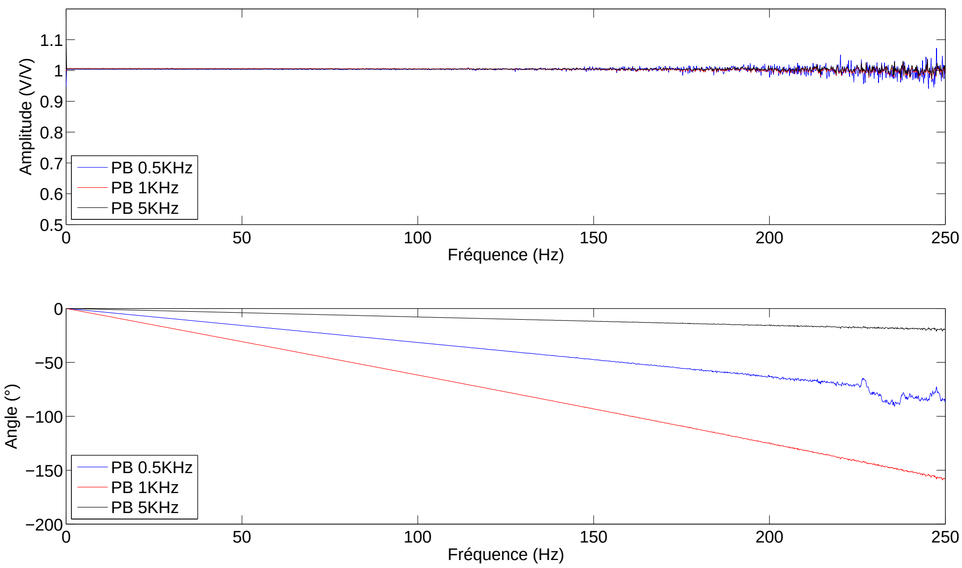


FIGURE 4.11 – Les filtres passe-bas d'odre 8 - $F_c = 0.5KHz$ - $F_c = 1KHz$ - $F_c = 5KHz$

4.2.2 Identification

Une analyse modale est effectuée afin d'identifier les déformées propres et de vérifier les conditions d'encastrement (section 4.2.2.1). Une bonne connaissance des déformées propres permet de judicieusement sélectionner les modes à contrôler. En effet, le contrôle modal n'est efficace que si l'effort de contrôle est concentré sur un nombre réduit de modes. Il est important de noter que cette analyse modale n'est pas indispensable à la mise en oeuvre du contrôleur vibratoire. Au contraire, l'utilisation d'un contrôleur vibroacoustique requiert une très fine connaissance des déformées propres pour définir le modèle acoustique. Cette approche de contrôle est exclue en raison de la difficulté de recalage du modèle acoustique.

Suite à cette analyse, les paramètres modaux utilisés par le régulateur peuvent ensuite être déterminés à partir des fonctions de transfert mesurées entre les tensions aux bornes des capteurs et celles aux bornes des actionneurs (section 4.2.2.2).

4.2.2.1 Analyse modale

Une analyse modale est effectuée lors de la première phase de l'identification. Deux accéléromètres de référence sont positionnés sur les deux plaques qui constituent la double paroi (figure 4.12). La double paroi est alors excitée au marteau de choc pour diverses positions (Maillage 9×6 points d'impact). Ainsi, en excitant chaque point du maillage de la structure, l'ensemble des fonctions de transfert mesurées permet de déterminer les formes opérationnelles ainsi que les déformées propres via le logiciel d'analyse modale LMS POLYMAX®.

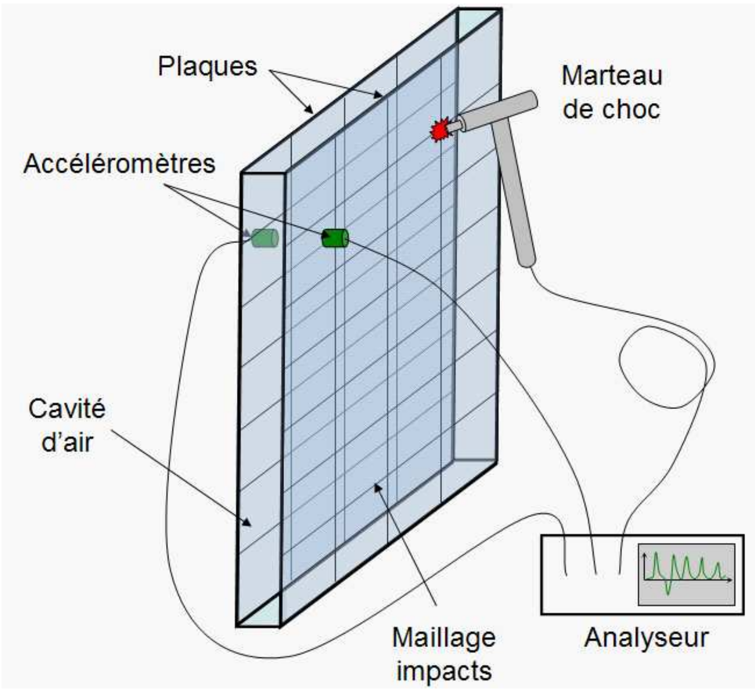


Figure 4.12 – Analyse modale par marteau mobile (roving hammer)

Lors de cette analyse modale, seule la plaque incidente est excitée au marteau de choc. Cette analyse modale partielle permet d'éviter la multiplication des résonances due au désaccordage des plaques (voir page 95). Les déformées propres de la plaque incidente et les formes opérationnelles de la double paroi équipée des actionneurs PZT et des capteurs PVDF sont présentées dans les figures 4.13, 4.14, 4.15, 4.16, 4.17 et 4.18. En raison de l'important recouvrement modal, plusieurs modes sont parfois associés à une forme opérationnelle. En effet, les accéléromètres sont positionnés sur les deux plaques entre les points de coordonnées (8,2) et (8,3) (voir figure 4.13). Par exemple, le mode 12 peu observable n'est pas visible sur la forme opérationnelle FO 11 de la figure 4.18.

Les fréquences propres (noir) et simulées par COMSOL® (rouge) sont reportées dans le tableau 4.3. Les déformées propres ainsi que les phases entre les deux plaques $\phi_{P_I - P_R}$ sont également reportées.

Fréquence (Hz)	Forme	$\phi_{P_I-P_R}$	Erreur (%)	Fréquence (Hz)	Forme	$\phi_{P_I-P_R}$	Erreur (%)
37 - 40	2 - 1	0	7	115 - 124	2 - 2	π	7
44 - 42	1 - 1	π	5	122 - 132	4 - 1	0	8
63 - 64	2 - 1	π	2	129 - 140	3 - 2	0	8
68 - 77	1 - 2	0	12	144 - 158	1 - 3	0	9
74 - 78	3 - 1	0	7	144 - 157	4 - 1	π	8
93 - 103	3 - 1	π	10	149 - 140	3 - 2	π	4
98 - 102	1 - 2	π	4				

TABLE 4.3 – Fréquences et types de déformées propres identifiées et simulées

En fonction de la température des salles de part et d'autre de la double paroi, les fréquences propres peuvent varier de façon significative. Les fréquences propres obtenues par simulation donnent simplement un ordre de grandeur des fréquences propres réelles de la double paroi et ne peuvent en aucun cas être directement utilisées par le modèle de l'observateur. En effet, les conditions d'encastrement des plaques sur le cadre et l'étanchéité de la cavité acoustique sont difficiles à réaliser. RFO P1 et RFO PR designent respectivement les déformées opérationnelles de la plaque incidente et celles de la plaque rayonnante.

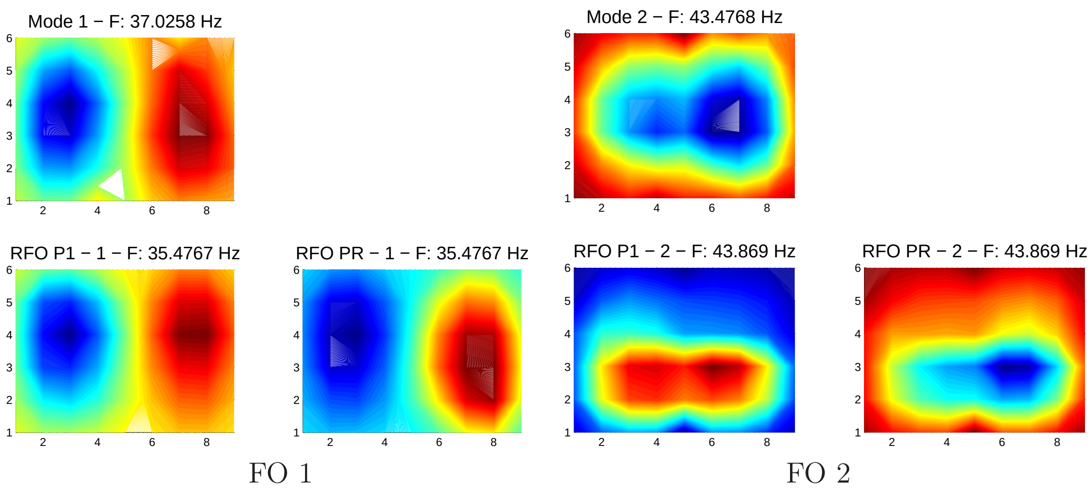


FIGURE 4.13 – Formes opérationnelles 1 et 2 + Modes associés

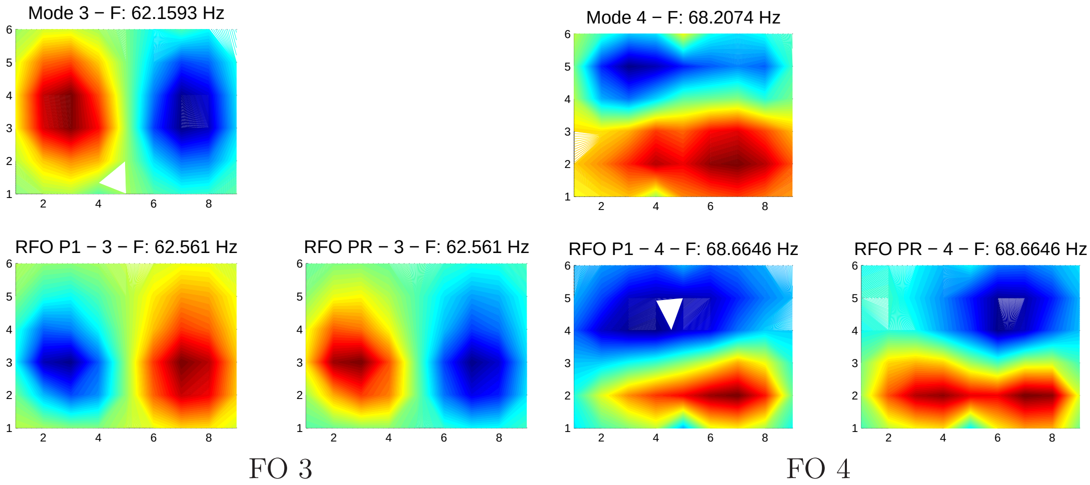


FIGURE 4.14 – Formes opérationnelles 3 et 4 + Modes associés

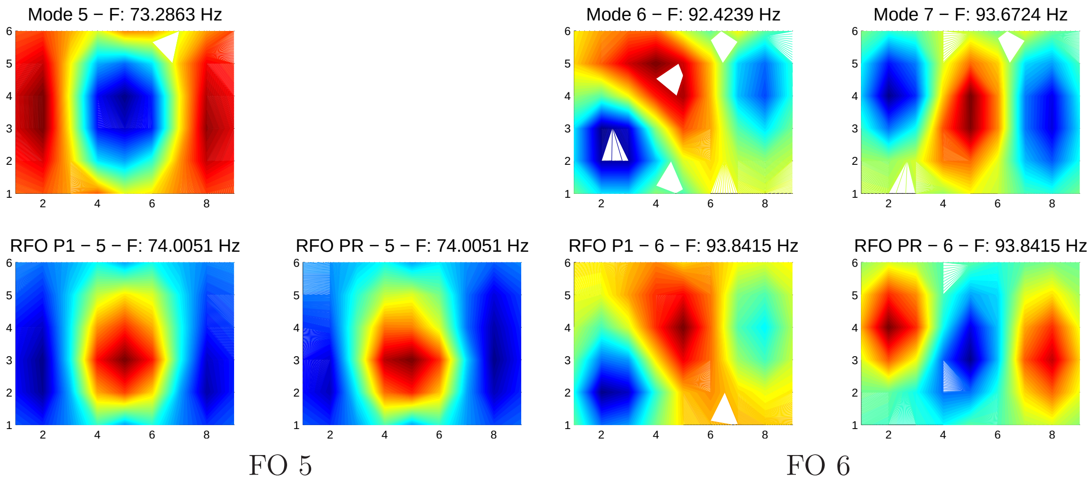


FIGURE 4.15 – Formes opérationnelles 5 et 6 + Modes associés

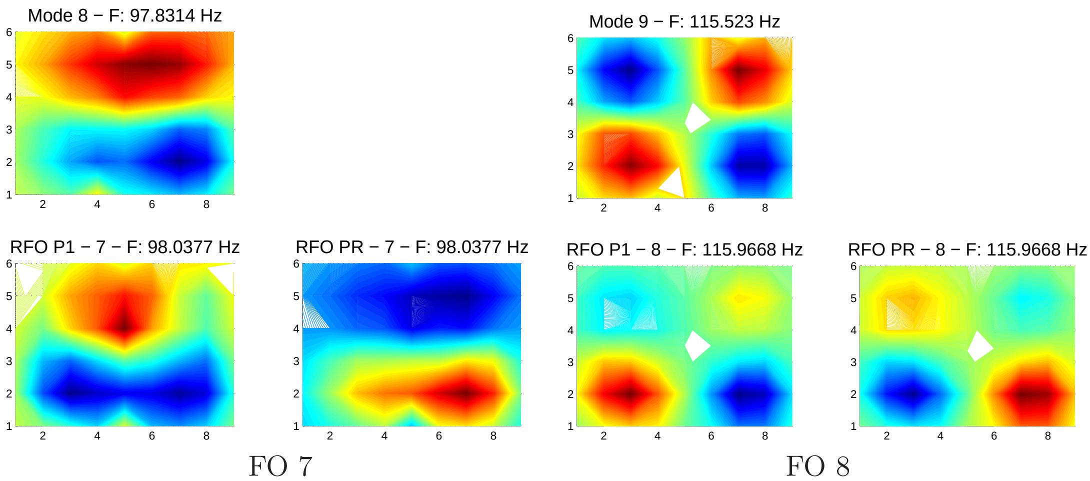


FIGURE 4.16 – Formes opérationnelles 7 et 8 + Modes associés

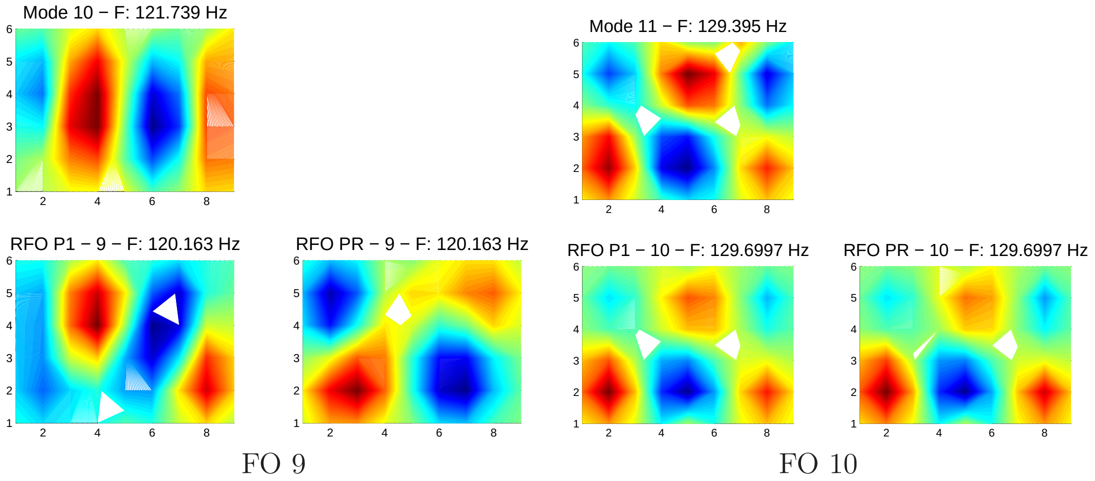


FIGURE 4.17 – Formes opérationnelles 9 et 10 + Modes associés

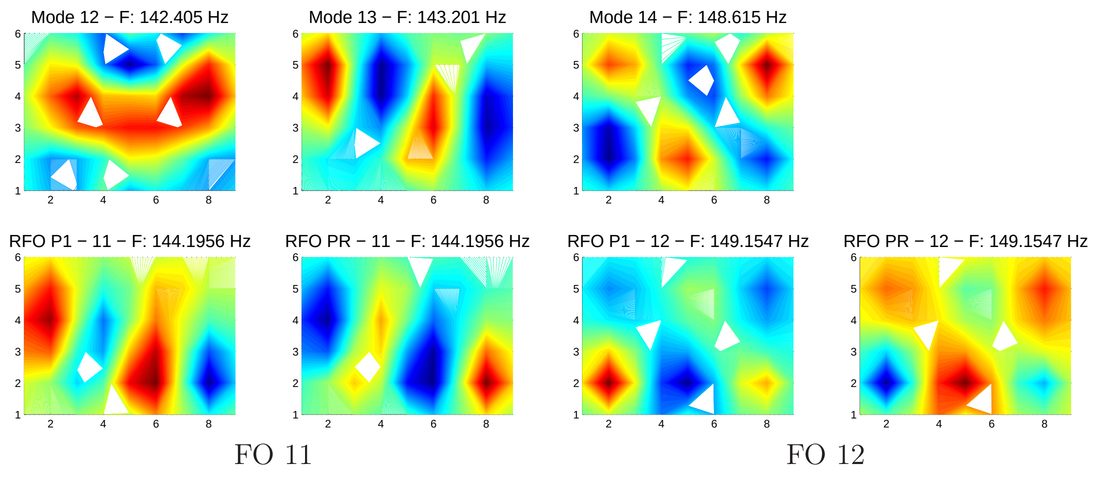


FIGURE 4.18 – Formes opérationnelles 11 et 12 + Modes associés

La matrice de MAC

Certaines déformées propres apparaissent à plusieurs reprises comme les modes 1 et 3 reportés dans les figures 4.13 et 4.14. La matrice de MAC (Modal Assurance Criterion), aussi appelée matrice de corrélation modale est souvent utilisée pour la comparaison de deux ensembles de modes propres et est définie par [90] :

$$MAC_{mn} = \frac{|\phi_m \phi_n^*|^2}{|\phi_m \phi_m^*| \cdot |\phi_n \phi_n^*|} \tag{4.1}$$

Les termes de MAC valent 1 lorsque les vecteurs propres sont colinéaires et 0 lorsqu'ils sont orthogonaux. La figure 4.19 présente la matrice de MAC calculée entre les modes de la plaque incidente et eux-mêmes. On l'appelle alors la matrice d'auto-MAC.

La matrice est symétrique et les termes extra diagonaux mettent en évidence la répétition de certaines formes modales comme par exemple les modes 1 et 3. Ils correspondent à la forme modale 2-1. La première fois, les deux plaques sont en phase, et la seconde fois elles sont en opposition de phase (figures 4.13 et 4.14).

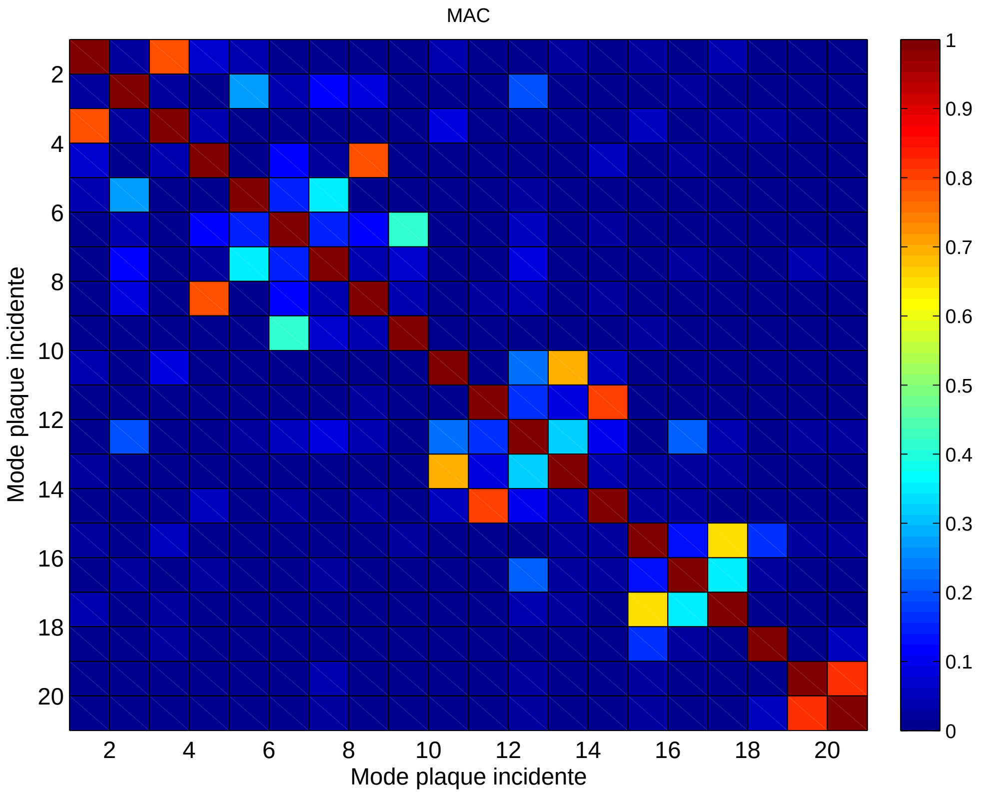


FIGURE 4.19 – La matrice d'auto-MAC des modes propres de la plaque incidente

Remarque : Une excitation du coté de la plaque rayonnante donne des fréquences propres de structures légèrement différentes de celles obtenues lorsque la plaque incidente est excitée. En réalité, il s'agit d'un "désaccordage" des deux plaques entraînant l'apparition des mêmes formes modales à plus de deux reprises. Lors d'une analyse modale complète, une même déformée propre apparaît à quatre reprises (deux paires). La plaque excitée est celle qui régit le comportement de la double paroi. Afin de ne pas augmenter la taille de la matrice d'évolution A du modèle de l'observateur-contrôleur, les actionneurs sont positionnés sur la plaque incidente (celle indentée par l'onde acoustique).

4.2.2.2 Identification des paramètres modaux

La stratégie de contrôle modal requiert un modèle réduit de la structure. Les paramètres modaux nécessaires à la construction de ce modèle sont les fréquences propres, les amortissements propres, les vecteurs d'activation et d'observation. Selon le type de modélisation utilisée (cf sections 2.4.1.3.2 et 2.4.1.3.3), le terme de raideur modale qui couple les deux plaques peut être recherché. Comme certaines formes modales apparaissent plus que deux fois, il est difficile voir impossible de recalculer l'état dit "plaques séparées" (section 2.4.1.3.2), ainsi que les vecteurs d'activation (B) et d'observation (C).

La solution la plus simple pour reconstruire la matrice d'état par identification, consiste à utiliser un état dit "global" (section 2.4.1.3.3). La matrice d'évolution A est simplement obtenue à partir des fréquences et amortissements propres mesurés sur les fonctions de transfert. Comme les actionneurs et les capteurs sont des patchs piézoélectriques, leurs contributions modales peuvent être déterminées à partir des raideurs électriques modales (voir section 2.1.4.3.2) ou par la méthode développée en section 2.4.2. Initialement, la plaque incidente est équipée de 2 actionneurs et de 3 capteurs, et la plaque rayonnante est munie de 3 capteurs. La configuration initiale de la double paroi instrumentée est présentée dans la figure 4.20.

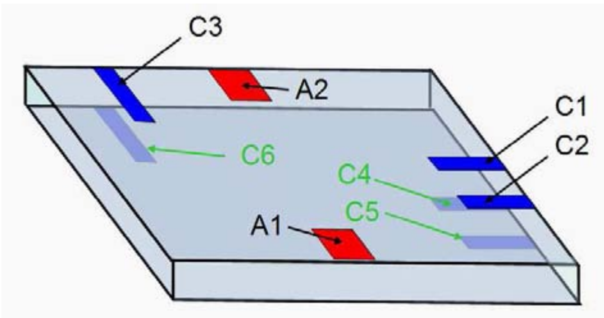


FIGURE 4.20 – Positionnement des patchs

4.2.2.2.1 Mesure de la raideur électrique des patchs piézoélectriques

La mesure du coefficient de couplage électromécanique se révèle très délicate lorsque les raideurs électriques sont faibles. En l'absence d'un impédancemètre électrique, les fonctions de transfert entre capteurs et actionneurs sont utilisées pour mesurer les écarts fréquentiels entre les résonances lorsque les patchs sont électriquement libres et courts circuités (voir section 2.76). Les acquisitions des fonctions de transfert sont longues pour réduire l'incrément fréquentiel. Les paramètres d'acquisition utilisés pour cette mesure sont les suivants :

Fréquence rééchantillonnage	625 Hz
Durée d'acquisition	800s
Fenètre FFT	14.7s
Overlap	50%
ΔF	67 mHz
Nombre FFT	108

TABLE 4.4 – Paramètres d'acquisition

La figure 4.21 présente une série de mesures de fonctions de transfert entre la tension aux bornes d'un des capteurs PVDF de la plaque incidente et la tension aux bornes de l'actionneur A2 lorsque l'actionneur A1 est en circuit ouvert puis court circuité. Afin d'évaluer la répétitivité, trois couples de mesures sont effectuées toutes les 30 minutes. Il s'avère que la différence de fréquences obtenue, lorsque le patch est en circuit ouvert et en circuit fermé, est principalement due aux changements de conditions d'exploitation (température probablement). En théorie, les fréquences de résonance d'une structure munie de patchs court-circuités sont plus faibles que lorsque ces derniers sont en circuits ouverts.

La mesure du coefficient de couplage électromécanique des actionneurs et des capteurs par l'intermédiaire de la raideur électrique n'est pas envisageable pour cette structure. De plus, les films PVDF utilisés comme capteurs ont une raideur électrique infime. Même avec un impédancemètre, certains paramètres extérieurs comme la température risquent de fortement dégrader la précision des mesures.

La méthode d'identification présentée en section 2.4.2 est utilisée pour mesurer les paramètres modaux. Cette approche est moins sensible aux modifications de la structure puisque les acquisitions ne durent que trois minutes et que les contributions modales d'un actionneur sont calculées à partir d'un ensemble de fonctions de transfert mesurées au même instant.

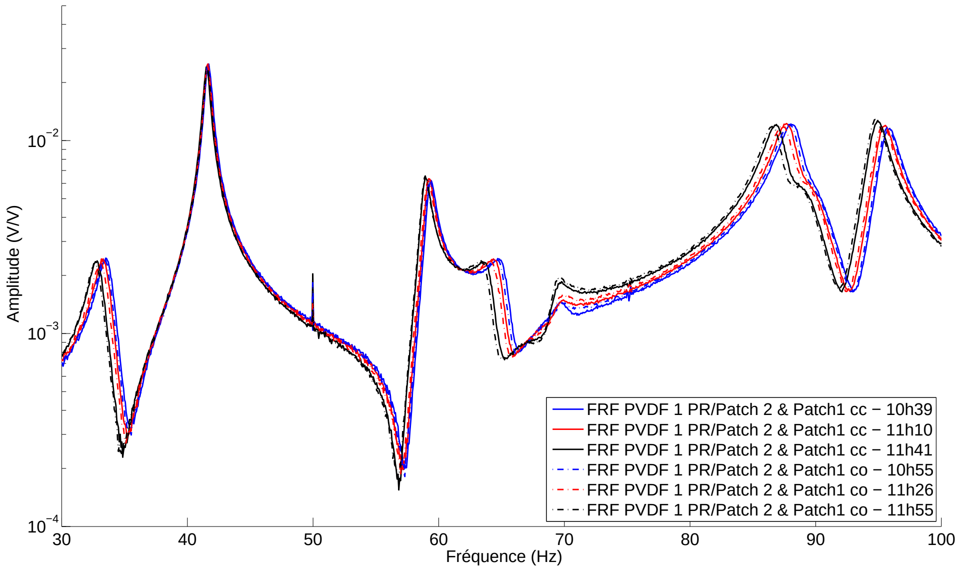


Figure 4.21 – Mesure des fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur et celle aux bornes de l'actionneur A1 lorsque l'actionneur A2 est en circuit ouvert ou en circuit fermé (3 couples de mesures)

4.2.2.2.2 Identification alternative de A, B et C

Dans un premier temps, les paramètres modaux sont recherchés en utilisant une formulation d'état commune aux deux actionneurs (section 4.2.2.2.2.1). En raison de quelques difficultés d'identification des coefficients des vecteurs d'activation avec une matrice d'observation commune (section 4.2.2.2.2.2), l'utilisation d'un modèle propre à chaque actionneur est préférée (section 4.2.2.2.2.3).

4.2.2.2.2.1 Une boucle de contrôle utilisant deux actionneurs

Les fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et celles aux bornes des actionneurs sont mesurées puis approchées par une somme de fractions rationnelles du second ordre avec l'algorithme RFP. Le nombre de modes requis pour cette identification doit être largement supérieur au nombre de modes retenus pour effectuer la synthèse. Au total, 12 fonctions de transfert (2 actionneurs $\times$ 6 capteurs) sont mesurées puis synthétisées (voir figure 4.22). Les fréquences propres et les amortissements modaux déterminés par

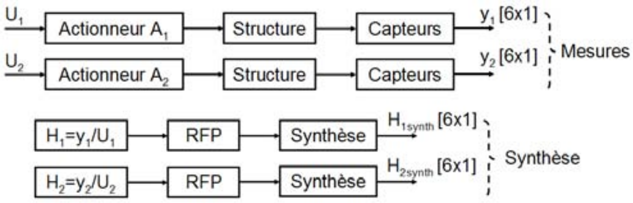


FIGURE 4.22 – Identification des paramètres modaux - Etape 1

l'algorithme RFP permettent de définir la matrice d'évolution A de la structure. Ensuite, les coefficients de la matrice d'observation C sont calculés par (2.248) à partir des 6 fonctions de transfert synthétisées entre les tensions capteurs et la tension actionneur A1 (voir figure 4.23). Dès lors, les matrices d'état et d'observation connues, le vecteur d'activation du

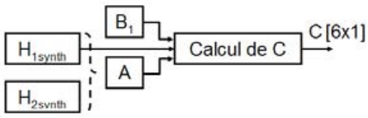


FIGURE 4.23 – Identification des paramètres modaux - Etape 2

second actionneur peut être recherché par (2.249). Les six fonctions de transfert entre les tensions capteurs et la tension sur l'actionneur A2 permettent de calculer 6 vecteurs d'activation théoriquement identiques (voir figure 4.24).

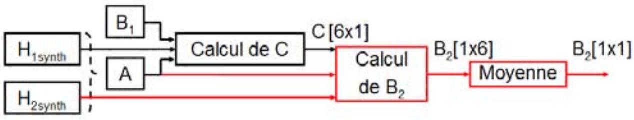


FIGURE 4.24 – Identification des paramètres modaux - Etape 3

En pratique, tous les modes ne sont pas observables par les capteurs. Par conséquent, les 6 fonctions de transfert sont nécessaires pour calculer le vecteur d'activation moyen B_2 de l'actionneur A2. L'ensemble des fonctions de transfert peut ainsi être reconstruit en utilisant le système d'état identifié où les matrices d'état et d'observation sont communes aux deux actionneurs.

Lors de la décomposition modale, les phases modales légèrement différentes de 0 ou π rad rendent des coefficients de B et C imaginaires. Pour une implémentation sous dSpace Matlab® *Simulink*, ils sont considérés réels car les déphasages entre les fonctions de transfert reconstruites et mesurées n'excèdent pas 20°.

L'identification de la fonction de transfert, entre la tension aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A1, qui sert de référence pour normer le vecteur d'observation du capteur C1 par rapport à l'actionneur A1 est présentée dans la figure 4.25. La fonction de transfert mesurée est indiquée par la couleur bleue. Cette fonction de transfert est décomposée en une somme de vingt fractions rationnelles du second ordre (20 modes) grâce à l'algorithme RFP (en rouge). Puis, les treize modes les plus significatifs sont gardés pour effectuer la synthèse (en vert). Sur le diagramme de Bode en phase, le second axe des ordonnées indique l'erreur de phase entre la fonction de transfert mesurée et la fonction de transfert synthétisée. On constate que cette erreur est quasiment nulle sur toute la gamme de fréquence observée. Il faut noter que lorsque le recouvrement modal est important, l'algorithme RFP rencontre des difficultés à séparer les modes. Par conséquent, les contributions modales risquent d'être mal estimées dans les gammes de forte densité modale.

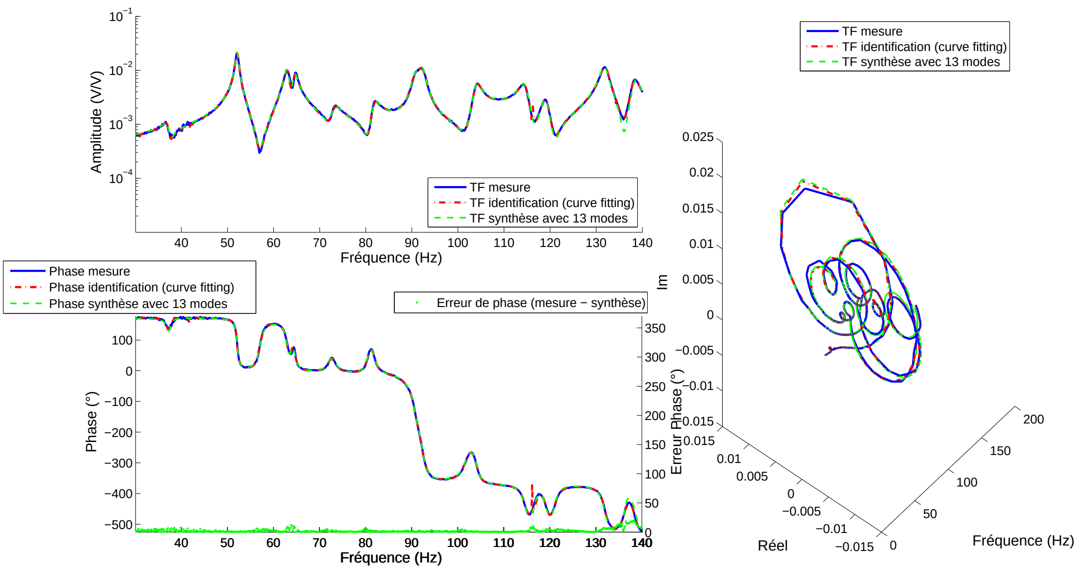


Figure 4.25 – Identification de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 (plaque incidente) et celle aux bornes de l'actionneur A1 (plaque incidente)

La figure 4.26 présente la fonction de transfert reconstruite (Tension capteur C1 (plaque incidente) / Tension actionneur A1 (plaque incidente)) en utilisant la formulation d'état (voir section 2.1.2.4). Les couleurs bleue et verte désignent toujours les fonctions de transfert mesurées et synthétisées. Les fonctions de transfert reconstruites avec la formulation d'état sont représentées en noire et en rose. Ces deux couleurs indiquent que les coefficients de B et de C sont imaginaires et réels respectivement.

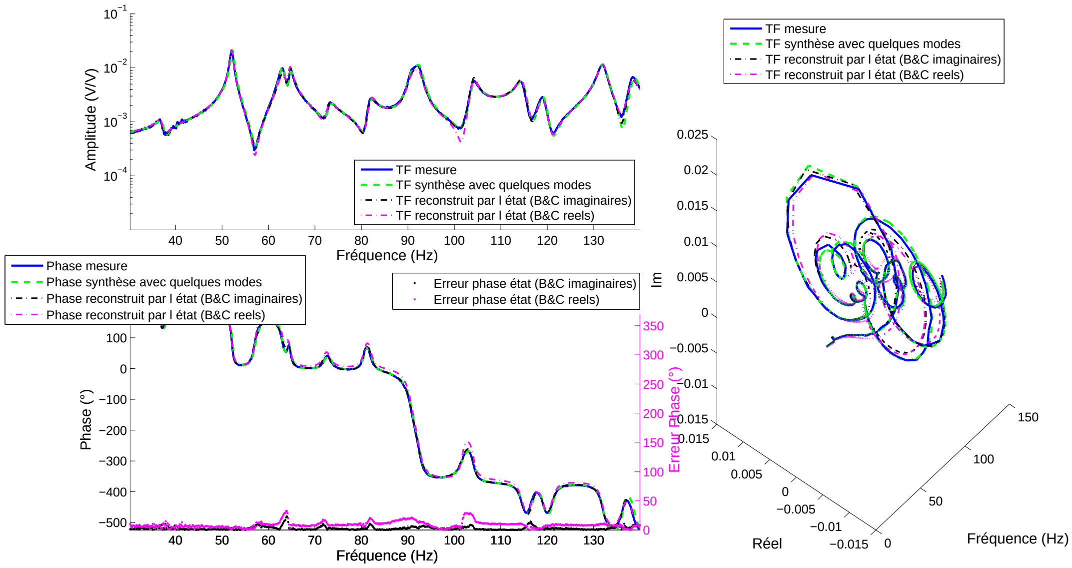


FIGURE 4.26 – Reconstruction de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 (plaque incidente) et celle aux bornes de l'actionneur A1 (plaque incidente) en utilisant l'écriture d'état

La figure 4.27 présente la fonction de transfert reconstruite (Tension capteur C1 (plaque incidente) / Tension actionneur A2 (plaque incidente)) en utilisant la formulation d'état. L'erreur sur l'estimation du vecteur d'activation B_2 de l'actionneur A2 est plus importante lorsque les modes se chevauchent (aux alentours de 65Hz et 90Hz notamment).

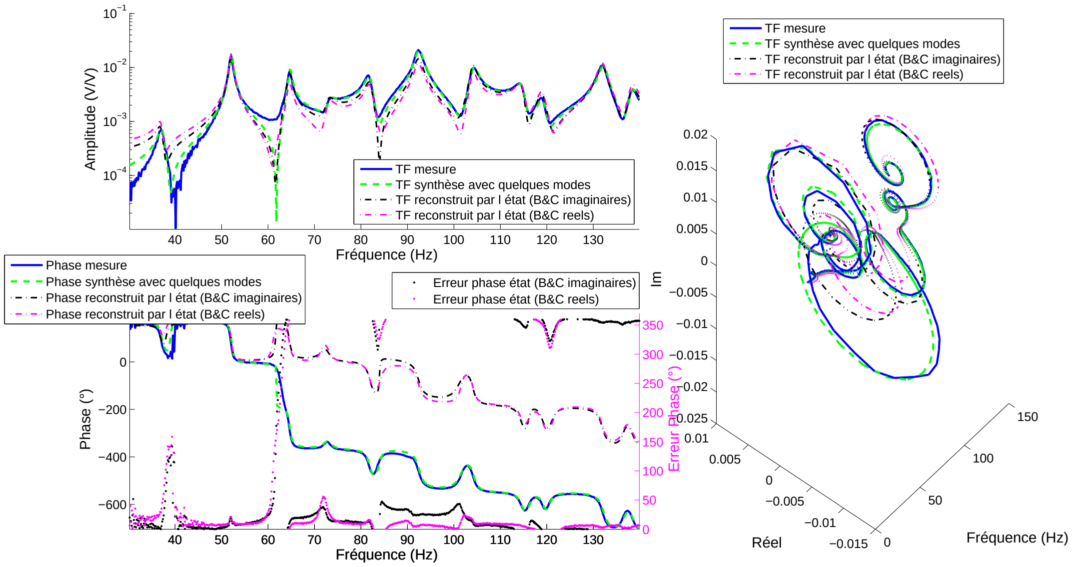


FIGURE 4.27 – Reconstruction de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 (plaque incidente) et celle aux bornes de l'actionneur A2 (plaque incidente) en utilisant l'écriture d'état

4.2.2.2.2.2 Problème de reconstruction

La reconstruction du modèle est correcte pour les capteurs disposés sur la plaque incidente (figure 4.26 et 4.27). En revanche, les erreurs sur les amplitudes et les phases sont plus importantes pour les capteurs positionnés sur la plaque rayonnante. La figure 4.28 illustre ces problèmes de reconstruction du vecteur d'activation B_2 . La fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C6 et celle aux bornes de l'actionneur A2 est très mal reconstruite bien que la synthèse (en vert) soit excellente.

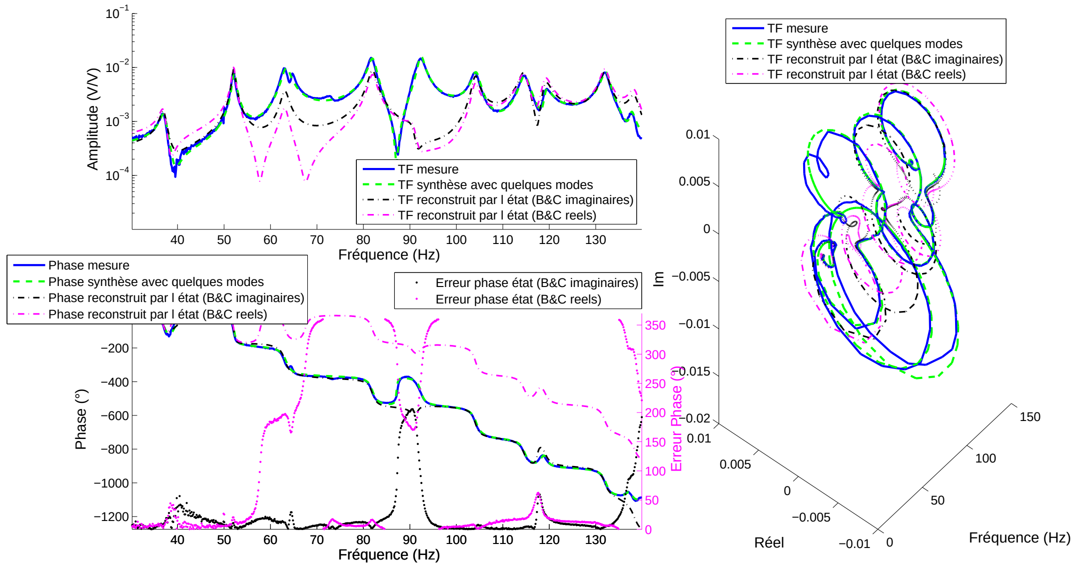


FIGURE 4.28 – Reconstruction de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C6 (plaque rayonnante) et celle aux bornes de l'actionneur A2 (plaque incidente) en utilisant l'écriture d'état

4.2.2.2.2.3 Contrôleurs avec deux boucles de rétroaction indépendantes et propres à chaque actionneur

Suite aux problèmes d'identification des coefficients des vecteurs d'activation B_1 et B_2 avec une matrice C commune (section 4.2.2.2.2.2), les positions des capteurs ont été modifiés. En effet, il semble que les fonctions de transfert (Tension capteur / Tension actionneur) soient mieux reconstruites lorsque les capteurs sont positionnées sur la plaque incidente. La figure 4.29 présente la plaque incidente instrumentée dans sa configuration finale. Dès lors, cinq capteurs PVDF et deux couples de patchs Dura-Act sont positionnés sur cette plaque. Un sixième capteur est positionné sur la plaque rayonnante face au capteur noté C2 (figure 4.30).

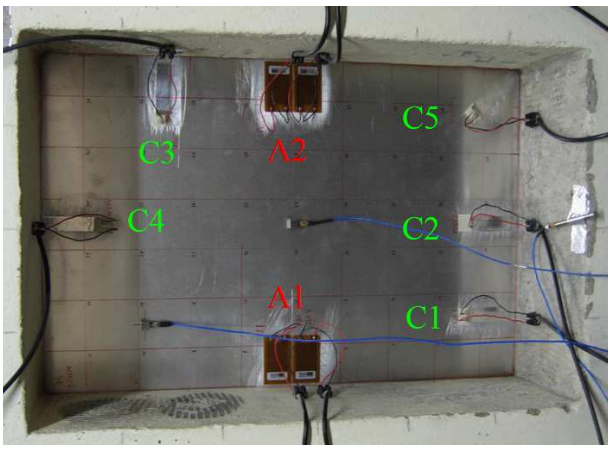


FIGURE 4.29 – La double paroi équipée des capteurs PVDF et des actionneurs Dura-Act

L'utilisation de deux boucles de contrôle indépendantes propres à chaque actionneurs (présentée en section 2.4.3) ainsi que ces nouveaux positionnements permettent d'aug-

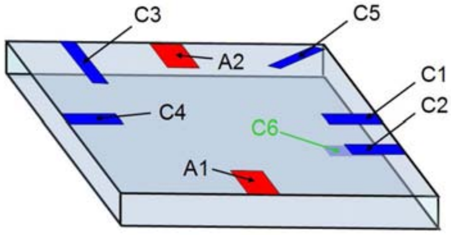


FIGURE 4.30 – Positionnement des actionneurs et des capteurs sur la double paroi

menter la précision de l'identification des paramètres modaux. Précédemment, en section 4.2.2.2.2.1, il est montré que le reconstruction du modèle d'état est excellente lorsque l'on cherche à recalculer les fonctions de transfert qui ont permis de déterminer la matrice d'observation (Etapes 1 et 2). Ces deux boucles de contrôle indépendantes permettent de calculer les coefficients de C relatifs à chaque actionneur. La figure 4.31 illustre cette étape de calcul des paramètres modaux (équivalent aux étapes 1 et 2).

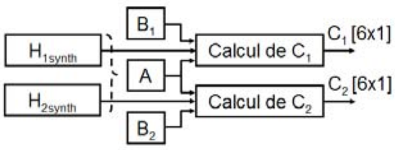


FIGURE 4.31 – Identification des paramètres modaux avec l'utilisation de deux boucles de rétroaction

Ainsi, les fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et celles aux bornes des actionneurs reconstruites en utilisant l'état sont très proches des fonctions de transfert mesurées. Les figures 4.32 et 4.33 présentent les fonctions de transfert reconstruites entre le capteur C1 et les actionneurs A1 et A2 respectivement. Ces courbes sont à comparer avec celles présentées en figures 4.26 et 4.27 dans lesquelles la matrice d'observation est commune aux deux actionneurs. La reconstruction de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C6 positionné sur la plaque rayonnante et celle aux bornes de l'actionneur A2 en figure 4.34 est relativement bonne également.

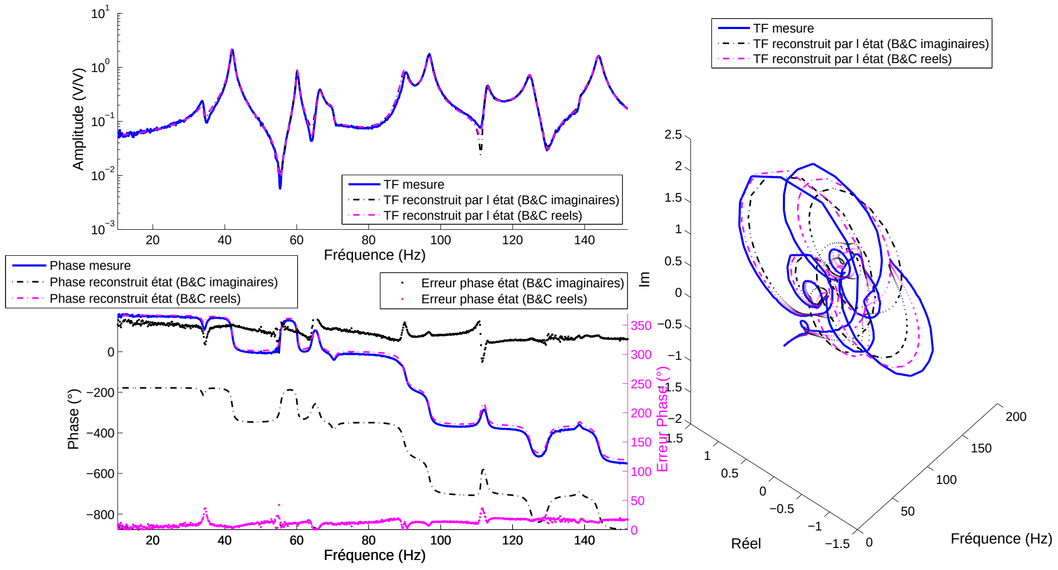


FIGURE 4.32 – Identification de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A1 avec 2 contrôleurs indépendants

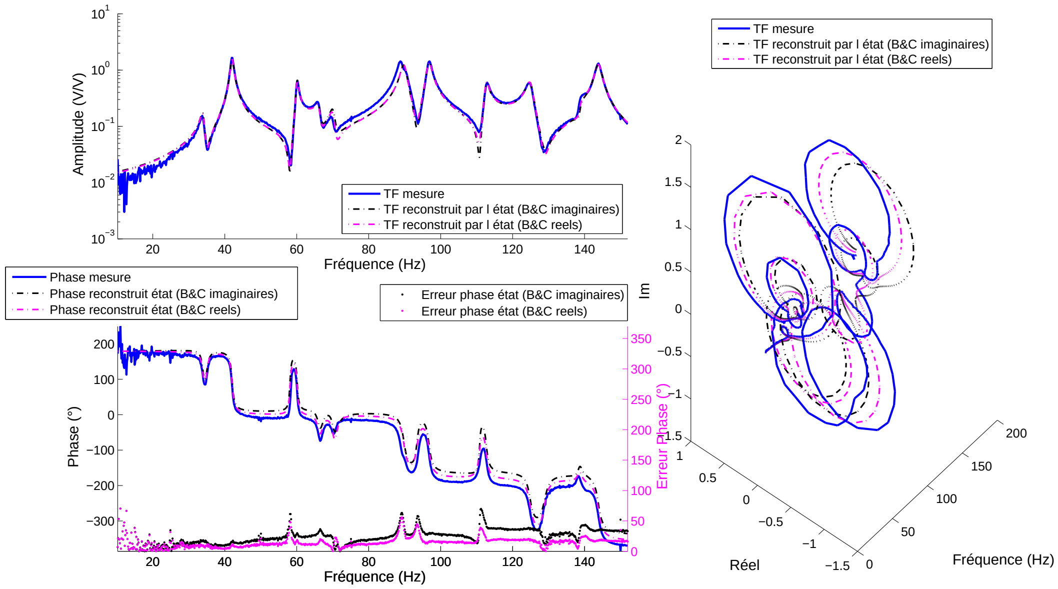


FIGURE 4.33 – Identification de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A2 avec 2 contrôleurs indépendants

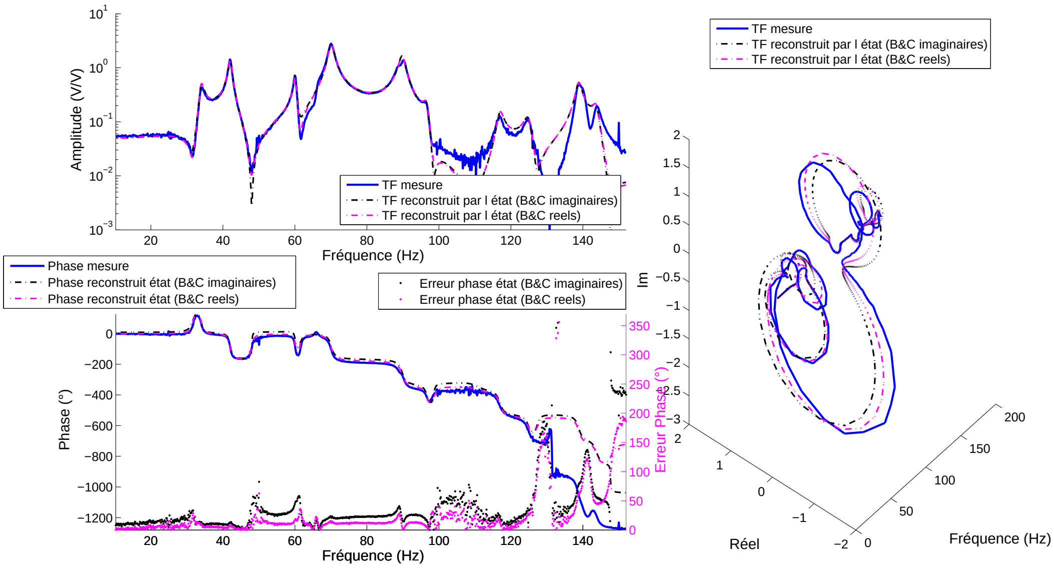


FIGURE 4.34 – Identification de la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C6 (plaque rayonnante) et celle aux bornes de l'actionneur A2 avec 2 contrôleurs indépendants

4.2.3 Mise en place du contrôle expérimental

Suite à la phase d'identification des formes modales et des paramètres modaux, il est désormais possible de mettre en oeuvre le contrôleur expérimental. Le schéma de cette expérience et des matériels utilisés est présenté en figure 4.35. Les acquisitions et la boucle de régulation sont réalisées grâce à une carte d'acquisition dSpace DS1103 (1) dont la fréquence d'échantillonnage et de rafraîchissement des sorties est fixée à 10KHZ. Des filtres passe bas d'ordre 8 d'une fréquence de coupure de 5Khz (3) sont positionnés en sorties du boîtier d'acquisition pour limiter la composante à la fréquence de 10Khz qui ruine les performances acoustiques du contrôleur. La double plaque instrumentée (7) est excitée par une enceinte (5) positionnée dans un salle (6) dont les modes pondèrent l'excitation (figure 4.5). Les signaux des films PVDF (capteurs) placés sur la structure sont traités par un conditionneur en charges (8) puis filtrés à 3KHz (9) avant d'alimenter le boîtier de contrôle dSpace (1). Suite aux traitements numériques des signaux des capteurs réalisés via Matlab - Simulink - dSpace, les tensions de commande des actionneurs sont mises à jour. Un saturateur analogique basse tension (2) positionné en amont de l'amplificateur des patchs PZT (4) permet de parer à d'éventuels pics de tension rencontrés notamment lorsque la structure devient instable ou que les niveaux d'excitation sont trop élevés.

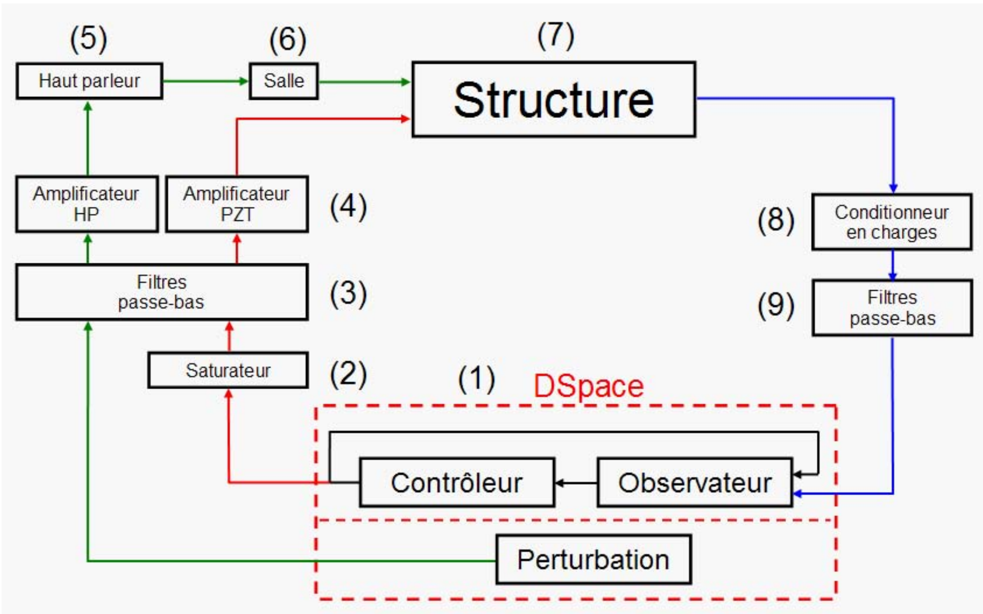


FIGURE 4.35 – Schéma général de l'expérimentation

4.2.3.1 Excitation solidienne

La double paroi est ici étudiée dans le cadre d'une excitation solidienne. La perturbation est réalisée à l'aide d'un patch qui sert aussi pour le contrôle actif. En raison des nombreuses difficultés rencontrées lors du montage de la structure et de la durée de la phase d'identification (5 heures pour la double paroi), aucune tentative de contrôle par un autre type d'excitation solidienne n'a été entreprise. Même s'il peut sembler "étrange et facile" de contrôler une structure avec un actionneur qui peut être à la fois une source d'excitation et de contrôle, le travail réalisé a permis de valider la méthode d'identification des paramètres modaux et la stratégie de contrôle modal avec des boucles de rétroaction indépendantes.

4.2.3.1.1 Validation expérimentale de la méthode d'identification

La méthode d'identification est validée par deux essais de contrôle monomodal. Dans le premier, une seule boucle de rétroaction est utilisée. Dans le second, les deux boucles de rétroaction fonctionnent simultanément.

4.2.3.1.1.1 Contrôle monomodal avec une boucle de contrôle

Afin de vérifier expérimentalement la méthode qui permet de contrôler la structure sans avoir recours à la mesure du coefficient de couplage modal, la double paroi est excitée par l'actionneur A1 et le contrôle d'un mode est réalisé à l'aide de l'actionneur A2. La figure 4.36 présente les fonctions de transfert (tensions capteurs C1 et C2 / tension de perturbation sur l'actionneur A1) simulées et mesurées de la double paroi non contrôlée et contrôlée à l'aide de l'actionneur A1 ou A2. Le modèle du couple observateur-contrôleur est très précis ce qui autorise l'utilisation d'importants gains de contrôle sur le premier mode sans exciter les modes au delà de la bande de contrôle comme le montre les fonctions de transfert entre les tensions capteurs (C1 et C2) et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 en figure 4.37. On peut noter que le bruit de mesure occasionné par le 50Hz et ses harmoniques ne déstabilisent pas le régulateur.

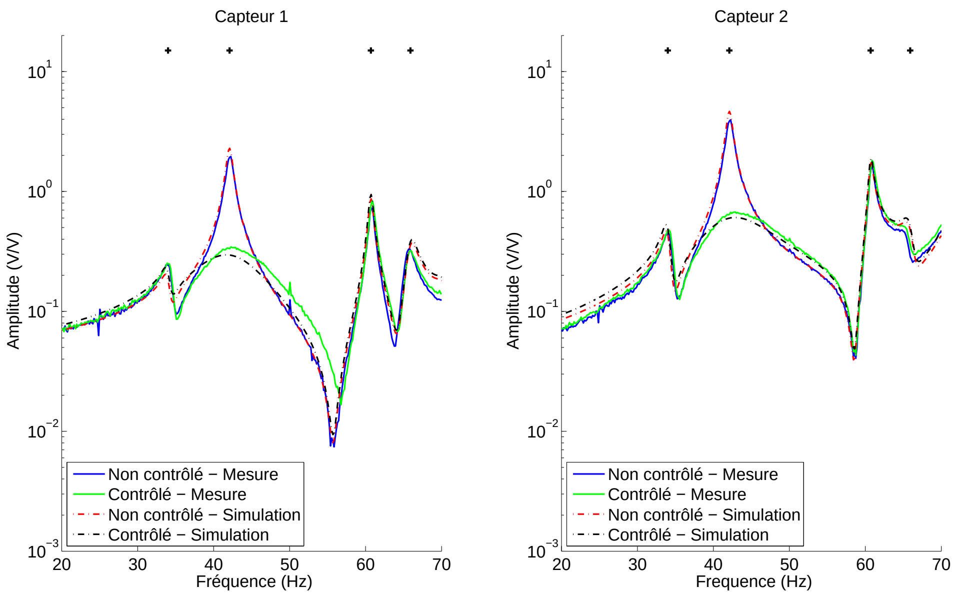


Figure 4.36 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs (C1 et C2) et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 (contrôle avec l'actionneur A2)

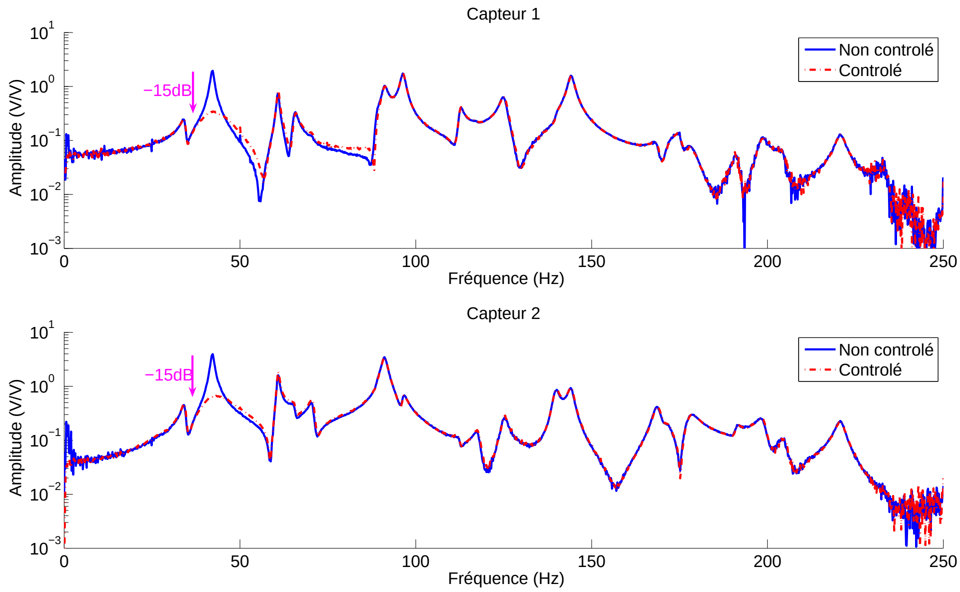


FIGURE 4.37 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs (C1 et C2) et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 (contrôle avec l'actionneur A2)

4.2.3.1.1.2 Contrôle monomodal avec deux boucles de contrôle

A terme, les deux actionneurs fonctionnent simultanément pour augmenter l'effort de contrôle sur la double paroi. Dans la stratégie développée en section 2.4.3, les deux patchs sont commandés par des couples observateur-contrôleur qui leurs sont propres. Ces deux boucles de régulation fonctionnent de manière totalement indépendante. Par conséquent, la modification des pôles de la structure créée par un régulateur peut perturber la seconde boucle de contrôle. Mais dans l'application présentée, le système actif n'introduit que de l'amortissement actif. Or, en section 4.2.4.1.3, il est montré qu'une connaissance approximative de l'amortissement dans le modèle de l'observateur, ne dégrade quasiment pas les performances du régulateur. Donc, les interactions entre les deux boucles de régulations sont infimes voir nulles. Pour le vérifier, le mode 2 (forme 1-1) de la double paroi est contrôlé avec les deux régulateurs simultanément. La figure 4.38 présente les fonctions de transfert simulées et mesurées, entre les tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation sur actionneur A1, lorsque la structure est contrôlée avec l'actionneur A1 ou l'actionneur A2, puis lorsque les deux contrôleurs fonctionnent simultanément. A la vue de ces résultats, l'action créée par une boucle de contrôle ne perturbe pas ou peu la seconde.

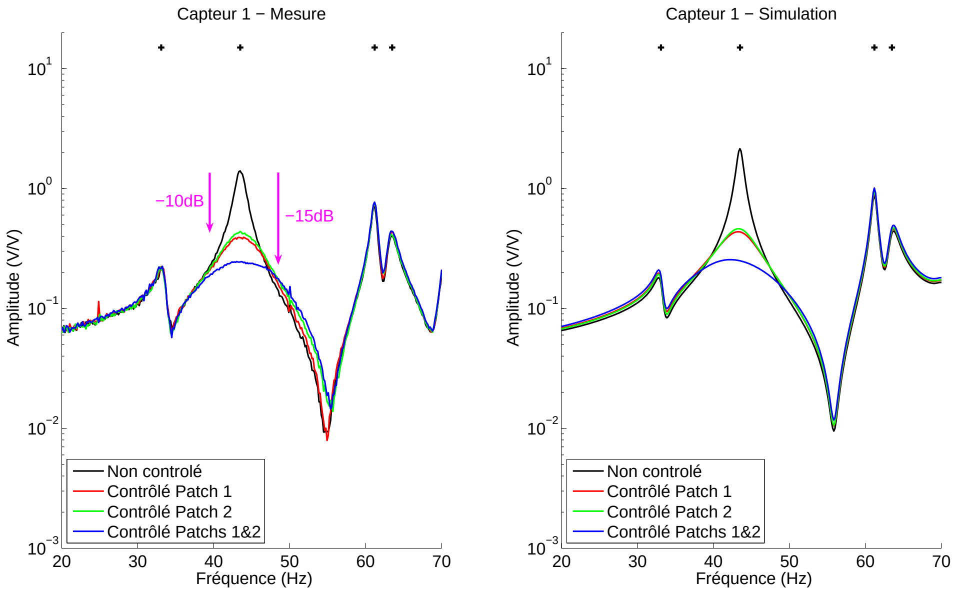


FIGURE 4.38 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 (contrôle avec les actionneurs A1 et/ou A2)

4.2.3.1.2 Contrôle multimodal

L'indice d'affaiblissement de la double paroi dépend principalement de sa masse et des amortissements modaux de quelques modes. Pour une plaque rectangulaire, il est important de concentrer l'effort de contrôle principalement sur les modes d'indice impair-impair. Suite à de nombreux essais, il semble que la structure soit mieux contrôlée lorsque l'on concentre l'énergie de commande d'un actionneur sur un nombre réduit de modes. Ainsi, les actionneurs A1 et A2 travaillent dans des zones fréquentielles distinctes comme le montre la carte des pôles en figure 4.39.

Les fonctions de transfert entre les tensions de commande aux bornes des deux actionneurs et la tension d'excitation aux bornes de l'actionneur A1 permettent également de mettre en évidence la répartition fréquentielle de l'effort de contrôle (figure 4.40). Les modes de formes modales 2-2, 4-1 et 3-2, ne sont pas contrôlés en raison de leurs faibles rayonnements.

Le recouvrement modal important rend les réglages des gains de contrôle assez délicats. Il empêche également l'introduction d'amortissement actif sur tous les modes au risque de globalement dégrader les performances du régulateur. En effet, lorsque l'effort de contrôle devient important sur un mode, les pôles des modes très proches sont également modifiés à cause du couplage. En conséquence, le réglage devient un compromis médiocre. Seul le mode 2 (forme 1-1) peut être fortement amorti.

Remarque : Il faut noter que le contrôle des modes pairs est peu efficace de par la disposition des actionneurs. Initialement localisés pour contrôler les modes impairs, les actionneurs requièrent une importante tension de commande pour amortir de façon modérée les modes pairs. Cette tension de commande élevée peut alors dégrader les performances du contrôleur sur les modes impairs.

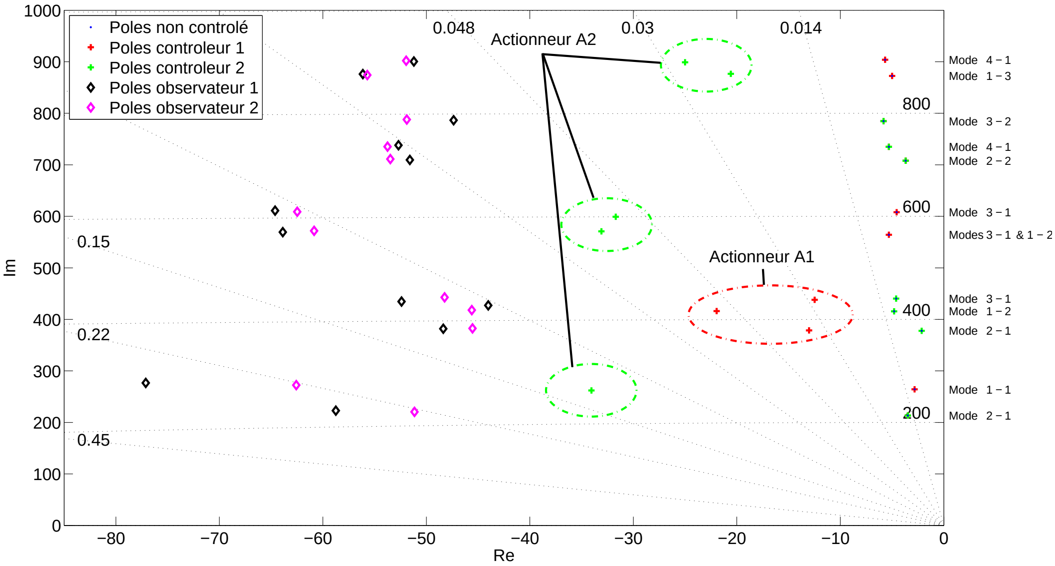


FIGURE 4.39 – Les pôles des deux contrôleurs et des deux observateurs

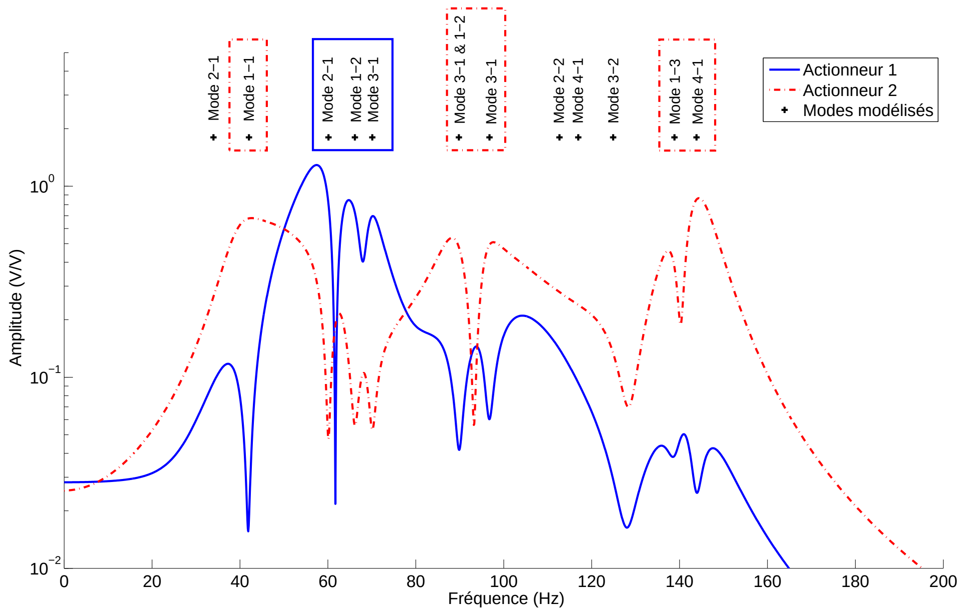


FIGURE 4.40 – Fonctions de transfert entre les tensions de commande et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 (Simulation à partir du modèle expérimental)

4.2.3.1.3 Vibrations de la structure contrôlée et non contrôlée

Les réglages présentés précédemment sont considérés comme optimaux et restent inchangés jusqu'à la fin de l'étude du contrôle de la transparence acoustique de la double paroi. Les figures 4.41 et 4.42 présentent les fonctions de transfert simulées et mesurées entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension d'excitation aux bornes de l'actionneur A1 ou A2, lorsque la double paroi est non contrôlée et contrôlée à l'aide des deux actionneurs.

Les courbes simulées sont relativement proches des courbes expérimentales. Il faut que noter que les erreurs entre les simulations et les mesures sont importantes dans les zones de forte densité modale notamment dans la bande de fréquences comprise entre 60Hz et 100Hz. Les 5 modes du modèle entre les fréquences de 60Hz et 100Hz ne sont peut être pas suffisants pour décrire la structure. Il apparaît clairement deux résonances vers 90Hz sur la fonction de transfert mesurée de la structure non contrôlée présente sur la figure 4.42. Ces deux modes "observées" de formes modales 3-1 et 1-2 ont été "modélisés" par un unique mode. Lors de la phase d'identification, les conditions de température probablement légèrement différentes n'ont pas permis de dégager la présence de ces deux résonances vers 90Hz. Par conséquent, ces erreurs sur le modèle dégradent les performances du contrôleur. De plus, l'utilisation d'importants gains de contrôle sur les modes d'indice impair-impair rehausse le niveau vibratoire entre les résonances.

Dans cette section consacrée au contrôle de la double paroi perturbée par une excitation solidienne, le modèle de l'observateur établi pour une température de "17°C" est composé de 12 modes. Par la suite, l'augmentation de la température ambiante nous oblige l'introduction d'un mode complémentaire vers 90Hz qui permet la séparation des modes 3-1 et 2-1.

On remarque que les modes 2-2, 4-1 et 3-2 sont légèrement excités par le contrôleur mais leurs contributions négligeables dans le rayonnement de la structure ne dégradent pas les performances acoustiques du système actif (figures 4.43 et 4.44).

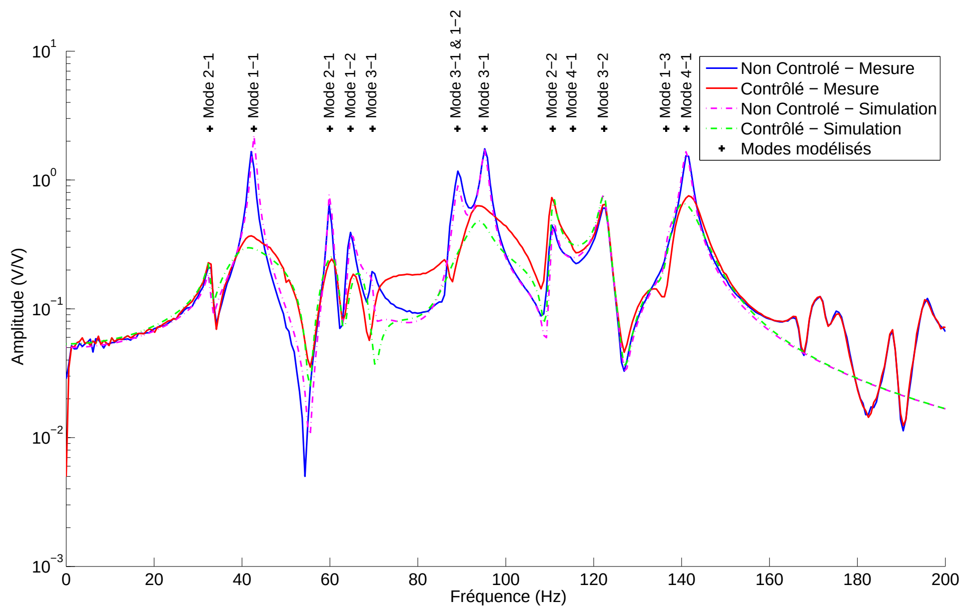


FIGURE 4.41 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 (modèle 17°C) - Mesures & Simulations

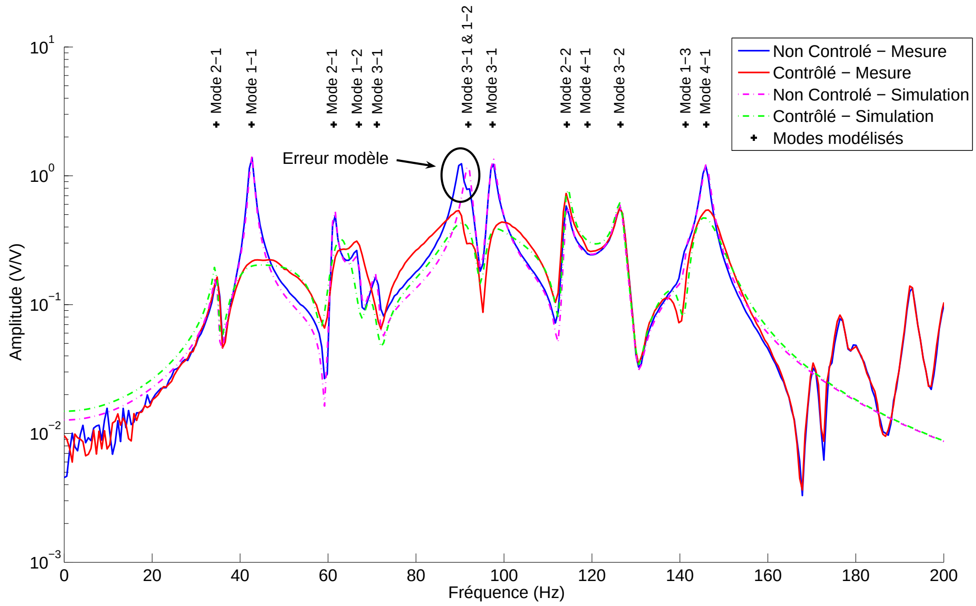


FIGURE 4.42 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation sur l'actionneur A2 (modèle 17°C) - Mesures & Simulations

4.2.3.1.4 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

L'effet du contrôle actif sur la puissance acoustique rayonnée par la double paroi est évalué à l'aide d'une sonde intensimétrique selon la procédure détaillée dans l'annexe A. La figure 4.43 présente la puissance acoustique rayonnée par la double paroi lorsqu'elle est excitée par l'actionneur A1. Les modes d'indice impair-impair sont bien ceux qui rayonnent le plus fortement. Le système actif atténue considérablement le rayonnement de ces modes. La réduction la plus importante est obtenue sur le second mode (forme 1-1) grâce à une augmentation significative de son amortissement. En passant de 1.4% à plus de 10%, il entraîne une chute de la puissance acoustique rayonnée de l'ordre de 15dB. Le rayonnement des autres modes contrôlés est plus modérément réduit. Les atténuations sont comprises entre 7dB et 10dB. Le spillover déjà mis en évidence par les fonctions de transfert vibratoires, présentées dans la figure 4.41, est également visible sur le rayonnement de la double paroi notamment après la résonance du second mode (1-1).

La puissance acoustique rayonnée par la double paroi non contrôlée et contrôlée lorsqu'elle est excitée par l'actionneur A2 est présentée dans la figure 4.44. Les réductions obtenues sont tout à fait comparables à celles illustrées dans la figure 4.43. L'atténuation de rayonnement du premier mode atteint même 20dB.

Afin de mieux évaluer ce qui est ressenti par un individu lorsque l'excitation est large bande, les acousticiens mesurent généralement la puissance acoustique moyenne par bande d'octave ou tiers d'octave. Les puissances acoustiques moyennes calculées par tiers d'octave (norme ISO 532), relatives aux deux excitations sont présentées dans la figure 4.45. Comme il s'agit d'une moyenne donc d'un lissage, le spillover n'est quasiment pas remarqué par l'auditeur excepté vers 50Hz dans le cas d'une excitation par l'actionneur A1 (sous figure 4.45 (a)). Il est important de noter que les différents résultats présentés ne prennent pas en compte la non linéarité de l'oreille humaine.

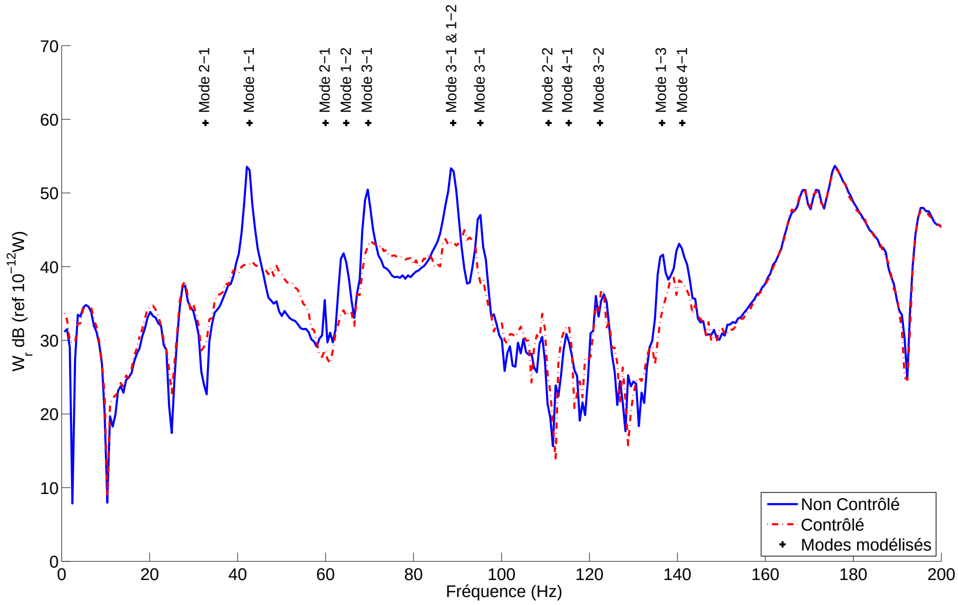


FIGURE 4.43 – Puissance acoustique rayonnée par la double paroi (coté rayonnant) lorsqu'elle est excitée par le patch A1 et contrôlée par les deux patchs

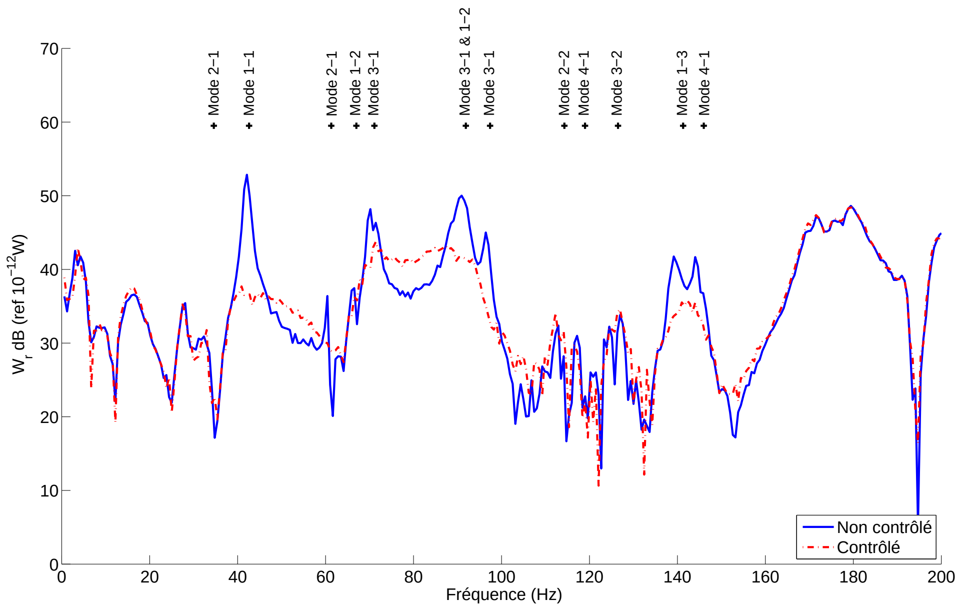


FIGURE 4.44 – Puissance acoustique rayonnée par la double paroi (coté rayonnant) lorsqu'elle est excitée par le patch A2 et contrôlée par les deux patchs

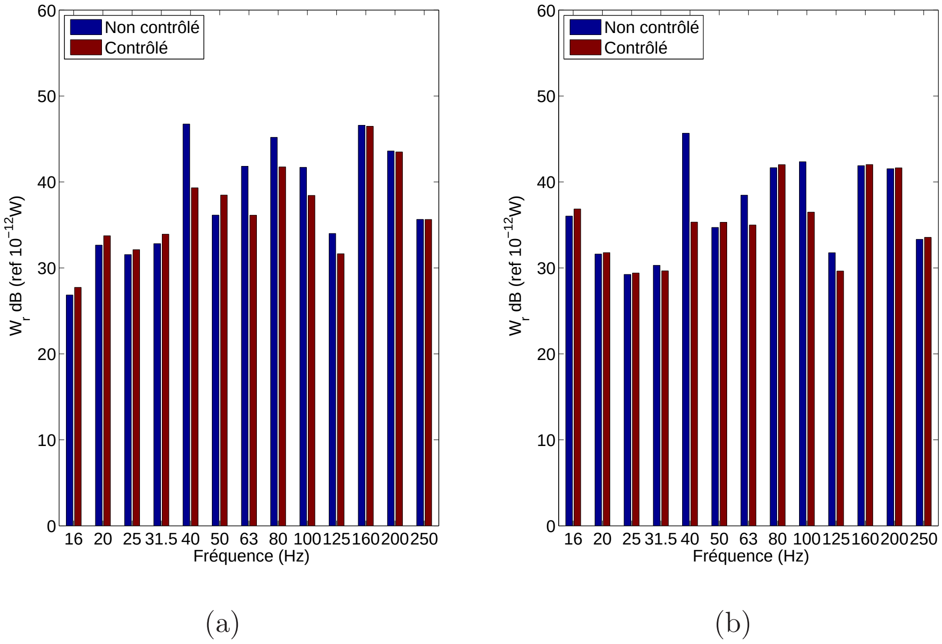


FIGURE 4.45 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la double paroi lorsqu'elle est excitée par l'actionneur A1 (a) et l'actionneur A2 et contrôlée par les deux patchs

4.2.3.1.5 La consommation électrique des patchs

Les tensions électriques du système actif mesurées lorsque la double paroi est excitée par l'actionneur A2 (puissance acoustique rayonnée présentée en figure 4.44) sont reportées dans la figure 4.46. La puissance électrique instantanée requise par le patch piézoélectrique présentée en figure 4.47 est difficilement quantifiable. Le niveau d'intensité mesurée est légèrement supérieur au niveau de bruit. Cette mesure "peu précise" renseigne néanmoins sur la faible consommation électrique des patchs.

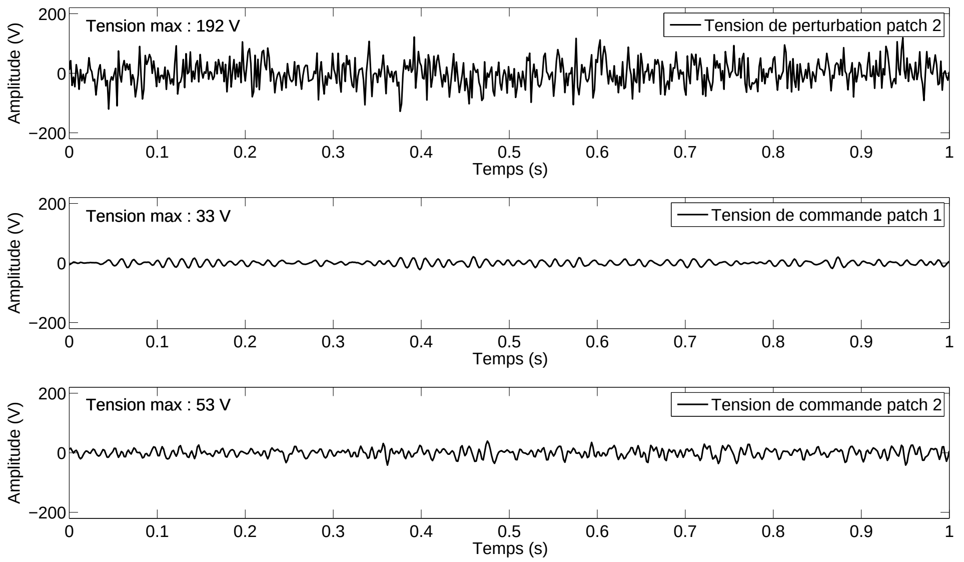


FIGURE 4.46 – Les tensions de perturbation et de commande

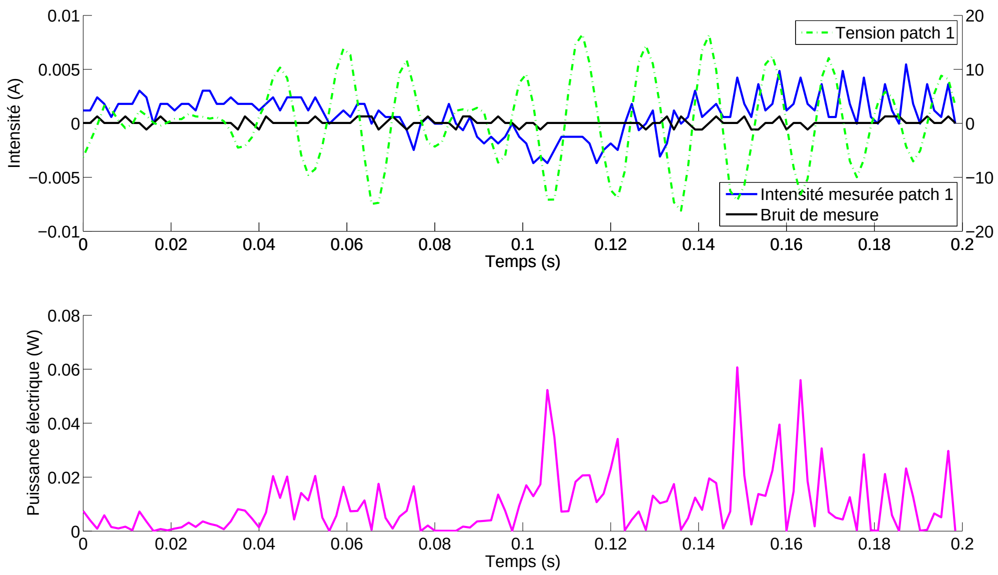


FIGURE 4.47 – Puissance électrique de contrôle consommée par le patch A1 lorsque la structure est excitée par patch A2

4.2.3.2 Excitation aérienne

La double paroi est à présent excitée par l'enceinte acoustique. La puissance acoustique incidente est présentée dans la figure 4.5 en section 4.1.2.

4.2.3.2.1 Vibrations de la structure contrôlée et non contrôlée

Les figures 4.48 et 4.49 présentent les fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs (C1 et C2) et la tension aux bornes de l'enceinte lorsque la double paroi est non contrôlée et contrôlée avec le contrôleur monomodal et le contrôleur multimodal respectivement.

Le contrôleur monomodal réduit de l'ordre de 20dB les vibrations au niveau des capteurs C1 et C2 mais il augmente très légèrement les vibrations dans la bande de fréquence comprise entre [60-80]Hz. Par contre, on peut noter l'absence de spillover en dehors de la bande d'observation et de contrôle ([0-150]Hz). Les performances du contrôleur multimodal sont plus modestes. L'atténuation de la vibration au niveau des capteurs atteint seulement 13dB sur le premier mode et les réductions sur les autres modes sont de l'ordre de 7dB. Comme pour le contrôleur monomodal, on remarque un léger spillover entre [60-80]Hz.

Lors de ces essais, la température d'environ 19°C oblige l'utilisation du second modèle de la structure dans lequel treize modes décrivent la double paroi. Le mode ajouté se situe dans la gamme de fréquence [90-100]Hz. Les réglages des contrôleurs et des observateurs sont équivalents à ceux présentés dans la figure 4.39.

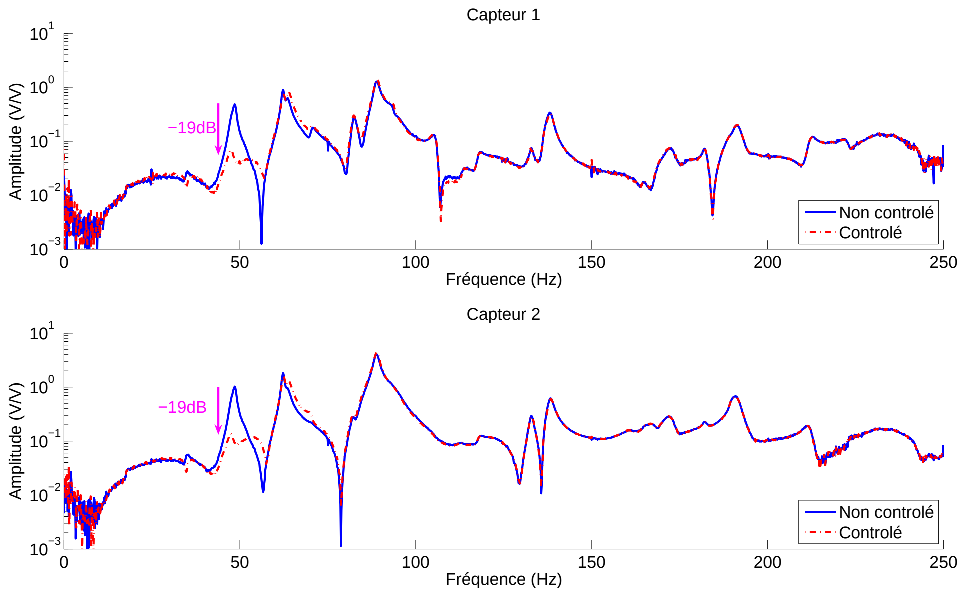


FIGURE 4.48 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs (C1 et C2) et celle aux bornes de l'enceinte - Contrôle monomodal

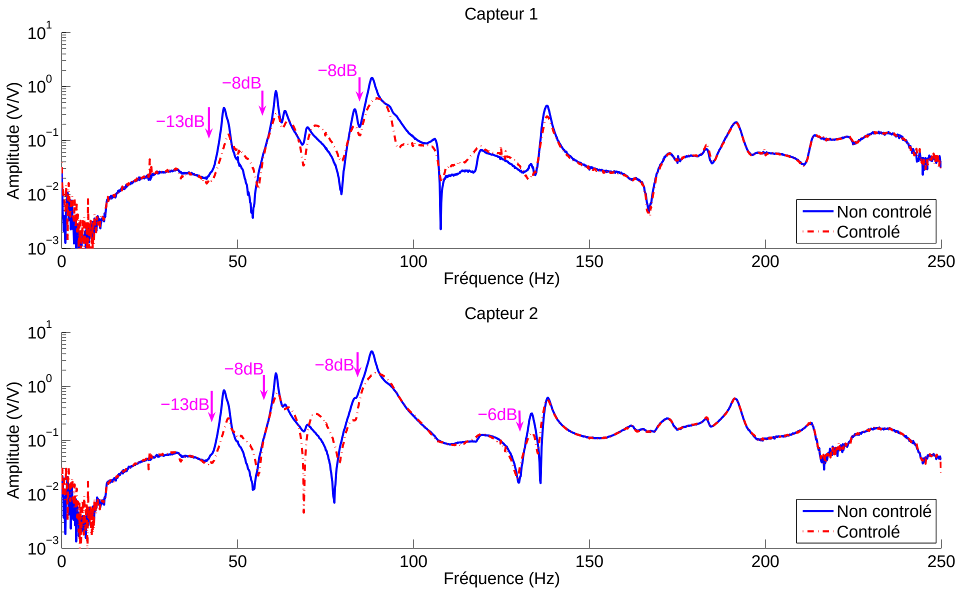


FIGURE 4.49 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs (C1 et C2) et celle aux bornes de l'enceinte - Contrôle multimodal

4.2.3.2.2 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.50 présente la puissance acoustique rayonnée par la double paroi lorsqu'elle est excitée par l'enceinte et que le second mode (forme 1-1) est contrôlé. Même si l'excitation pondère la réponse de la double paroi, on constate que les modes impair-impair sont les modes les plus excités et que le rayonnement des modes pair-impair de faible indice n'est pas négligeable. Une atténuation de la puissance acoustique de l'ordre de 20dB est atteinte sur le mode 1-1. L'effort de contrôle important occasionne un léger spillover (1dB) sur les modes 3-1 en phase et en opposition de phase.

La figure 4.51 présente la puissance acoustique rayonnée par la double paroi excitée par l'enceinte acoustique lorsque les modes transparents sont contrôlés. La réduction sur le mode 1-1 est alors moins franche (-15dB) qu'avec un contrôleur monomodal (-20dB) et un gain compris entre 5 et 10dB est atteint sur les autres modes contrôlés.

La figure 4.52 présente la puissance acoustique rayonnée par tiers d'octave lorsque la double paroi est excitée par l'enceinte acoustique et que le contrôleur monomodal (sous figure (a)) ou le contrôleur multimodal (sous figure (b)) fonctionnent.

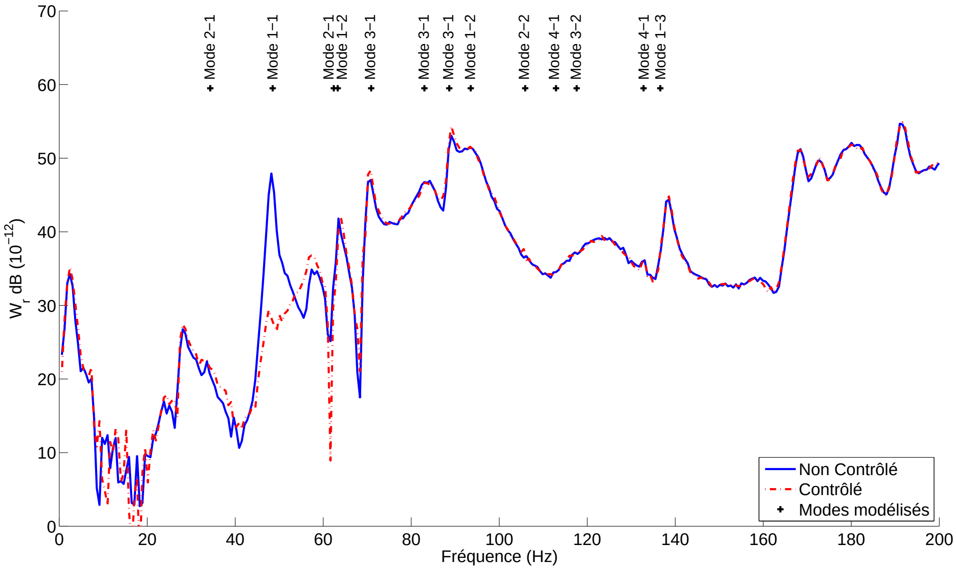


FIGURE 4.50 – Puissance acoustique rayonnée - Excitation aérienne - Contrôle monomodal (19°C)

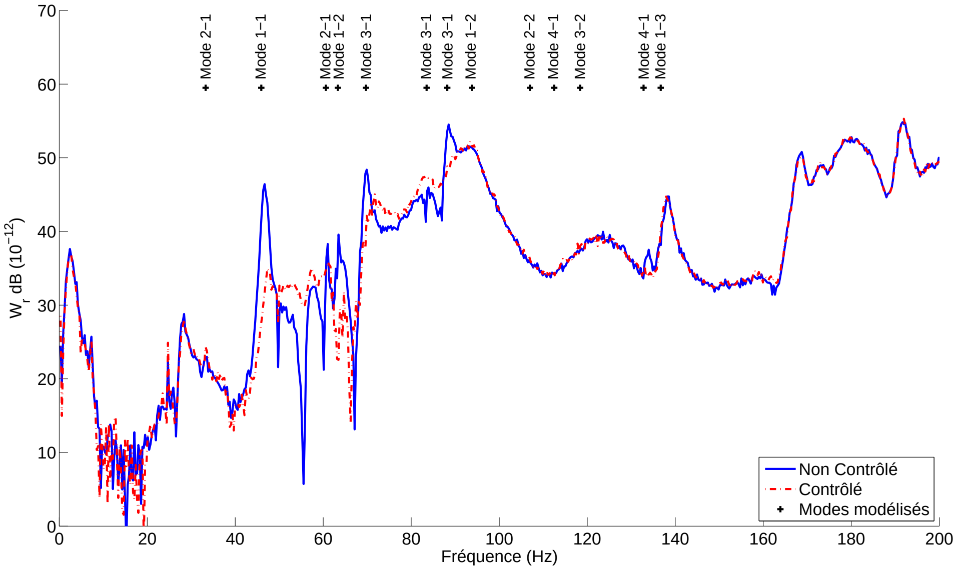
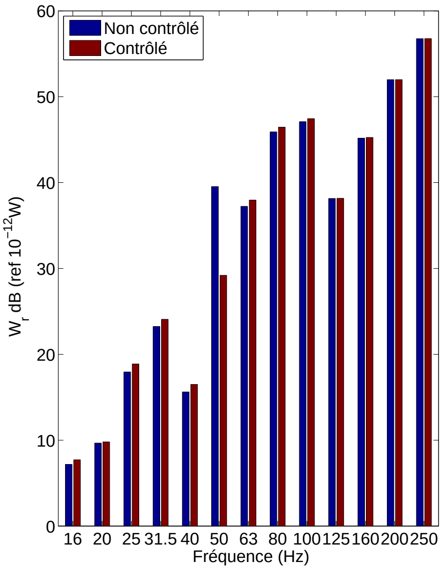
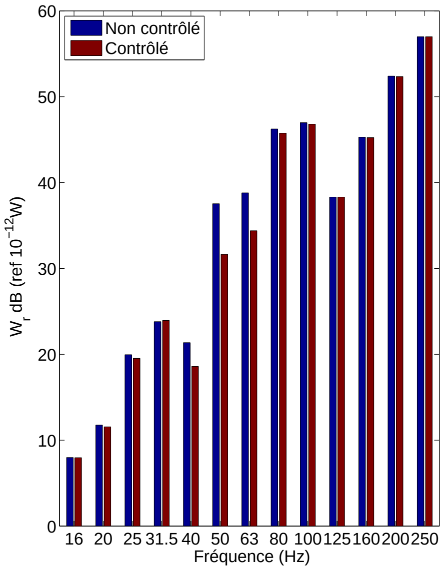


FIGURE 4.51 – Puissance acoustique rayonnée - Excitation aérienne - Contrôle multimodal (19°C)



(a)



(b)

FIGURE 4.52 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la double paroi lorsqu'elle est excitée par l'enceinte - Contrôleur monomodal (a) - Contrôleur multimodal (b)

4.2.3.2.3 La transparence acoustique de la structure contrôlée et non contrôlée

L'indice d'affaiblissement acoustique (2.159) qui définit la transmission acoustique à travers une structure est calculé pour les deux résultats de contrôle précédemment illustrés. Les indices d'affaiblissements acoustiques (TL) associés aux puissances acoustiques présentées en figures 4.50 et 4.51 sont donnés respectivement en figures 4.53 et 4.54. Ces indices permettent de mettre en évidence la forte transparence des modes d'indices impair-impair et l'amélioration de l'isolation acoustique par le contrôle actif. Lorsque le mode (1-1) est l'unique mode contrôlé (figure 4.53), l'isolation acoustique est rehaussée de 20dB à sa résonance. Un très léger spillover est observé sur les modes 3-1 en phase et en opposition de phase (-1dB).

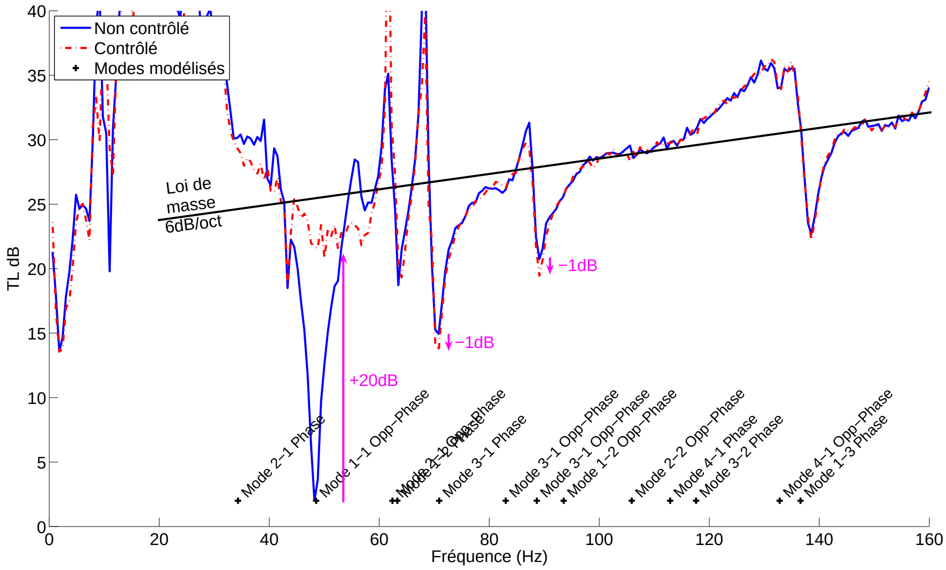


FIGURE 4.53 – Indice d'affaiblissement (TL) - Contrôleur monomodal

Lorsque le contrôle est réalisé sur plusieurs modes (figure 4.54), l'indice d'affaiblissement est "lissé" ce qui réduit le caractère modal de la structure. Les augmentations de l'indice d'affaiblissement sont de 15dB sur le mode 1-1, 10dB sur le mode 1-2 en phase, 5dB sur les modes 3-1 en opposition de phase et en phase. Grâce au contrôle actif, l'indice d'affaiblissement de la double paroi se rapproche de la loi de masse.

Le contrôle qui introduit principalement de l'amortissement actif n'a pas d'effet sur l'ordonnée à l'origine de la loi de masse. Pour cette raison, la mise en oeuvre d'un contrôleur en accélération introduisant de la masse active a été entreprise. Ce contrôleur utilise l'état dérivé de la structure, puis des gains sur les vitesses et les accélérations modales sont appliqués pour créer de l'amortissement et de la masse active. Lors de l'expérimentation, la structure contrôlée par rétroaction de l'état dérivé est toujours instable même avec des gains nuls sur les accélérations modales. La dérivation de l'état est la source de cette instabilité. Cette approche attractive n'est pas réalisable par cette technique.

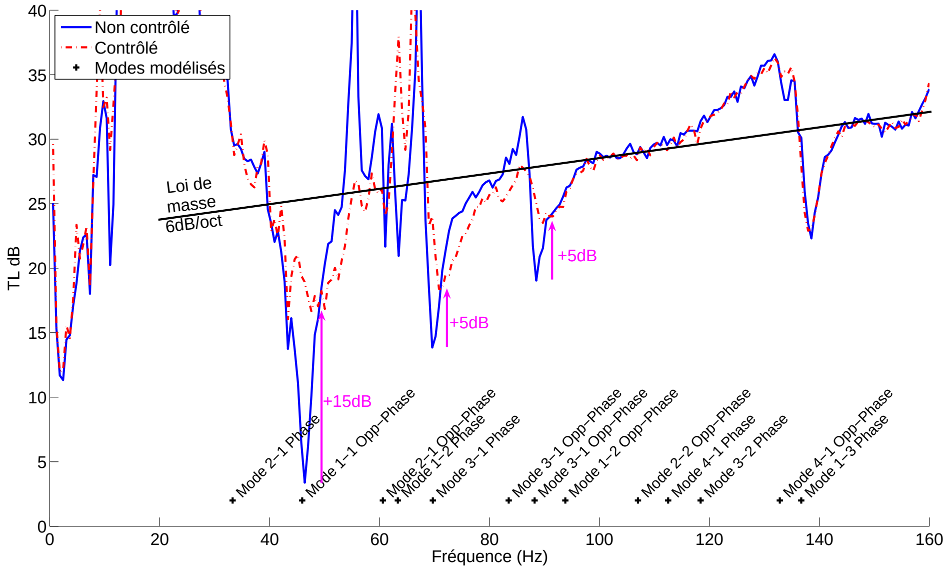


FIGURE 4.54 – Indice d'affaiblissement (TL) - Gamme [0 - 150]Hz contrôlée - Contrôleur multimodal

4.2.3.2.4 La consommation électrique des patchs

Les tensions électriques du système actif mesurées lorsque la double paroi est excitée par l'enceinte sont présentées en figure 4.55. Les tensions requises par les patchs sont très faibles en particulier le contrôleur monomodal. Cela s'explique par le faible niveau d'excitation à basses fréquences, là où l'effort de contrôle est important.

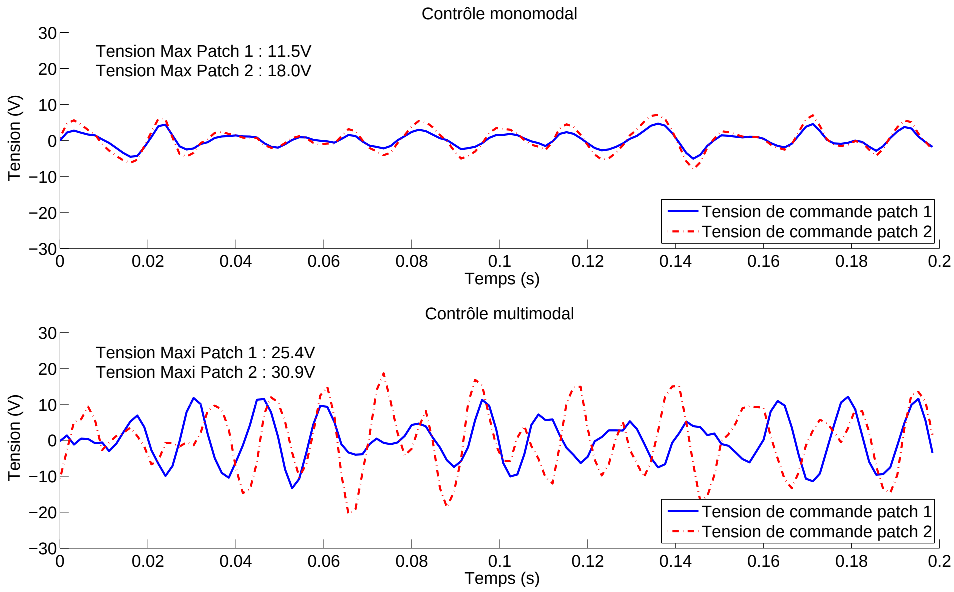


FIGURE 4.55 – Tensions de commande - Excitation aérienne

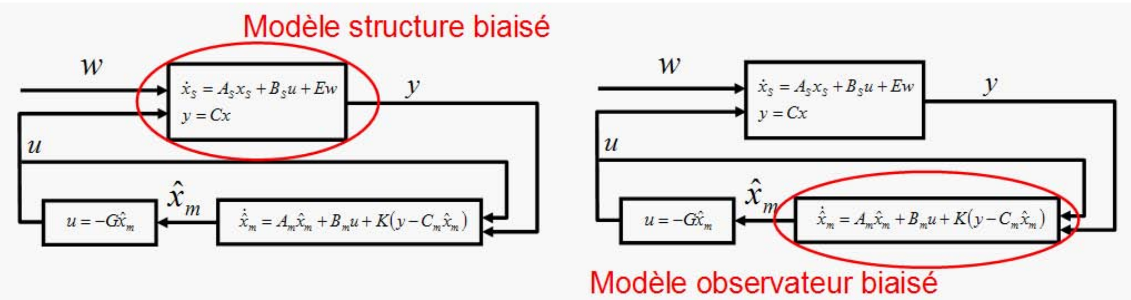
4.2.4 Robustesse

La stratégie de contrôle modal employée au cours de cette thèse utilise un modèle de la structure lui permettant d'estimer en temps réel via un observateur les variables d'état sur lesquelles des gains de contrôles sont appliqués. Au cours de l'expérimentation, la température comprise entre 11°C et 19°C a eu un rôle primordial sur le comportement de la structure. Ce problème déjà pointé au chapitre 4.2.1.2 nous a imposé à travailler à température quasi constante (variation +/- 1°C) afin d'éviter la multiplication du nombre d'identification des paramètres modaux. Cette section est dédiée à l'étude de l'influence d'un mauvais modèle de la structure sur les performances du régulateur. Une première étude numérique se concentre sur l'influence d'une variation des paramètres modaux (fréquences et amortissements propres, vecteurs d'activation et d'observation), sur les performances du contrôleur. Puis, le contrôle de la double paroi avec un modèle biaisé est expérimentalement étudié. La vitesse de l'observateur sur les performances du contrôleur est également évaluée en simulation et expérimentalement.

4.2.4.1 Test de robustesse en simulation

4.2.4.1.1 Modèle biaisé

Lors de la mise en oeuvre du contrôle expérimental, les paramètres modaux obtenus par identification permettent d'établir un modèle réduit de la structure utile à l'observateur et de déterminer les gains de contrôle. Ce modèle n'est généralement pas réévalué pendant le contrôle. La qualité du modèle de l'observateur sur le contrôle peut être testée en simulation de deux manières différentes. Soit on considère que la structure évolue et que le modèle de l'observateur n'est pas mis à jour ; il s'agit du cas réel. Soit les caractéristiques de la structure sont figées et le modèle de l'observateur est biaisé. La figure 4.56 présente les deux configurations étudiées permettant de mettre en évidence l'influence des paramètres modaux sur les performances du contrôleur. Lors de ces simulations, les paramètres modaux sont tour à tour uniformément biaisés.



(a) (b)

FIGURE 4.56 – Modèles biaisés

4.2.4.1.2 Influence de la fréquence

Dans un premier temps, l'influence de l'erreur sur les fréquences propres est étudiée. Les fréquences propres du modèle de la structure sont uniformément biaisées sur une plage de -10% à +10% par rapport à celles du modèle expérimental de référence (figure 4.56 (a)). Le modèle de l'observateur, les gains de contrôle et d'observation ne sont pas mis à jour. La figure 4.57 présente les fonctions des transferts (Tension capteur C1/ Tension de perturbation sur l'actionneur A1) de la double paroi non contrôlée et contrôlée en fonction du biais sur les fréquences des modèles. Le contrôle de la structure est réalisé à l'aide d'un seul actionneur de sorte à limiter le nombre de paramètres intervenant dans le système de régulation. Les fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation sur l'actionneur A1 de la double paroi non contrôlée sont tracées à l'aide de traits continus et celles de la structure contrôlée sont représentées par des traits mixtes fins de couleurs. Le réglage initial est représenté en noir. Une importante dégradation des performances du régulateur est observée sur l'ensemble du spectre dès que les fréquences propres s'écartent de leurs valeurs nominales. Le contrôle modal est particulièrement sensible aux variations des fréquences propres du système en particulier dans cette application où le recouvrement modal est important.

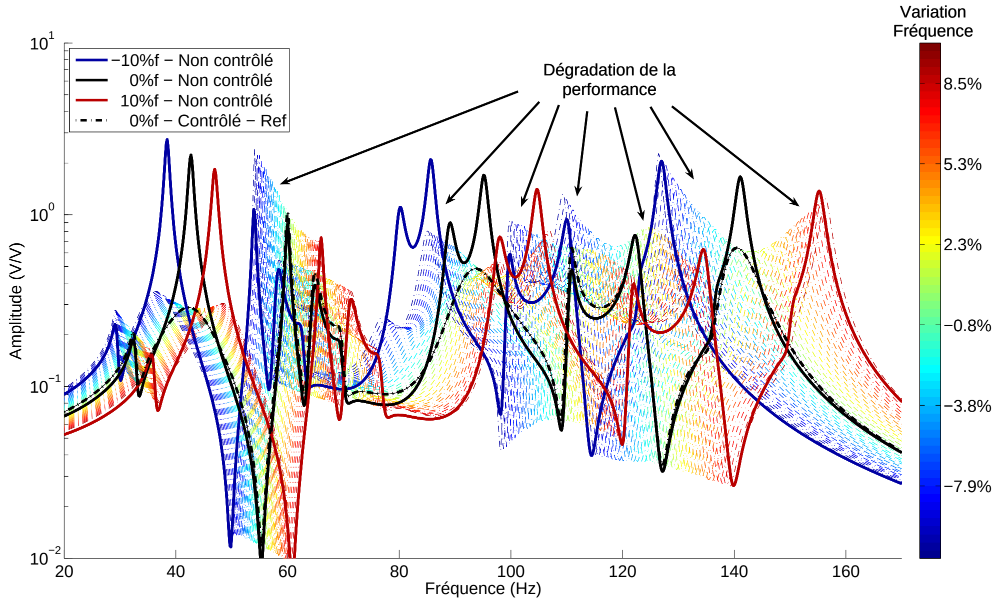


FIGURE 4.57 – Influence de l'erreur sur la fréquence

4.2.4.1.3 Influence de l'amortissement

Ici, l'amortissement du modèle de l'observateur est erroné (figure 4.56 (b)). Les fonctions de transfert (Tension capteur C1 / Tension actionneur A1) calculées avec un biais uniforme sur tous les amortissement modaux sont présentées dans la figure 4.58. Les fonctions de transfert du système contrôlé évoluent peu même lorsque l'amortissement modal est négligé (erreur -100%). Si la structure est modifiée, l'influence de l'amortissement sur les résultats est également négligeable.

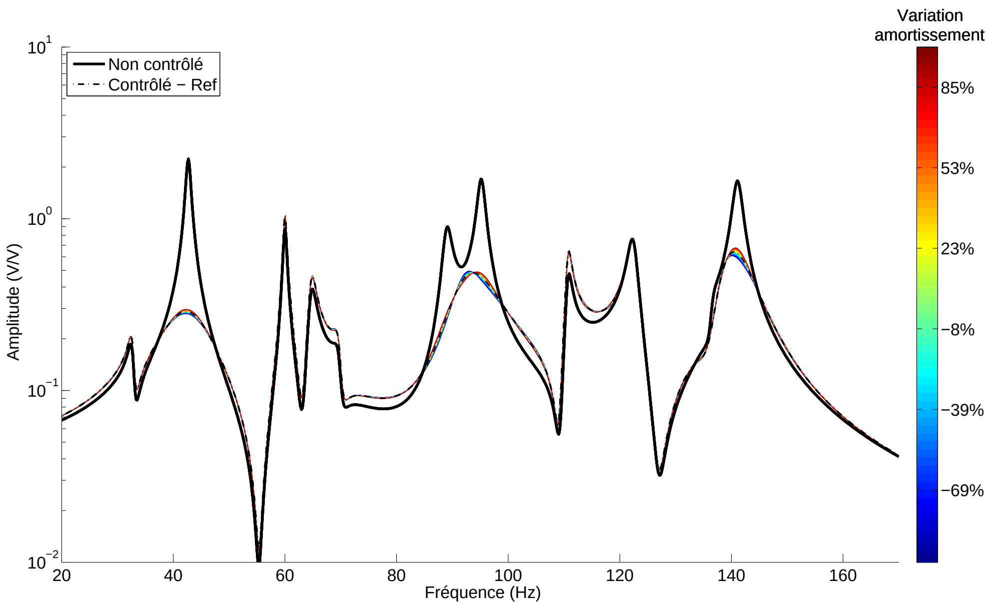


FIGURE 4.58 – Influence de l'erreur sur l'amortissement

4.2.4.1.4 Influence des vecteurs d'activation et d'observation

Les contributions modales des actionneurs (B) et des capteurs (C) peuvent aussi subir d'importantes variations. Les simulations suivantes ne considèrent que les modifications des vecteurs d'activation ou d'observation de la boucle de régulation. La figure 4.59 présente l'évolution des fonctions de transfert de la structure en boucle fermée pour les diverses erreurs sur le vecteur d'activation B. Si le vecteur d'activation est surestimé dans le modèle de l'observateur (erreur négative), les gains de contrôles nécessaires à l'obtention des amortissements identiques à ceux du réglage de référence, sont plus faibles. Les gains de l'observateur restant identiques, la tension de commande est moins importante donc l'efficacité du contrôle est réduite. Dans le cas extrême, si l'erreur est de -100%, le mode n'est plus commandable. Par conséquent, les fonctions de transfert en boucle fermée et en boucle ouverte sont identiques. Au contraire, lorsque le vecteur d'activation du modèle de l'observateur est sous évalué par rapport à celui de la structure, cela est équivalent à une augmentation des gains de contrôle. Donc, les atténuations aux résonances des modes contrôlés sont plus fortes et les modes inopinément excités le sont d'avantage.

Le phénomène est identique pour le vecteur d'observation. Lorsqu'il est surestimé, les gains d'observation sont réduits ce qui entraîne une sous estimation des variables modales par l'observateur donc une réduction de la tension de contrôle.

En section 2.4.3, il est montré que la fonction de transfert en boucle fermée est calculée par :

$$\frac{y_s}{w_S} = C_S \left[sI - A_S + \sum_{b=2}^{N+1} \underbrace{B_{S-b}}_{\text{Erroné}} G_{mb} \left[sI - A_{mb} + B_{mb}G_{mb} + K_{mb}C_{mb} \right]^{-1} K_{mb} \underbrace{C_S}_{\text{Erroné}} \right]^{-1} E_S \quad (4.2)$$

Lorsque les produits $B^i_{S-b}C^i_S$ sont constants, les fonctions de transfert en boucle fermée n'évoluent pas. Par conséquent, les effets des erreurs sur les vecteurs d'activation et d'observation sont identiques. De la même façon, si les répartitions de l'effort B et de l'observation C changent mais que les produits $B^i_{S-b}C^i_S$ ne varient pas (4.3), le système en boucle fermée n'évolue pas non plus.

$$B^i_{S-b}C^i_S = \text{constante} \quad (4.3)$$

avec

$$B_{S-b} = \left[\begin{array}{cccccc} 0 & \dots & 0 & B_{S-b}^{1} & \dots & B_{S-b}^{N+1} \end{array}\right]^{t} \text{ et } C_S = \left[\begin{array}{cccccc} C_S^{1} & \dots & C_S^{N+1} & 0 & \dots & 0 \end{array}\right] \tag{4.4}$$

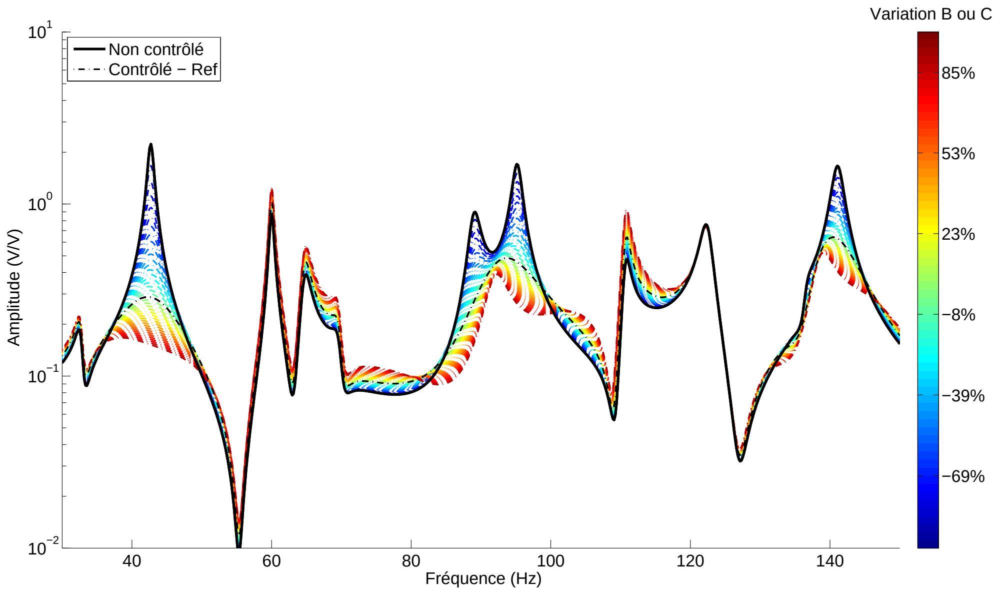


FIGURE 4.59 – Influence de l'erreur sur B ou C

L'ensemble des résultats présentés dans cette section met en avant la sensibilité d'un contrôle basé sur un modèle de la structure. En réalité, les variations des paramètres modaux ne sont ni uniformes, ni découplées. On constate que les variations des fréquences propres semblent être le facteur le plus influant sur les performances et la robustesse du contrôleur contrairement à l'amortissement dont les variations ne perturbent pas le régulateur. Une surestimation des vecteurs d'activation ou d'observation dans le modèle de l'observateur réduit la tension de contrôle. Par conséquent, l'effet de la boucle de régulation diminue. Au contraire, une sous estimation de ces paramètres produit l'effet inverse avec une augmentation de la tension de commande. Les conséquences peuvent être bénéfiques sur les performances comme désastreuses sur la stabilité du contrôle.

Une étude plus complète sur la stabilité pourrait être envisagée en utilisant un procédé aléatoire.

4.2.4.2 Test de robustusse en expérimentation

4.2.4.2.1 Mise à jour et stabilité expérimentale

Dès lors que les conditions d'encastrement ont été jugées correctes, le couple de serrage des vis qui maintiennent la double paroi solidaire du mur n'a pas été modifié. Outre, l'analyse modale réalisée au marteau de choc pouvant engendrer de légères variations des paramètres des modèles de la structure, la double paroi n'a pas subi d'excitations ou de modifications, telle que le collage d'actionneurs et de capteurs supplémentaires, susceptibles de changer son comportement. Seules les conditions thermiques peuvent précontraindre les plaques et ainsi modifier les pôles et les déformées propres de la double paroi. Deux modèles expérimentaux ont été utilisés pour la mise en oeuvre du système de régulation. Chacun de ces modèles a été établi pour des températures comprises respectivement entre 16°C et 18°C pour le premier et 18°C et 20°C pour le second. Une identification complète du modèle (A, B, C) ainsi que le réglage des observateurs et des contrôleurs dure environ 5 heures dans le cas de la double paroi en raison du recouvrement modal important. Il n'est donc pas envisageable de mettre à jour le modèle complet de la double paroi avant chaque mise en route du contrôleur.

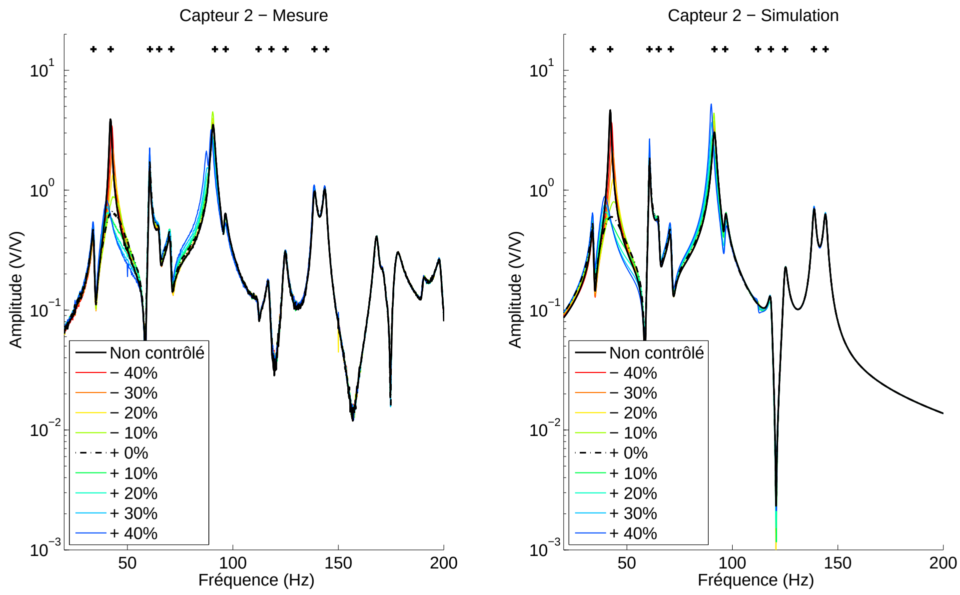
Les contributions modales des actionneurs et des capteurs n'évoluent pas suffisamment sur +/-1°C pour rectifier les coefficients des vecteurs d'activation et d'observation du modèle de l'observateur.

Dans les paragraphes suivants, la dégradation des performances du système de régulation sont expérimentalement étudiées. Pour cela, le contrôle est effectué avec des modèles d'observateur biaisés. Même si cette configuration est différente de la réalité, dans laquelle le modèle observateur est invariant et la structure évolue, les résultats présentés ci-après donnent des indications sur le niveau de robustesse en stabilité et en performance. En revanche, ils ne peuvent en aucun cas garantir la stabilité du système de régulation. La modification des conditions aux limites est trop délicate pour être entreprise dans ce travail dont l'objet principal n'est pas le développement d'un contrôleur robuste. Seul, les effets des modifications des fréquences propres du modèle de l'observateur sont étudiés expérimentalement en raison de l'importante dispersion des pôles de la structure.

4.2.4.2.2 Dégradation des performances du contrôleur monomodal

Dans un premier temps, la stabilité d'un contrôleur monomodal sur le mode 2 (forme 1-1) est mise à mal en biaisant l'intégralité des fréquences propres du modèle de l'observateur (homothétie sur toutes les fréquences). Les figures 4.60 et 4.61 présentent les fonctions de transfert (Tension capteur C2 / Tension actionneur A1) de la double paroi non contrôlée et contrôlée avec les différents modèles d'observateurs biaisés. Les fonctions de transfert mesurées et simulées sont reportées respectivement dans les sous figures (a) et (b). Une bonne concordance entre les simulations et les mesures met en avant la précision des modèles utilisés.

La dégradation des performances devient particulièrement importante lorsque les fréquences de l'observateur sont surévaluées de 40%. Ces essais qui utilisent un modèle d'observateur erroné montrent que le contrôleur monomodal a de fortes chances d'être robuste si les fréquences propres de la structure évoluent uniformément de moins de 40%.



(a) (b)

FIGURE 4.60 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C2 et celle sur l'actionneur A1 (contrôle avec actionneur A2 - Modèle observateur biaisé (tous les modes)) - Contrôle monomodal

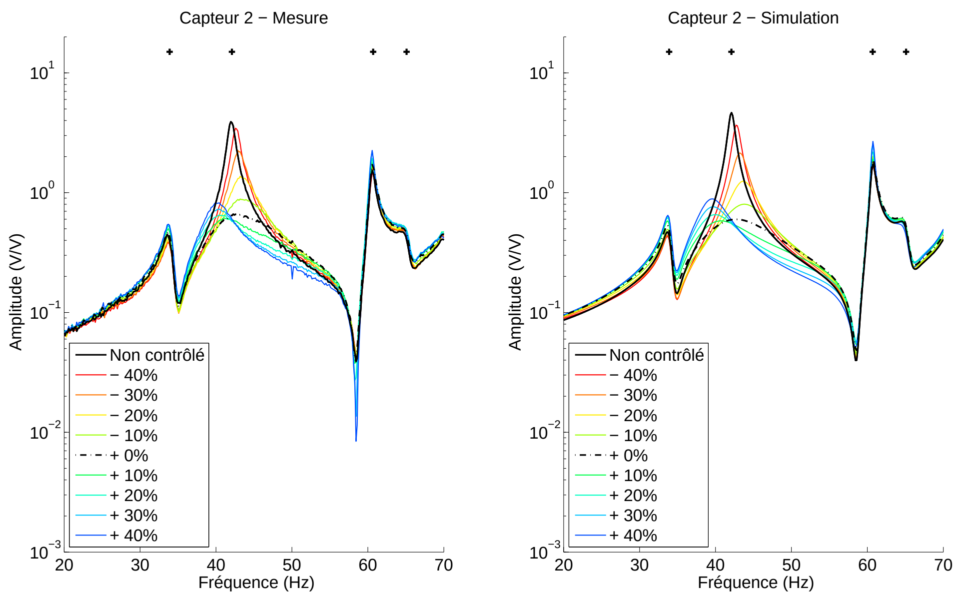


FIGURE 4.61 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C2 et celle aux bornes de l'actionneur A1 (contrôle avec actionneur A2 - Modèle observateur biaisé (tous les modes)) - Contrôle monomodal

4.2.4.2.3 Dégradation des performances et stabilité du contrôleur multimodal

Les effets d'un mauvais modèle de l'observateur sur les performances du contrôle multimodal sont présentés ci-après. Le système reste stable lorsque les erreurs sur les fréquences sont comprises entre -10% et +30%. En revanche, les performances sont considérablement dégradées comme le montre la fonction de transfert (tensions aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A1) de la figure 4.62.

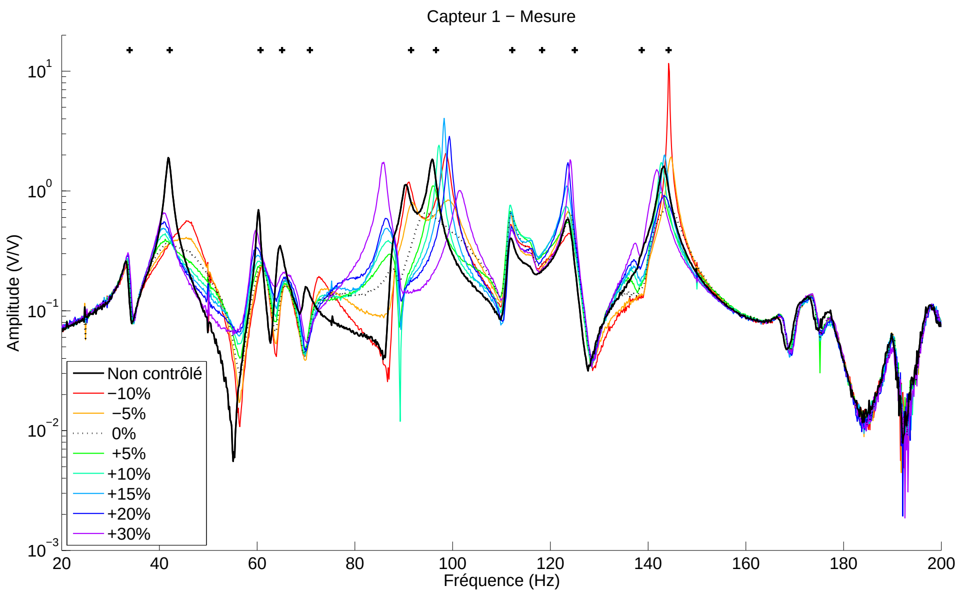


FIGURE 4.62 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A1 - Modèle observateur biaisé (tous les modes) - Contrôle multimodal

Lorsque les erreurs sur les fréquences sont inférieures à -10% ou supérieures à 30%, la structure devient instable sans même qu'elle soit excitée. La figure 4.63 illustre le phénomène d'instabilité rencontrée lorsque le modèle de l'observateur est surévalué de 40%. La tension de commande tracée en fonction du temps croit exponentiellement dès la mise en route du contrôleur. Les modes 3-1 et 1-2 sont les modes qui génèrent cette instabilité puisque la période de l'exponentielle croissante est de 80Hz.

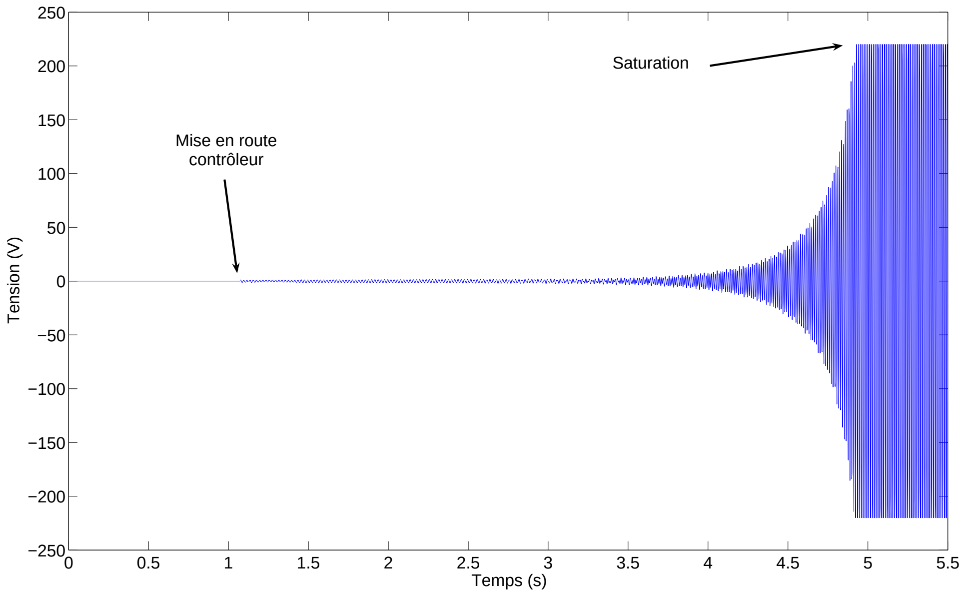


FIGURE 4.63 – Tension de commande à l'instabilité

4.2.4.2.4 Rapidité de l'observateur

Un mauvais réglage de l'observateur peut également être une source d'instabilité. Généralement, les pôles de l'observateur sont réglés de sorte qu'ils soient entre 2 et 5 fois plus rapides que ceux du contrôleur. Afin d'estimer les effets de la rapidité de l'observateur sur les performances du système contrôlé, les gains initiaux des observateurs notés "L Ref" sont multipliés par un coefficient compris entre 0.2 et 5. Lorsque ce terme multiplicateur est supérieur à un, il tend à décaler les pôles de l'observateur vers les réels négatifs tout en les dispersant. Les pôles des contrôleurs restent quant à eux inchangés. La carte des pôles de ces différentes configurations est présentée en figure 4.64. Les cercles et les carrés désignent respectivement les pôles du contrôleur et de l'observateur. La couleur noire indique les réglages de référence. L'augmentation des gains d'observation rend le régulateur plus nerveux ce qui se manifeste par un accroissement des tensions de commande. La figure 4.65 présente les fonctions de transfert mesurées entre les tensions de commande des deux actionneurs et la tension d'excitation aux bornes de l'actionneur A1 pour les différents réglages de l'observateur. Sur ces courbes sont ajoutées en rouge les fonctions de transfert obtenues par simulation lorsque les réglages de références sont utilisés.

Les effets de la rapidité de l'observateur sur la structure contrôlée sont exposés dans la figure 4.66. On constate qu'une réduction des gains d'observation fait chuter la performance mais réduit le spillover vers 75Hz. Au contraire, l'importante augmentation des gains d'observateur n'accroît que le spillover. Le réglage de référence semble être un bon compromis entre robustesse et performance.

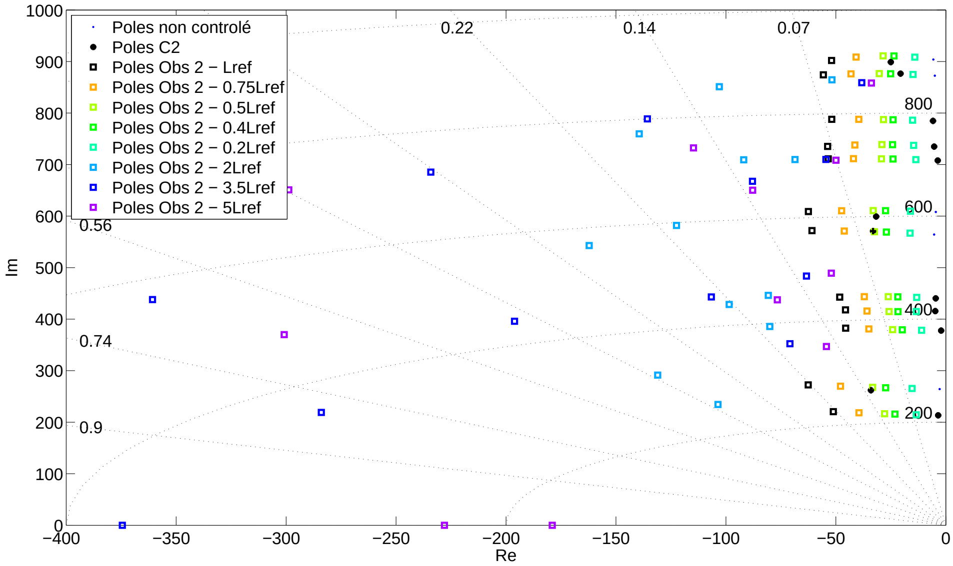


FIGURE 4.64 – Les pôles de l'observateur 2 en fonction des gains d'observation

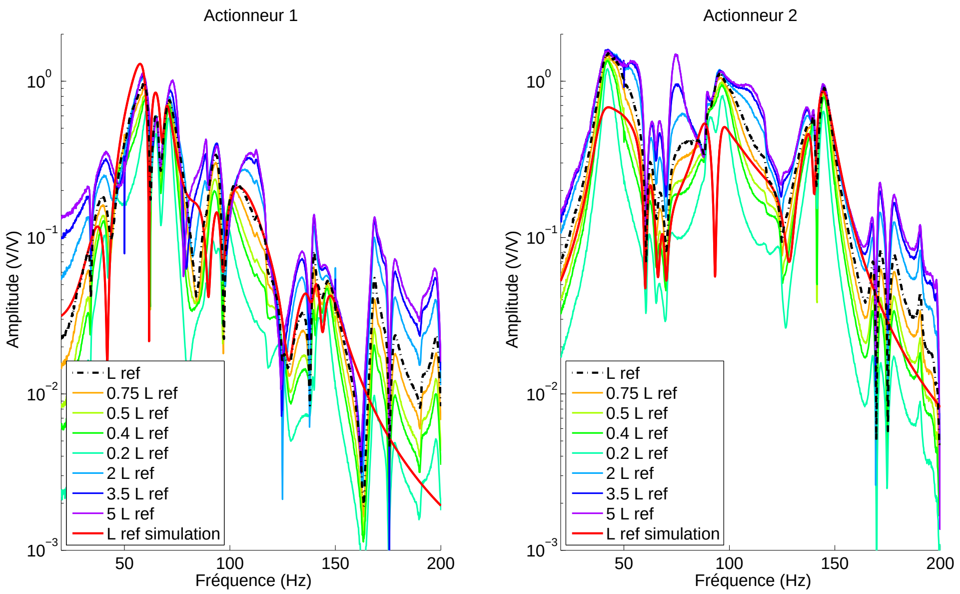


FIGURE 4.65 – Fonctions de transfert entre les tensions de commande et la tension de perturbation en fonction des gains d'observation

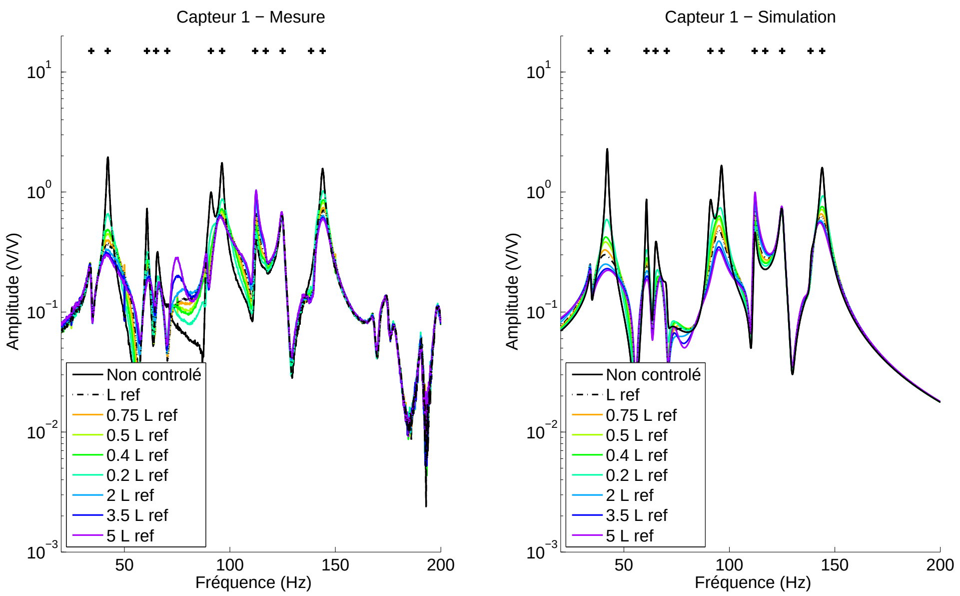


FIGURE 4.66 – Fonctions de transfert la tension aux bornes du capteur C1 et celle aux bornes de l'actionneur A1 en fonction des gains d'observation - Mesure - Simulation

4.2.5 Conclusion double plaque

La transparence acoustique de la double paroi a été expérimentalement réduite grâce à la mise en place d'un système de contrôle actif modal. Lors de ce travail, la double paroi s'est révélée très sensible aux changements de température en particulier lorsqu'il y a un déséquilibre thermique entre les deux plaques. En raison d'importantes variations des fréquences propres, un modèle expérimental est préféré à un modèle numérique difficile à recaler. De par leurs très faibles valeurs, la détermination des coefficients de couplage électromécanique des patchs piézoélectriques et des films PVDF en mesurant la raideur électrique n'est pas envisageable même avec un inpédancemètre. La méthode d'identification des paramètres modaux développée en section 2.4.2 a été utilisée avec succès. Deux modèles d'observateur (A, B, C) ont été établis pour des conditions thermiques légèrement différentes. Puis, le contrôle de la double paroi a été réalisé par deux boucles de contrôle indépendantes lors d'excitations solidiennes et aériennes.

D'importantes réductions de la puissance acoustique ont été obtenues pour ces deux types d'excitations sans apparition de spillover au delà de la bande de contrôle. Même si la transparence acoustique est fortement réduite, il est important de signaler que le modèle de la structure doit être mis à jour au risque de faire considérablement chuter les performances du contrôleur. En raison de l'important recouvrement modal et de la grande sensibilité de la structure à son environnement, le choix d'une méthode de contrôle basée sur un modèle est inopportun. Cette stratégie de contrôle modal plus adaptée aux structures simples est mise en oeuvre sur une plaque encastrée dans la section suivante.

Dans une étude future, il serait intéressant de prendre en compte dans le calcul des gains de contrôle les couplages modaux en utilisant une matrice de pondération Q non diagonale. Ainsi, les performances du contrôleur seraient améliorées dans les zones de forte densité modale.

L'utilisation d'algorithmes adaptatifs permettrait également de reconstruire en temps réel un modèle expérimental de la structure. Grâce à une mise à jour régulière des modèles, des gains de contrôle et d'observation, la robustesse et les performances du contrôleur dans des conditions d'exploitation plus réalistes (température et conditions d'encastrement évolutives) seraient améliorées.

4.3 Contrôle d'une plaque simple

L'objet de cette section est de valider les outils initialement développés pour la double paroi afin d'effectuer le contrôle de la transparence acoustique d'une plaque simple. Le problème est bien moins complexe puisque la structure est moins sensible aux changements de température et qu'elle présente une densité modale bien plus faible que la double paroi.

4.3.1 Présentation de la structure et procédure de contrôle retenue

Pour cette application, seulement quatre capteurs sont utilisés pour la reconstruction modale et trois sets de patchs sont employés pour le contrôle. La figure 4.67 présente la plaque simple instrumentée. La bande d'observation et de contrôle s'étend de 0 à 220Hz (3 modes transparents ; 1-1, 3-1 et 1-3). Comme la structure est symétrique et que les coefficients de couplages électromécaniques modaux des patchs aux positions A1 et A2 sont proches, les modes pairs sont peu excités lorsque ces deux patchs sont alimentés en parallèle. Une boucle de contrôle est dédiée aux modes impairs par le biais des patchs A1 et A2. Leur alimentation en parallèle permet d'augmenter la contrôlabilité des modes impair-impair. Les modes impair-pair et pair-pair moins transparents sont contrôlés par la seconde boucle de contrôle qui alimente le patch A3.

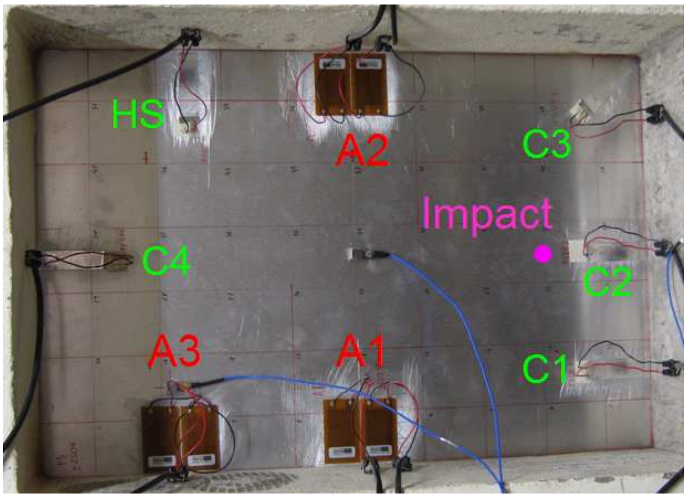


FIGURE 4.67 – Plaque simple instrumentée

L'expérience acquise lors de la mise en place du contrôle actif sur la double paroi permet de dégager une procédure d'identification et de réglages minimisant le temps d'expérimentation. La procédure retenue est la suivante :

- La plaque simple est positionnée contre le mur et maintenue en position par quatre poutres larges exerçant une pression supposée uniforme sur les bords de la plaque simple grâce trente huit vis serrées en étoile.
- Les fonctions de transfert entre les tensions capteurs et actionneurs sont synthétisées par l'algorithme RFP.
- Une boucle de contrôle propre à chaque actionneur est préférée à un contrôleur centralisé qui augmente les erreurs de reconstruction.
- Les paramètres modaux sont déterminés par la méthode présentée au chapitre 2.4.2.
- Les gains de l'observateur et du contrôleur sont réglés de sorte que l'effort de contrôle de chaque actionneur soit concentré sur un nombre réduit de modes.

4.3.2 Identification

Le montage de la plaque simple, l'identification des paramètres modaux et le réglage des contrôleurs sont très rapidement réalisés en comparaison avec la double paroi (moins d'une journée). Les fréquences propres mesurées (en noir) et simulées (en rouge) ainsi que leurs types de déformées propres associées sont reportées dans le tableau 4.5.

Fréquence (Hz)	Forme	Erreur (%)	Fréquence (Hz)	Forme	Erreur (%)
52.1 - 41.9	1 - 1	20	152.4 - 160.6	3 - 2	5
69.4 - 64.7	2 - 1	7	178.4 - 195.3	1 - 3	9
100.3 - 102.7	1 - 2	2	199.9 - 212.4	4 - 2	6
102.8 - 103.4	3 - 1	1	207.8 - 216.3	2 - 3	4
121.1 - 124.1	2 - 2	2	226.9 - 225.4	5 - 1	1
152.4 - 157.1	4 - 1	3			

TABLE 4.5 – Fréquences et type de déformées propres identifiées et simulées

4.3.3 Mise en place du contrôle

Suite à l'identification des paramètres modaux, les gains de contrôle et d'observation des deux contrôleurs et des deux observateurs sont recherchés. Les pôles des contrôleurs et des observateurs sont présentés ci-après en figure 4.68. Le contrôleur 1 et l'observateur 1 sont associés aux actionneurs A1 et A2. De la même façon, l'observateur 2 et le contrôleur 2 sont associés à l'actionneur A3. Contrairement à la double paroi, la matrice d'état n'est pas commune aux deux observateurs. Onze modes sont présents dans la bande d'observation et de contrôle mais seulement neuf modes sont communs aux deux modèles. Bien que le chevauchement modal soit moindre pour la simple plaque, il reste difficile de calculer les gains d'observation tel que la dynamique de l'observateur soit toujours deux fois plus rapide que celle du contrôleur. En effet, la matrice de pondération Q dans (2.6) est diagonale. Donc les interactions modales ne sont pas prises en compte. Par conséquent, une pondération importante sur un mode modifie considérablement les pôles des modes les plus proches.

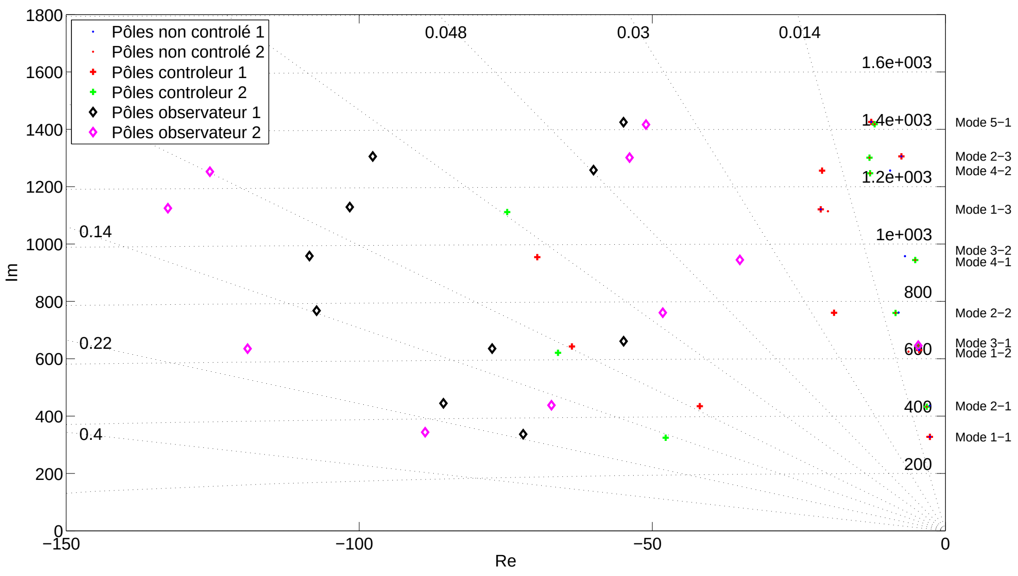


FIGURE 4.68 – Les pôles des deux controleurs et des deux observateurs

4.3.4 Excitation solidienne

La plaque simple est dans un premier temps soumise à des excitations solidiennes exercées par l'intermédiaire des patchs qui servent également pour le contrôle actif (section 4.3.4.1 et 4.3.4.2). Par la suite, la réponse de la plaque contrôlée, lorsqu'elle est excitée par un choc, est présentée en section 4.3.4.5.

4.3.4.1 Excitation par le patch A3

Les premiers essais de contrôle sont réalisés dans le cadre d'une excitation par le patch A3. Sa position permet d'exciter l'ensemble des modes de la bande de contrôle.

4.3.4.1.1 Vibration de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.69 présente les fonctions de transfert simulées et mesurées entre les tensions capteurs et la tension d'excitation aux bornes du patch A3 lorsque la structure est non contrôlée et contrôlée par les patchs A1-A2 et A3. Les courbes simulées et mesurées sont semblables et mettent en évidence la qualité du modèle expérimental. Des réductions de l'ordre de 20dB sont atteintes sur les modes les plus rayonnants.

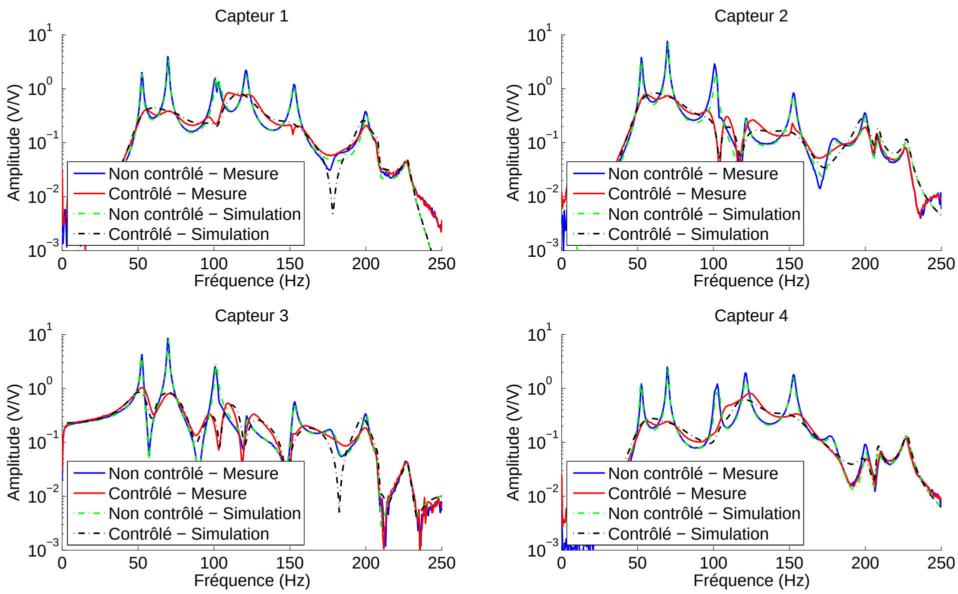


FIGURE 4.69 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension de perturbation sur l'actionneur A3 lorsque la plaque est non contrôlée et contrôlée (Mesures & Simulations)

4.3.4.1.2 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

La puissance acoustique rayonnée par la plaque simple, non contrôlée puis contrôlée lorsqu'elle est excitée par le patch A3, est présentée en figure 4.70. Des réductions conséquentes de la puissance acoustique sont obtenues sur l'ensemble des modes contrôlés néanmoins, on note l'apparition de spillover hors résonance.

La puissance acoustique rayonnée calculée par tiers d'octave (norme ISO 532), est reportée dans la figure C.1 de l'annexe C.

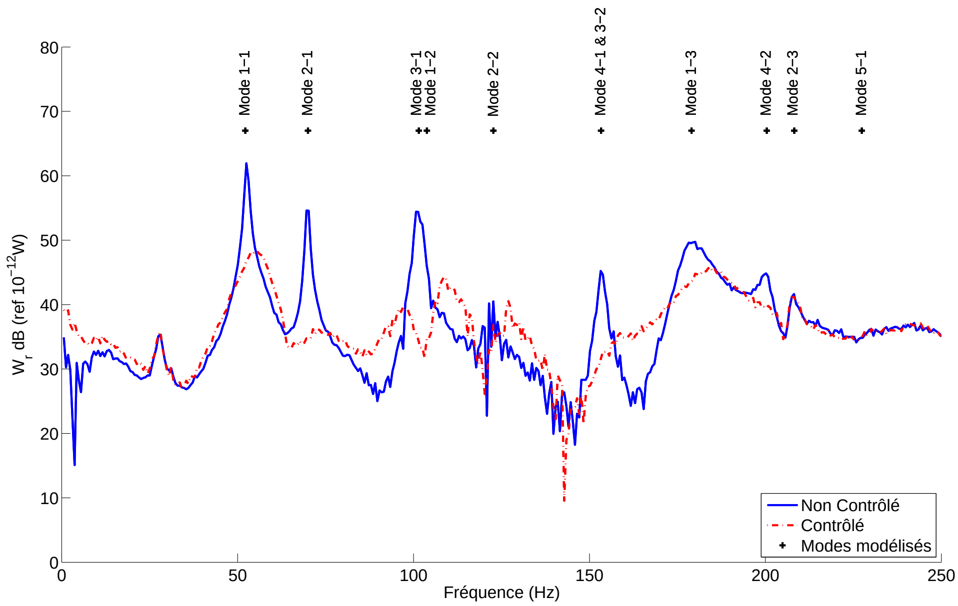


FIGURE 4.70 – Puissance acoustique rayonnée par la plaque non contrôlée et contrôlée lorsqu'elle est excitée par l'actionneur A3

4.3.4.1.3 La consommation électrique des patchs

La tension d'excitation appliquée aux bornes du patch A3 et les tensions de commande sont présentées en figure 4.71. Les tensions de contrôle sont nettement inférieures à la tension de perturbation.

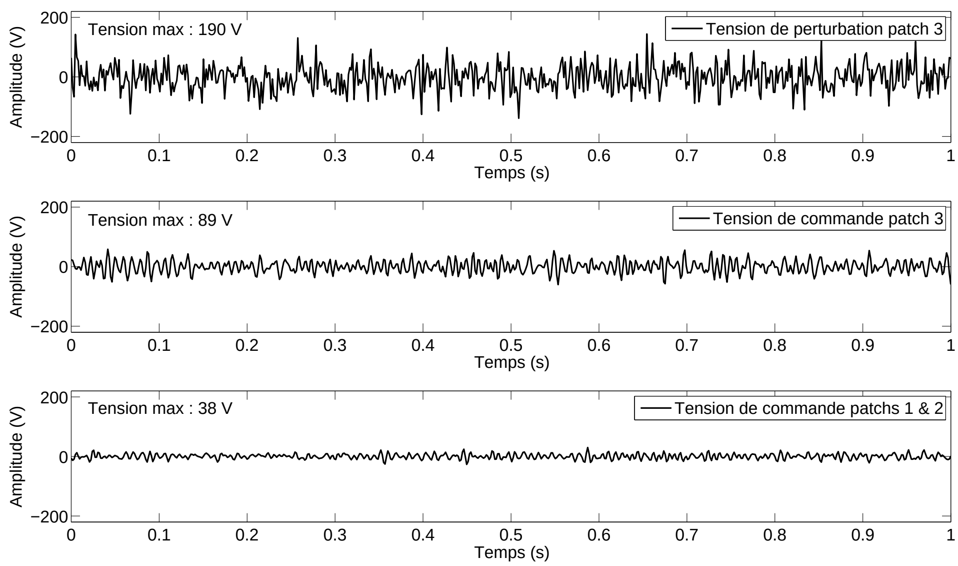


FIGURE 4.71 – Tensions de perturbation et de commande

4.3.4.2 Excitation par les patchs A1 et A2

Le contrôle de la plaque simple est à présent réalisé lorsque la plaque est excitée par les patchs A1 et A2 alimentés en parallèle. La disposition des actionneurs et leur alimentation en parallèle permet d'exciter principalement les modes les plus transparents (1-1, 3-1, 1-3). Cette disposition est particulièrement intéressante pour la réduction de la transparence acoustique (section 4.3.5.1).

4.3.4.2.1 Vibration de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.72 présente les fonctions de transfert simulées et mesurées entre les tensions capteurs et la tension de perturbation aux bornes des patchs A1 et A2 lorsque la structure est non contrôlée et contrôlée par les patchs A1-A2 et A3. Les modes les plus rayonnants (1-1 ;3-1 ;1-3) sont les plus excités alors que les modes peu rayonnants le sont moins.

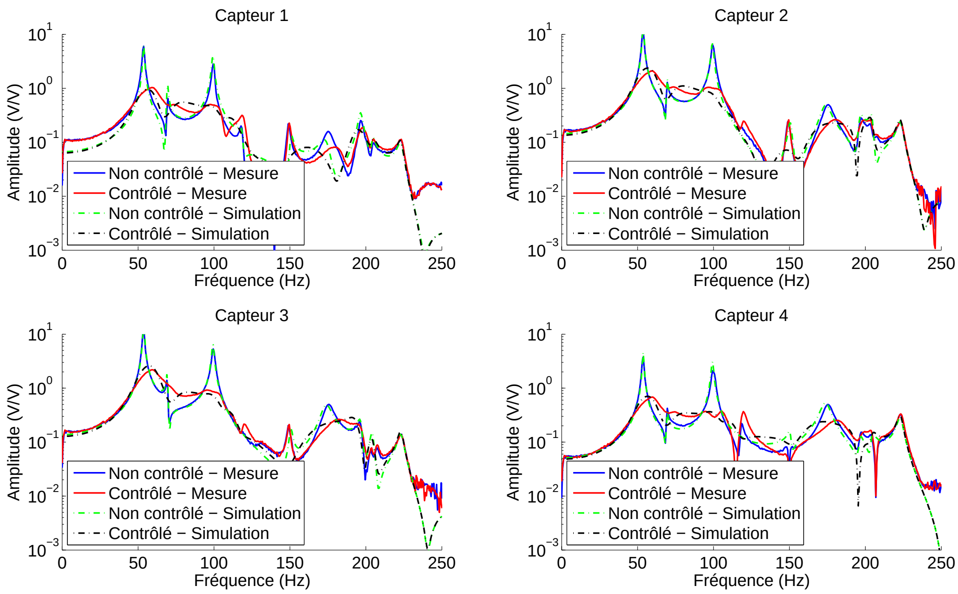


FIGURE 4.72 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension de perturbation sur les actionneurs A1 et A2 lorsque la plaque est non contrôlée et contrôlée (Mesures & Simulations)

4.3.4.2.2 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.73 présente la puissance acoustique rayonnée par la plaque simple excitée par les patchs A1 et A2 lorsqu'elle est non contrôlée puis contrôlée. La très forte contrôlabilité de modes impair-impair rend possible le contrôle de la transparence acoustique de la paroi simple avec une seule boucle de régulation.

La puissance acoustique rayonnée calculée par tiers d'octave (norme ISO 532), est reportée dans la figure C.2 de l'annexe C.

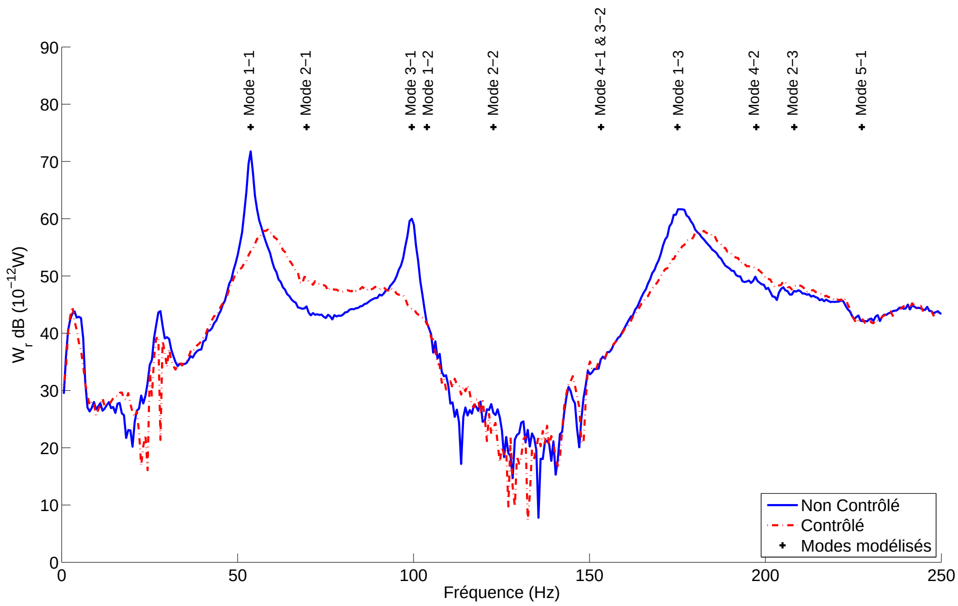


FIGURE 4.73 – Puissance acoustique par la plaque non contrôlée et contrôlée lorsqu'elle est excitée par les patchs A1 et A2

4.3.4.2.3 La consommation électrique des patchs

La consommation électrique des patchs est donnée en figure 4.74. La tension de commande aux bornes du patch A3 est très faible puisque les modes contrôlés par sa boucle de contrôle ne sont pas excités par le couple de patchs A1 et A2.

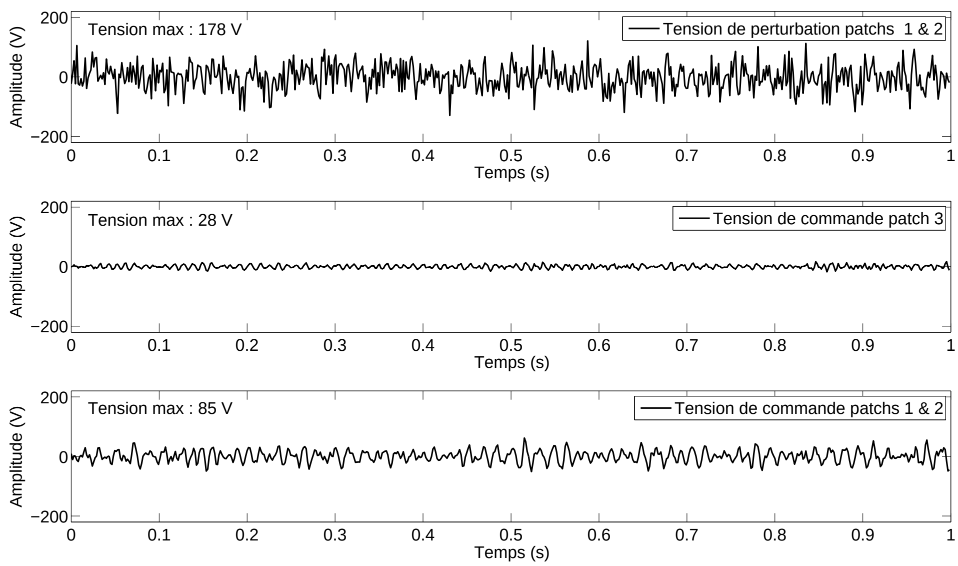


FIGURE 4.74 – Les tensions de perturbation et de commande

4.3.4.3 Spillover

Les performances sont correctes dans la plage de fréquence [0-220Hz], néanmoins un mode est fortement excité bien au delà de la bande de contrôle. La figure 4.75 présente la fonction de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension de perturbation aux bornes du patch A3 lorsque la plaque est non contrôlée et contrôlée. Le "spillover" de 16dB est visible aux alentours de 1200Hz.

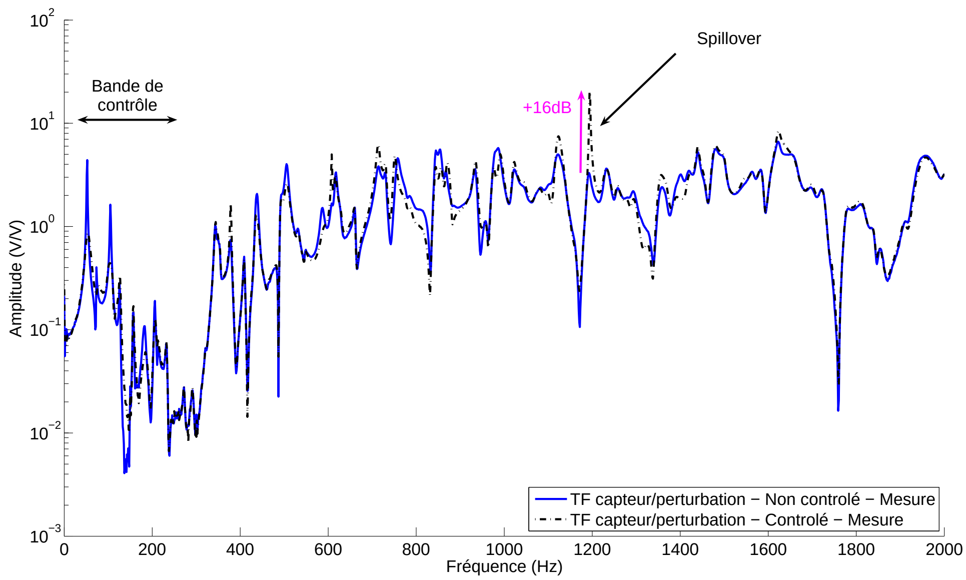


FIGURE 4.75 – Spillover

4.3.4.4 Réduction du spillover

Dans l'étude menée sur la plaque simple, le spillover apparaît nettement sur un unique mode bien au delà de la bande de contrôle (0-220Hz). L'utilisation d'un simple filtre passe-bas sur la commande est préférée aux techniques de réduction du spillover présentées dans [35] jugées plus complexes à mettre en oeuvre. Les filtres passe-bas doivent atténuer la tension de commande à 1200Hz sans introduire trop de déphasage dans la bande de contrôle au risque de dégrader les performances du contrôleur voire de le rendre instable. Des filtres passe-bas de Tchebychev d'ordre 1, 2 et 3 dont la fréquence de coupure est à 800Hz sont testés. A 1200Hz, les atténuations sont respectivement de -5dB, -8dB et -11dB et les déphasages n'excèdent pas 20°, 30° et 40° dans la bande de contrôle. Les diagrammes de Bode de ces différents filtres sont présentés dans la figure 4.76.

La figure 4.77 présente les fonctions de transfert, entre la tension de commande aux bornes des patchs A1-A2 et la tension d'excitation aux bornes du patch A3, lorsque la plaque est contrôlée avec et sans filtre sur les tensions de commande. Pour les trois filtres, la tension de contrôle est bien réduite après la fréquence de coupure. En revanche, lorsque l'ordre du filtre augmente, le déphasage devient important ce qui modifie considérablement l'allure de la commande. Le déphasage crée à nouveau du spillover (figure 4.78). Par conséquent, cette technique *simple* doit être mise en place avec précautions. La fréquence de coupure et de l'ordre du filtre doivent être judicieusement choisis au risque de dégrader les performances initiales du contrôleur voir de rendre la structure active instable.

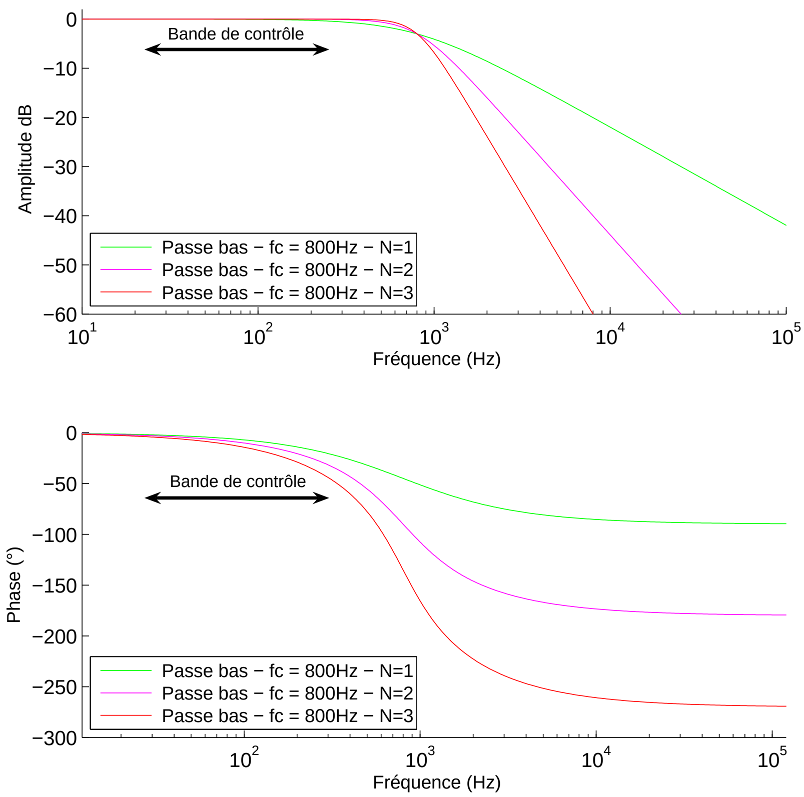


FIGURE 4.76 – Les différents filtres passe bas utilisés sur la commande

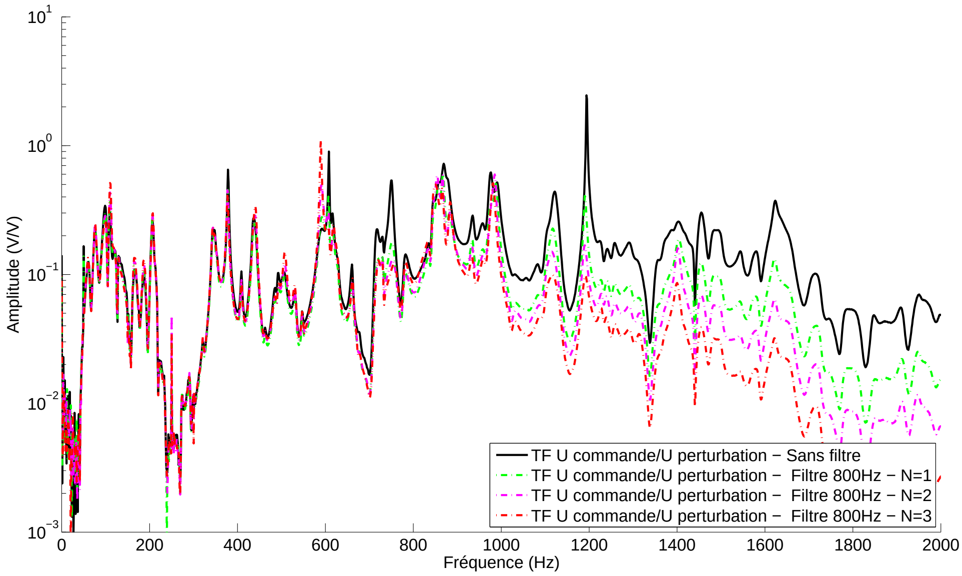


FIGURE 4.77 – Fonctions de transfert entre la tension de commande et la tension d'excitation patch A3 avec et sans filtre

Les fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension d'excitation aux bornes du patch C3, lorsque la structure est non contrôlée, contrôlée sans filtre passe-bas et avec filtre (ordre 1, 2 et 3) sur les tensions de commande sont présentées en figure 4.78. La réduction du spillover est bien visible à 1200Hz. En revanche, on peut noter l'apparition de spillover vers 600Hz lorsque l'ordre du filtre augmente. Par la suite, le filtre d'ordre 1 est utilisé.

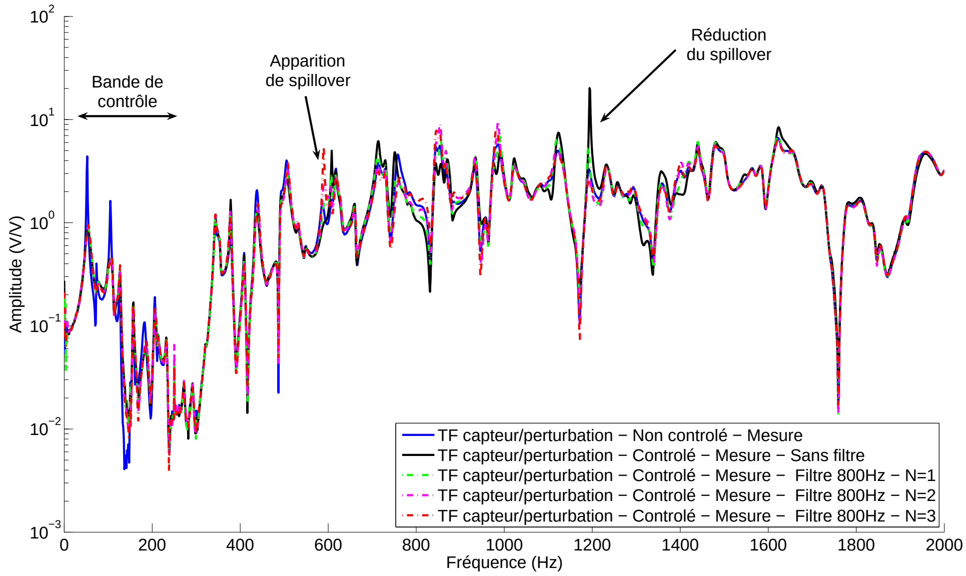


FIGURE 4.78 – Fonctions de transfert entre la tension aux bornes du capteur C1 et la tension d'excitation aux bornes du patch A3 avec et sans filtre

4.3.4.5 La réponse à un choc

La réponse à un choc permet de bien mettre en évidence le travail effectué par le contrôleur en basses fréquences. Dans les résultats présentés ci-dessous, la plaque est impactée à la position X=0.5 ; Y=0.2 (cf figure 4.67). Pour cette position, les modes impairs sont particulièrement excités. La figure 4.79 présente les signaux issus des capteurs lorsque la plaque est contrôlée (1er impact) puis lorsqu'elle n'est pas contrôlée (2ème impact).

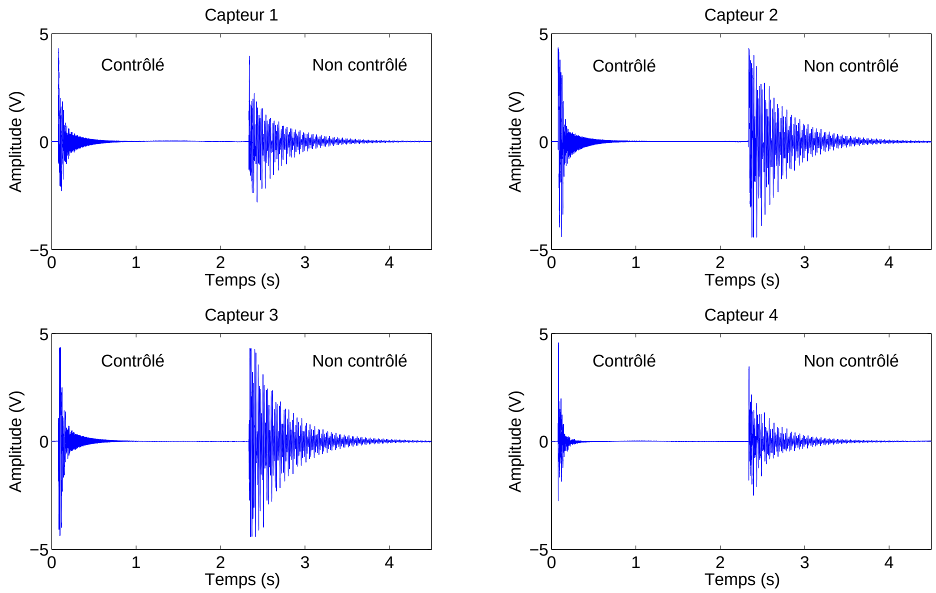


FIGURE 4.79 – Réponse à un choc sur la plaque en position 3 (contrôle avec les patchs A1-A2)

Les tensions de commande aux bornes des patchs A1-A2 et A3 sont reportées en figure 4.80. On peut noter que pour un choc important, des saturations des capteurs à 4.5V et des actionneurs à 220V sont observées, mais elles ne perturbent pas le contrôleur.

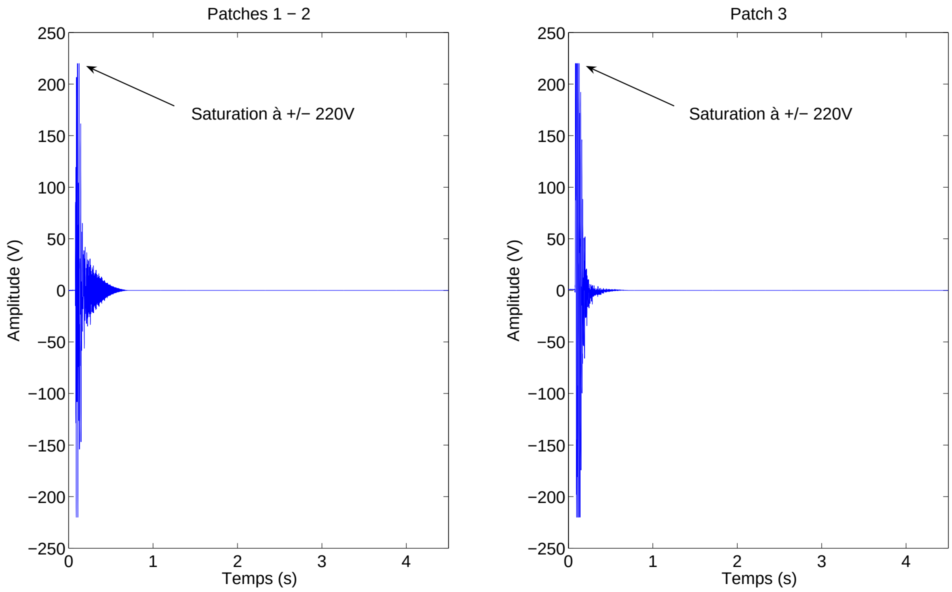


FIGURE 4.80 – Tension de commande des patchs A1-A2 et A3 (Choc sur la plaque en position 3)

4.3.5 Excitation aérienne

Comme dans le cas de l'expérimentation sur la double paroi, l'enceinte est positionnée face à la plaque.

4.3.5.1 Utilisation d'une boucle de rétroaction

Dans un premier temps, le contrôle de la transparence acoustique est réalisée à l'aide d'une boucle de rétroaction commandant le couple de patchs A1-A2.

4.3.5.1.1 Vibration de la structure contrôlée et non contrôlée

Les fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension de de perturbation sur l'enceinte acoustique sont présentées dans la figure 4.81. Des réductions des amplitudes vibratoires aux résonances des modes impair-impair sont obtenues sans l'apparition de spillover sur les autres modes.

4.3.5.1.2 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.73 présente la puissance acoustique rayonnée par la plaque simple lorsqu'elle est non contrôlée puis contrôlée avec une boucle de contrôle. Des atténuations comprises entre 10dB et 15dB sont obtenues aux résonances des modes d'indice impair-impair. On note toutefois un léger spillover sur le mode 2-1.

La puissance par tiers d'octave est présentée dans la figure C.3 de l'annexe C.

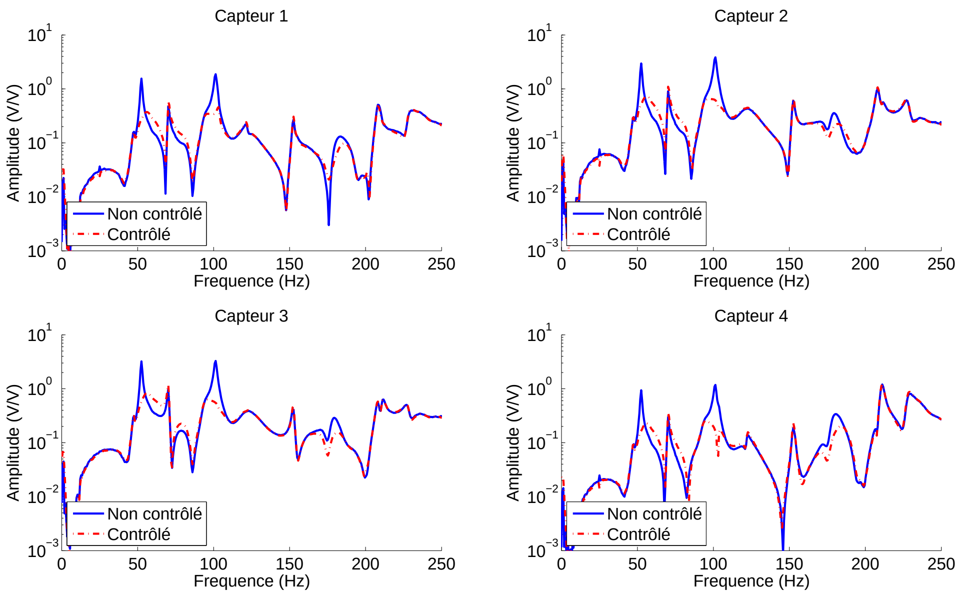


FIGURE 4.81 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension aux bornes de l'enceinte - Contrôle avec une boucle de rétroaction (patchs A1-A2)

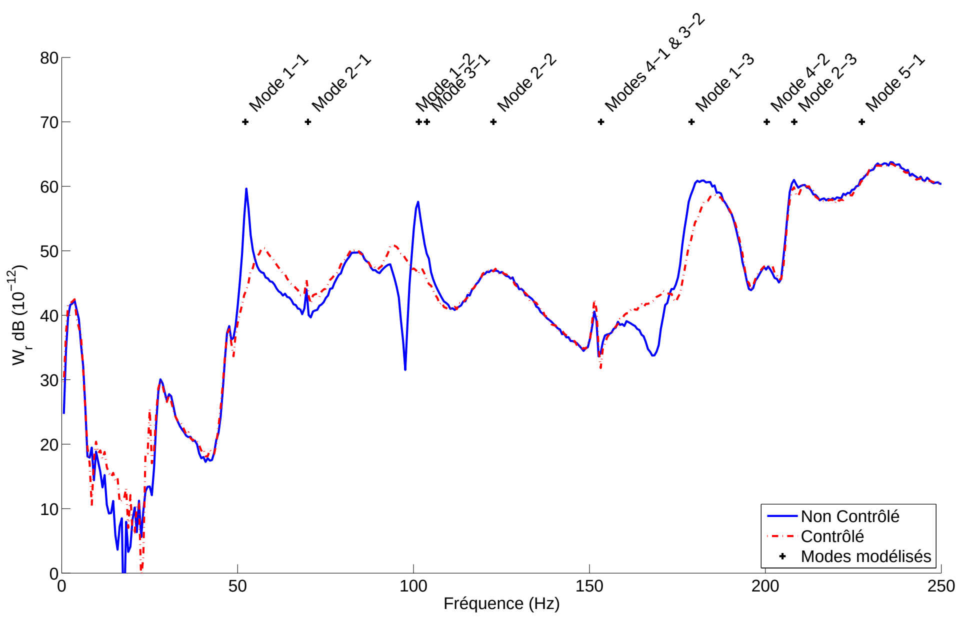


FIGURE 4.82 – Puissance acoustique rayonnée - Excitation aérienne - Contrôle avec une boucle de rétroaction (patchs A1-A2)

4.3.5.1.3 Indice d'affaiblissement acoustique de la structure

La figure 4.83 présente l'indice d'affaiblissement de la plaque simple lorsque la plaque est contrôlée avec une seule boucle de régulation. Une légère excitation des modes 2-1, 4-1 et 3-2 est visible à 70Hz et 150Hz. L'utilisation d'un actionneur complémentaire dédié au contrôle de ces modes a un effet très limité. On remarque néanmoins que le spillover occasionné par la première boucle de contrôle est réduit. La figure 4.87 présente l'indice d'affaiblissement de la paroi simple lorsqu'elle est non contrôlée puis contrôlée avec les trois patchs (2 commandes). Le chevauchement des modes 4-1 et 3-2 rend difficile la réduction de leurs transparences. Les gains obtenus sur l'indice d'affaiblissement de la paroi simple sont du même ordre que ceux atteints sur la double paroi. Les augmentations de l'indice d'affaiblissement sur les modes 1-1, 3-1 et 1-3 sont respectivement de 15dB, 10dB et 7dB dans les deux configurations de contrôle.

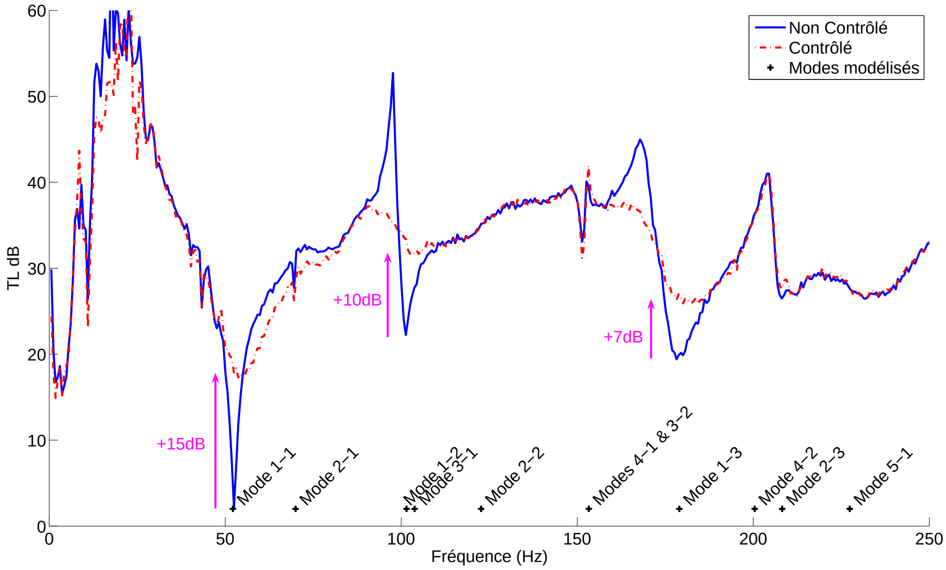


FIGURE 4.83 – Indice d'affaiblissement avec une boucle de rétroaction (patchs A1-A2)

4.3.5.1.4 La consommation électrique des patchs

La tension de commande aux bornes des patchs A1 et A2 est reportée en figure 4.84.

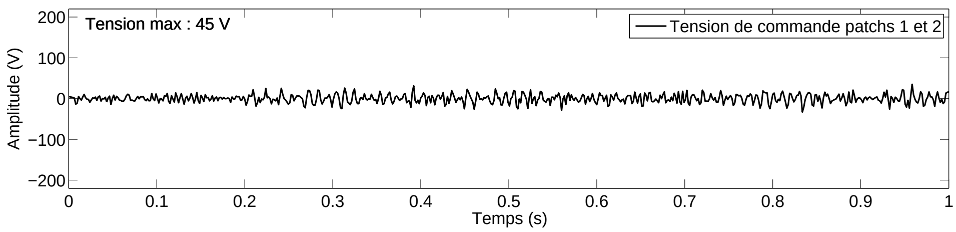


FIGURE 4.84 – Tension de commande - Excitation aérienne - Une boucle de rétroaction (patchs A1-A2)

4.3.5.2 Utilisation de deux boucles de rétroaction

Les deux boucles de réctroaction sont utilisées pour effectuer le contrôle de la plaque simple.

4.3.5.2.1 Vibration de la structure contrôlée et non contrôlée

La fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension de perturbations aux bornes de l'enceinte sont présentées en figure 4.85. La seconde boucle de contrôle n'améliore pas les performances du contrôleur. Au contraire, du spillover sur le mode 2-2 est visible vers 120Hz.

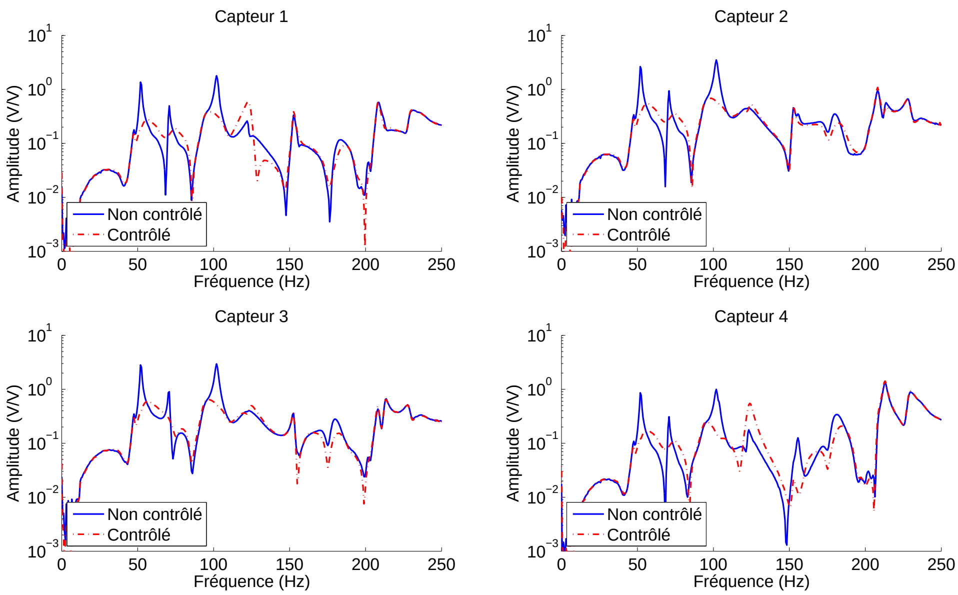


FIGURE 4.85 – Fonctions de transfert entre les tensions aux bornes des capteurs et la tension aux bornes de l'enceinte - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

4.3.5.2.2 Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée

La figure 4.86 présente la puissance acoustique rayonnée par la plaque contrôlée et non contrôlée lorsqu'elle est excitée par l'enceinte acoustique. Le spillover sur le mode 2-2 (peu rayonnant) présenté en figure 4.85 n'a aucune conséquence sur les performances acoustiques du contrôleur.

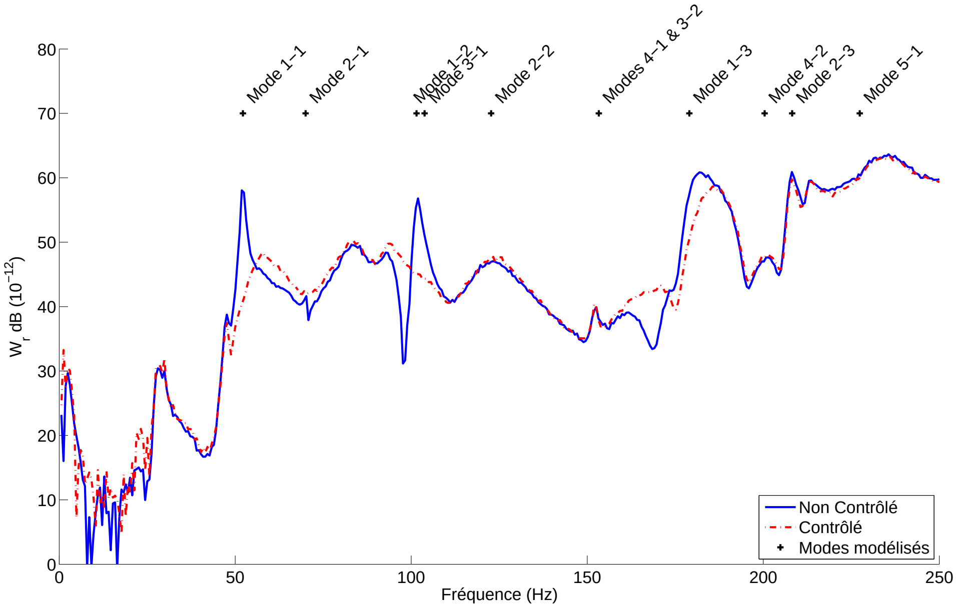


FIGURE 4.86 – Rayonnement de la structure contrôlée et non contrôlée lorsqu'elle est excitée par une enceinte acoustique - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

4.3.5.2.3 Indice d'affaiblissement acoustique de la structure

L'indice d'affaiblissement acoustique de la plaque simple non contrôlée et contrôlée avec les deux boucles de rétroaction est présenté en figure 4.87.

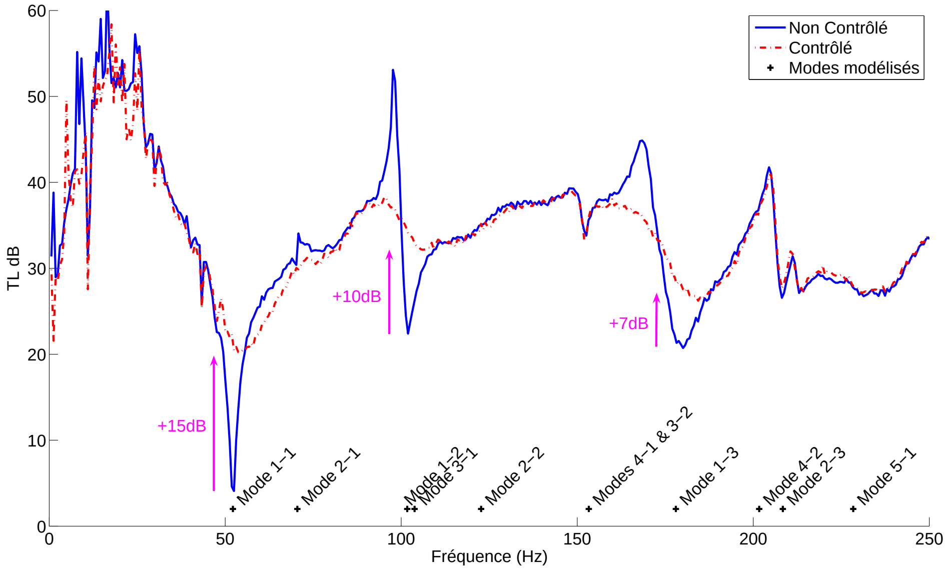


FIGURE 4.87 – Indice d'affaiblissement - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

4.3.5.2.4 La consommation électrique des patchs

La consommation électrique des patchs A1-A2 et A3 est présentée dans la figure 4.88.

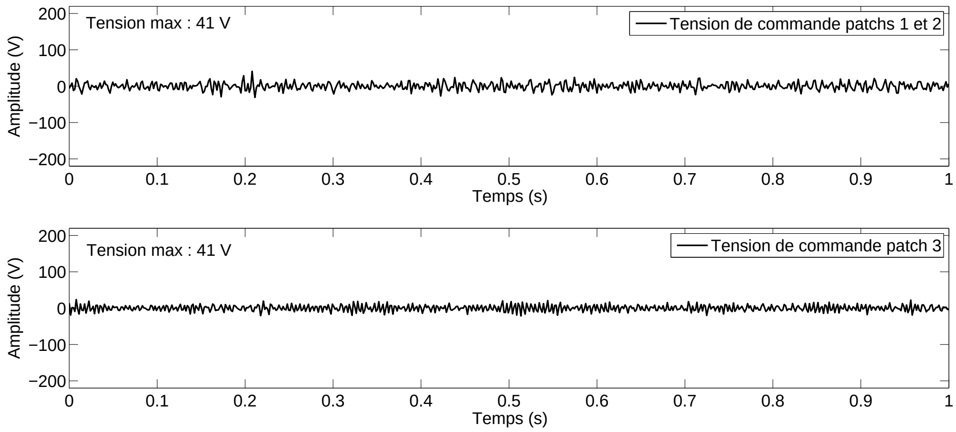


FIGURE 4.88 – Tension de commande - Excitation aérienne - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

4.3.6 Conclusion plaque simple

Le contrôle actif modal de la transparence acoustique a été mis en place sur une plaque simple encastrée en utilisant les outils développés pour le contrôle de la double paroi. En raison du faible recouvrement modal, l'état modal de dix modes est reconstruit avec seulement quatre capteurs. Les résultats présentés au cours de ce chapitre mettent en avant la précision de l'identification des paramètres modaux. Il est également important de noter que le montage, d'identification des paramètres modaux et de réglages des observateurs et des contrôleurs ont été réalisés en moins d'une journée.

L'utilisation d'un actionneur constitué de deux patchs à des positions différentes et alimentés en parallèle permet de concentrer l'énergie de contrôle sur les modes impairs exclusivement. Par conséquent, la transparence acoustique de trois modes impair-impair dans la gamme de fréquence [0-200Hz] est sensiblement réduite avec une seule boucle de contrôle. Le spillover sur un mode présent bien au delà de la bande de contrôle est réduit par simple filtrage de la commande. Ce phénomène n'est pas rencontré lors du contrôle de la double paroi en raison de leur contrôle passif aux moyennes et hautes fréquences. L'utilisation de patchs viscoélastiques aurait également été une solution envisagée pour limiter le spillover en moyennes et hautes fréquences.

Chapitre 5

Conclusion générale

L'objet de cette thèse porte sur la réduction de la transparence acoustique d'une double paroi légère à l'aide d'un système de contrôle actif. Jusqu'à présent, dans la grande majorité des travaux abordant cette thématique, le contrôle du champ de pression au sein de la cavité par l'intermédiaire de hauts parleurs est préféré aux stratégies de contrôle agissant directement sur la structure. Le contrôle Active Structural Acoustic Control (ASAC) de double paroi est très peu répandu et les principaux résultats de contrôle sont majoritairement issus de simulations. Par conséquent, la mise en place d'un démonstrateur expérimental sur cette structure était le but ultime de ce travail de thèse.

5.1 Résumé

Différentes stratégies de contrôle peuvent être employées selon les informations disponibles sur la structure et la perturbation. Lorsque la structure est excitée par une onde acoustique aléatoire, il est très difficile d'utiliser les méthodes de contrôle par anticipation. Le choix du mode de régulation se restreint aux méthodes de contrôle par rétroaction.

En basses fréquences, la transparence des parois simples et double parois est régie par leur masse mais aussi par l'amortissement modal de quelques modes. Les modes qui déplacent le plus grand volume d'air contribuent fortement au rayonnement des structures planes. Les capteurs de vitesse volumétrique réalisés à l'aide d'un réseau d'accéléromètres ou d'un capteur distribué sont souvent employés puisqu'ils permettent d'utiliser une approche de contrôle sans modèle. Les stratégies de contrôle sans modèle comme l'amortissement actif offrent de bonnes atténuations de la puissance acoustique rayonnée par une plaque simple lorsque l'excitation est solidienne ou aérienne. En revanche, elles sont coûteuses puisqu'elles requièrent d'importantes ressources matérielles (nombreux capteurs et actionneurs ainsi qu'un système de commande conséquent).

Comme la transparence acoustique est importante sur seulement quelques modes dans le cas des double parois, une stratégie de contrôle modal semble adéquate puisque l'énergie de commande peut se concentrer sur ces modes. De plus, le nombre de composants actifs requis par le régulateur modal est réduit et aucune contrainte de positionnement n'est imposée outre celle permettant d'atteindre la commandabilité ou l'observabilité maximale. Le choix des actionneurs de contrôle s'est porté sur des céramiques piézoélectriques pour des raisons de légèreté, de compacité et d'efficacité. Des films PVDF sont utilisés comme capteurs de par leur grande facilité d'utilisation et leur faible coût. Les MFCs (Macro Fiber Composite) ont été testés lors de l'expérimentation mais n'ont pas été retenus pour la mise en oeuvre du démonstrateur en raison de leur manque d'efficacité.

Les bases de la vibroacoustique et du contrôle modal sont exposées avant l'étude en simulation et la mise en oeuvre expérimentale du contrôle actif visant à réduire la transparence acoustique de la double paroi. La principale difficulté de l'approche de contrôle choisie consiste à définir un modèle précis de la structure. Cette modélisation est utilisée par un observateur de Luenberger pour reconstruire en temps réel les variables d'état modales sur lesquelles les gains de contrôle sont appliqués. La conception du contrôleur, basée sur une commande LQG a permis le calcul des gains optimaux de contrôle et d'observation.

Les modèles analytiques et numériques ont été développés lors de la phase de simulation, mais n'ont pas été utilisés lors de l'expérimentation. En raison des importantes variations des paramètres modaux, un modèle expérimental est préféré à un modèle numérique difficile à recaler. Une technique d'identification développée au cours de cette thèse permet de reconstruire un modèle expérimental complet à partir des fonctions de transfert entre les capteurs et les actionneurs. Cette technique a été validée sur la simple plaque et la double paroi. Un impédancemètre permettant la mesure des raideurs électriques des patchs PZT et des films PVDF n'est donc plus nécessaire.

Suite à cette phase d'identification, le contrôle est dans un premier temps mis en oeuvre sur la double paroi lorsque les excitations sont solidiennes. Les résultats de contrôle mettent en avant la précision des modèles expérimentaux et la bonne efficacité du système de contrôle. Des réductions notables de la puissance acoustique sont obtenues malgré l'important recouvrement modal. Pour cette raison, deux boucles de contrôle indépendantes propres à chaque actionneur sont préférées à une boucle de rétroaction dans laquelle l'observateur est commun aux deux actionneurs. La transparence acoustique est également étudiée et réduite expérimentalement. Grâce à l'introduction d'amortissement actif sur les modes les plus transparents, l'indice d'affaiblissement est "lissé" ce qui réduit le caractère modal de la structure mais le niveau général de l'indice d'affaiblissement reste inchangé. L'ajout de masse active aurait permis de rehausser le niveau général de l'indice d'affaiblissement. Des simulations de contrôle avec une commande basée sur l'état dérivé ont démontré le potentiel des masses actives modales. Mais la dérivation de l'état déstabilise le contrôleur même lorsque les gains en accélération sont nuls. Par conséquent cette technique de contrôle s'est révélée non viable si l'on dérive "simplement" l'état modal.

Lors de ce travail, la double paroi s'est révélée particulièrement sensible aux changements de température, en particulier lorsqu'il y a un déséquilibre thermique entre les deux plaques. Il est important de signaler que les améliorations de l'indice d'affaiblissement sont obtenues pour des températures connues et stables. Ces conditions de laboratoire ne reflètent en rien les conditions réelles d'exploitation d'un double vitrage ou d'un fuselage d'avion. L'objet de ce travail n'étant pas l'étude des contrôleurs robustes et auto-adaptatif, les outils développés ont été utilisés pour réduire la transparence acoustique d'une paroi simple. Là encore, l'indice d'affaiblissement est fortement rehaussé aux résonances de plaque.

5.2 Résultats principaux

La transparence acoustique de la double paroi a été réduite en basses fréquences de manière conséquente grâce au contrôle actif et sans apparition de spillover au delà de la bande de contrôle. Ces bons résultats ont été obtenus grâce à la qualité des modèles expérimentaux utilisés par le couple observateur-contrôleur. L'identification de ces modèles est obtenue sans la réalisation d'une analyse modale complète, et sans avoir recours à un impédancemètre pour mesurer les coefficients de couplage electromécaniques modaux. Ainsi, la procédure d'identification et de contrôle développée lors de la thèse permet une mise en oeuvre rapide d'un système de régulation. Cette méthode initialement mise en place sur la double paroi a ensuite été validée lors du contrôle de la paroi simple. Dans cette seconde étude, les étapes de montage, d'identification et de réglages du contrôleur ont été réalisées en une journée.

Pour les deux structures étudiées, les simulations réalisées à partir des modèles expérimentaux sont très proches des réponses mesurées. Il est également important de signaler que les paramètres modaux, les gains d'observations et de contrôle sont intégralement calculés et ne sont jamais réajustés manuellement.

L'approche de contrôle modal se montre très efficace avec peu d'actionneurs et peu de capteurs lorsque la réponse du système, comme le rayonnement, est marquée par quelques modes. Aussi, on remarque que le contrôleur est plus performant lorsque les excitations sont solidiennes. Ainsi l'approche ASAC modale semble mieux adaptée au contrôle de rayonnement des structures soumises à des excitations solidiennes qu'au contrôle de leur transparence.

5.3 Perspectives

Les double parois sont généralement utilisées dans une configuration asymétrique, ce qui permet un désaccordage des deux parois. Les couplages entre les deux parois sont ainsi réduits et l'indice d'affaiblissement est rehaussé par rapport à celui d'une double paroi symétrique de même masse. Néanmoins, elles présentent toujours des faiblesses au niveau des résonances. Il serait intéressant d'étudier les configurations asymétriques avec des parois en verre afin mettre en place un système de contrôle actif sur un double vitrage standard.

La méthode d'identification développée dans cette thèse pourrait également être employée pour d'autres types de structures soumises à des excitations solidiennes comme les tableaux de bord, les portières des véhicules, les coques d'hélicoptère et les membranes des hauts parleurs.

Une étude complète de la robustesse du régulateur apporterait des éléments de réponses sur la viabilité de cette stratégie de contrôle sur des structures sensibles à leur environnement.

Le développement d'algorithmes de contrôle auto-adaptatifs réalisant des mises à jour automatiques des modèles, des gains de contrôle et d'observation pourrait éventuellement pallier à l'importante disparité des paramètres modaux.

Annexes

Annexe A

Mesure de la puissance acoustique par intensimétrie

Cette annexe présente la mesure par intensimétrie utilisée lors de l'expérimentation. De plus amples détails sur l'intensimétrie sont données dans [91].

A.1 Théorie

La densité de flux acoustique qui accompagne la propagation d'une onde sonore est appelée intensité acoustique. Pour un fluide au repos, l'intensité est définie par le produit de la pression p et de la vitesse particulaire v :

$$I(t) = p(t)v(t). \tag{A.1}$$

La vitesse et la pression sont déphasées d'un angle θ. L'intensité instantanée peut se décomposer en une partie active et une partie réactive. L'intensité active produit un travail alors que l'intensité réactive n'en produit pas. Deux catégories de sondes sont employées pour mesurer l'intensité acoustique. Soit elle se mesure avec une sonde p-u qui combine directement la pression et la vitesse particulaire, soit par une sonde p-p dans laquelle deux microphones sont positionnés sur un même axe. Lors de l'expérimentation, l'intensité est mesurée avec une sonde de type p-p avec des microphones positionnés en vis à vis. Cette technique est basée sur l'équation d'Euler liant l'accélération particulaire de pression dans n'importe quelle direction n au gradient de pression par :

$$\frac{\partial p}{\partial n} = -\rho_0 \frac{\partial u_n}{\partial t}, \tag{A.2}$$

avec ρ_0 la masse volumique de l'air. La vitesse particulaire u_n selon la direction n s'exprime par :

$$u_n(t) = -\frac{1}{\rho_0} \int_{-\infty}^{t} \frac{\partial p(\tau)}{\partial n} d\tau. \tag{A.3}$$

Cette expression peut être approchée par :

$$u_n(t) \approx \frac{1}{\rho_0 d} \int_{-\infty}^{t} \left[p_1(\tau) - p_2(\tau)\right] d\tau, \tag{A.4}$$

avec d la distance qui sépare les deux microphones. La pression à mi-distance des deux micros est environ égale à :

$$p(t) \approx \frac{1}{2} \left[p_1(t) + p_2(t)\right]. \tag{A.5}$$

En combinant les équations (A.4) et (A.5), l'intensité instantanée dans la direction n vaut :

$$I_n(t) \approx \frac{1}{2\rho_0 d} \left[p_1(t) + p_2(t)\right] \int_{-\infty}^{t} \left[p_1(\tau) - p_2(\tau)\right] d\tau. \tag{A.6}$$

Lorsque les signaux sont stationnaires, l'intensité moyenne est donnée par :

$$I_n = -\frac{1}{\rho_0 d} \lim_{T\to+\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[p_1(t) \int_{-\infty}^t p_2(\tau) d\tau \right] dt. \tag{A.7}$$

τ est remplacé par τ' pour éviter les confusions avec le délai de propagation.

$$I_n = -\frac{1}{\rho_0 d} \lim_{T\to+\infty} \frac{1}{T} \int_0^T \left[p_1(t) \int_{-\infty}^t p_2(\tau') d\tau' \right] dt. \tag{A.8}$$

Le terme relatif au second microphone est réécrit :

$$\int_{-\infty}^t p_2(\tau') d\tau' = z_2(t). \tag{A.9}$$

L'intercorrélation entre p (p_1) et z (z_2) s'écrit :

$$R_{pz}(\tau) = \lim_{T\to+\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^T p_1(t) z_2(t+\tau) dt. \tag{A.10}$$

L'interspectre entre p et z est égal à :

$$S_{pz}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_0^\infty R_{pz}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \tag{A.11}$$

avec (A.8),(A.10) et (A.11), I_n s'écrit :

$$I_n = -\frac{1}{\rho_0 d} R_{pz}(0) = -\frac{1}{\rho_0 d} \int_{-\infty}^\infty S_{pz}(\omega) d\omega. \tag{A.12}$$

En utilisant les relations suivantes,

$$e^{-i\omega\tau} = e^{-i\omega(t+\tau)+i\omega t}, \tag{A.13}$$

$$d\tau = d(t+\tau) \text{ pour t fixe}, \tag{A.14}$$

L'interspectre (A.11) devient :

$$S_{pz}(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^\infty \left[\lim_{T\to+\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^T p_1(t) z_2(t+\tau) dt \right] \times e^{-i\omega(t+\tau)} e^{i\omega t} d(t+\tau). \tag{A.15}$$

Calculons dans un premier temps l'intégrale par rapport $t+\tau$ avec t fixe. Par intégration par parties, on obtient l'égalité suivante :

$$\int_{-\infty}^\infty z_2(t+\tau) e^{-i(\omega(t+\tau))} d(t+\tau) = \underbrace{\left[\frac{i}{\omega} z_2(t+\tau) e^{-i\omega(t+\tau)} \right]_{-\infty}^{+\infty}}_{=0} - \frac{i}{\omega} \int_{-\infty}^\infty \frac{dz_2(t+\tau)}{d(t+\tau)} e^{-i\omega(t+\tau)} d(t+\tau), \tag{A.16}$$

or

$$\frac{dz_2(t+\tau)}{d(t+\tau)} = p_2(t+\tau). \tag{A.17}$$

Donc l'équation (A.15) peut être réécrite :

$$S_{pz}(\omega) = -\frac{i}{2\pi\omega} \int_{-\infty}^\infty \left[\lim_{T\to+\infty} \frac{1}{T} \int_{-\infty}^T p_1(t) p_2((t+\tau) dt \right] exp(-i\omega\tau) d\tau, \tag{A.18}$$

$$S_{pz}(\omega) = -\frac{i}{2\pi\omega} \int_{-\infty}^\infty R_{p_1 p_2}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau, \tag{A.19}$$

$$S_{pz}(\omega) = -\frac{i}{\omega} S_{p_1 p_2}(\omega), \tag{A.20}$$

L'interspectre possède les propriétés suivantes :

$$\begin{aligned}\Re\{S_{pz}(\omega)\} &= \Re\{S_{pz}(-\omega)\}, &\text{(A.21)}\\ \Im\{S_{pz}(\omega)\} &= -\Im\{S_{pz}(-\omega)\}. &\text{(A.22)}\end{aligned}$$

Il est pratique de présenter les densités spectrales du coté des fréquences positives. Ainsi, on utilise les relations suivantes :

$$\begin{array}{lcll} G_{pz}(\omega) &=& 2S_{pz}(\omega) & \omega > 0,\\ G_{pz}(\omega) &=& S_{pz}(\omega) & \omega = 0,\\ G_{pz}(\omega) &=& 0 & \omega < 0, \end{array} \tag{A.23}$$

donc

$$\begin{aligned} I_n(\omega) &= -\frac{1}{\rho_0 d}\left(S_{pz}(-\omega)+S_{pz}(\omega)\right), &\text{(A.24)}\\ &= -\frac{2}{\rho_0 d}\Re\{S_{pz}(\omega)\}, &\text{(A.25)}\\ &= -\frac{1}{\rho_0 d}\Re\{G_{pz}(\omega)\}, &\text{(A.26)}\end{aligned}$$

puis

$$\begin{aligned} I_n(\omega) &= -\frac{2}{\rho_0\omega d}\Im\{S_{p_1p_2}(\omega)\}, &\text{(A.27)}\\ &= \frac{1}{\rho_0\omega d}\Im\{G_{p_2p_1}(\omega)\}, &\text{(A.28)}\end{aligned}$$

enfin

$$\begin{aligned} I_n(\omega) &= -\frac{2}{\rho_0\omega d}\Im\{H_{p_1p_2}(\omega)S_{p_1p_1}(\omega)\}, &\text{(A.29)}\\ I_n(\omega) &= -\frac{2S_{p_1p_1}(\omega)}{\rho_0\omega d}\Im\{|H_{p_1p_2}(\omega)|sin(\theta'(\omega))\}. &\text{(A.30)}\end{aligned}$$

A.2 Application

La relation entre le vecteur d'intensité active et le flux de puissance acoustique à travers une section S est définie par la relation :

$$W = \int_S I.\,\vec{n}\,dS, \tag{A.31}$$

avec $\vec{n}$ un vecteur normal à la surface. L'équation de la conservation de l'énergie lie la présence d'une source W_S dans un volume V, avec la divergence de l'intensité $\bigtriangledown I$ dans ce volume V. Par application du théorème d'Ostrogradsky, on a :

$$W = \int_S I.\,\vec{n}\,dS = \int_V \bigtriangledown .IdV = W_S. \tag{A.32}$$

La puissance acoustique W rayonnée par une source comprise dans un volume V peut être calculée à partir de l'intensité mesurée sur la surface qui délimite ce volume. La puissance acoustique rayonnée par la plaque rayonnante est mesurée à partir de quelques points situés sur une surface plane parallèle à la source. Lors de l'expérimentation, elle est située à 15cm de la plaque rayonnante. La distance entre les points de mesure de l'intensité acoustique est définie par la fréquence maximale mesurée. Cette distance ne doit pas excéder le quart de la plus petite longueur acoustique ($d < \lambda/4$). Pour une fréquence maximale de 250Hz, l'arête de chaque élément de la surface de mesure ne doit être supérieure à 0.34m. Ainsi, la surface de mesure est discrétisée en 6 surfaces égales (400 cm^2) au centre desquelles l'intensité est mesurée. La distance de mesure entre deux points voisins est de 0.2m ($d = \lambda/7$). Le "spacer" positionné entre le deux micros mesure 100mm (préconisé pour mesurer les basses fréquences). Les fuites entre la source et la surface de mesure sont considérées comme faibles.

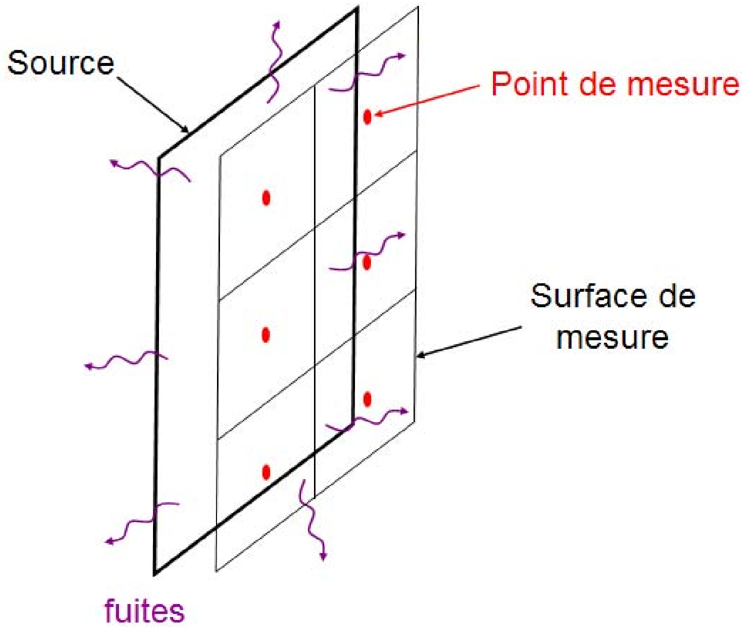


FIGURE A.1 – Mesure par intensimétrie

Annexe B

L'algorithme Rationnal Fraction Polynomial

L'algorithme RFP présenté ci-après est issu de [86].

La réponse fréquentielle analytique du système mécanique est une fraction rationnelle dont l'ordre du numérateur est différent de celui du dénominateur. L'algorithme RFP (Rationnal Fraction Polynomial) [86] permet de déterminer cette fonction de transfert synthétisée en minimisant l'erreur (B.2) avec la fonction mesurée.

$$H(s) = \frac{\sum_{k=0}^{m} a_k s^k}{\sum_{k=0}^{n} b_k s^k}, \tag{B.1}$$

avec $(a_k, i = 0, ..., m)$ et $(b_k, k = 0, ..., n)$ et $s = j\omega$. Pour chaque pas fréquentiel i, l'erreur synthèse-mesure est définie par :

$$e_i = \sum_{k=0}^{m} \left| a_k (j\omega_i)^l - h_i \left[\sum_{k=0}^{n} b_k (j\omega_i)^k + (j\omega_i)^k \right] \right|, \tag{B.2}$$

avec h_i la fonction de transfert mesurée à ω_i. Le critère d'erreur est défini par :

$$J = \sum_{i=1}^{L} e_i^* e_i = \{E\}^H \{E\} \text{ avec } \{E\} = \{e_1 e_2 \cdots e_L\}^T, \tag{B.3}$$

avec L le nombre de points fréquentiels. De (B.2) et (B.3), le vecteur d'erreur s'écrit sous forme matricielle :

$$\{E\} = [P]\{A\} - [T]\{B\} - \{W\}, \tag{B.4}$$

avec

$$[P] = \begin{bmatrix} 1 & j\omega_1 & (j\omega_1)^2 & \cdots & (j\omega_1)^m \\ 1 & j\omega_2 & (j\omega_2)^2 & \cdots & (j\omega_2)^m \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ 1 & j\omega_L & (j\omega_L)^2 & \cdots & (j\omega_L)^m \end{bmatrix}, \tag{B.5}$$

$$[T] = \begin{bmatrix} h_1 & h_1(j\omega_1) & h_1(j\omega_1)^2 & \cdots & h_1(j\omega_1)^{n-1} \\ h_2 & h_2(j\omega_) & h_2(j\omega_2)^2 & \cdots & h_2(j\omega_2)^{n-1} \\ \vdots & \vdots & \vdots & & \vdots \\ h_L & h_L(j\omega_L) & h_L(j\omega_L)^2 & \cdots & h_L(j\omega_L)^{n-1} \end{bmatrix}, \tag{B.6}$$

$$\{A\} = \begin{Bmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{Bmatrix}; \ \{B\} = \begin{Bmatrix} b_0 \\ b_1 \\ \vdots \\ b_{n-1} \end{Bmatrix}; \ \{W\} = \begin{Bmatrix} h_1(j\omega_1)^n \\ h_2(j\omega_2)^n \\ \vdots \\ h_L(j\omega_L)^n \end{Bmatrix}. \tag{B.7}$$

En développant (B.3), J s'écrit :

$$J(A,B) = \{A\}^T [P]^H [P] \{A\} + \{P\}^T [T]^H [T] \{B\} + \{W\}^H \{W\}$$
$$-2\Re\left(\{A\}^T [P]^H [T] \{B\}\right) - 2\Re\left(\{A\}^T [P]^* \{W\}\right) - 2\Re\left(\{P\}^T [T]^H \{W\}\right). \quad \text{(B.8)}$$

Les conditions nécessaires au minimum de J sont :

$$\frac{\partial J(A,B)}{\partial A} = 2[P]^H [P] \{A\} - 2\Re\left([P]^H [T] \{B\}\right) - 2\Re\left([P]^H \{W\}\right) = 0, \quad \text{(B.9)}$$
$$\frac{\partial J(A,B)}{\partial B} = 2[T]^H [T] \{B\} - 2\Re\left([T]^H [P] \{A\}\right) - 2\Re\left(T^H \{W\}\right) = 0. \quad \text{(B.10)}$$

Ces ensembles d'équations peuvent s'écrire sous forme partitionnée :

$$\begin{bmatrix} Y & \vdots & X \\ \dots & \vdots & \dots \\ X^T & \vdots & Z \end{bmatrix} . \begin{Bmatrix} A \\ \vdots \\ B \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} G \\ \vdots \\ F \end{Bmatrix}, \quad \text{(B.11)}$$

avec

$$[X] = -\Re\left([P]^H [T]\right), \quad \text{(B.12)}$$
$$[Y] = \left([P]^H [P]\right), \quad \text{(B.13)}$$
$$[Z] = \left([T]^H [T]\right), \quad \text{(B.14)}$$
$$\{G\} = \Re\left([P]^H \{W\}\right), \quad \text{(B.15)}$$
$$\{F\} = \Re\left([T]^H \{W\}\right). \quad \text{(B.16)}$$

Ces équations généralement mal conditionnées sont difficiles à résoudre. Le système est donc reformulé en utilisant des polynômes orthogonaux (B.17) qui simplifient la résolution du système d'équations.

$$\begin{aligned} \phi_{i,0} &= a_0, \\ \phi_{i,1} &= a_1 (j\omega_i), \\ \phi_{i,2} &= a_2 + a_3 (j\omega_i)^2, \\ \phi_{i,3} &= a_4 + a_5 (j\omega_i)^3, \\ \phi_{i,4} &= a_6 + a_7 (j\omega_i)^2 + a_8 (j\omega_i)^4, \\ \vdots &= \vdots, \end{aligned} \quad \text{(B.17)}$$

avec la condition d'orthogonalité suivante :

$$\sum_{i=-L}^{-1} \phi_{i,k}^* \phi_{i,j} + \sum_{i=1}^{L} \phi_{i,k}^* \phi_{i,j} = \begin{cases} 0, & k \neq j \\ 1, & k = j \end{cases}. \quad \text{(B.18)}$$

$$\phi_{i,k} = \phi_{i,k}^+ + \phi_{i,k}^-, i = -L, \dots, -1, 1, \dots, L; \quad \text{(B.19)}$$

$$\sum_{i=-L}^{-1} \left(\phi_{i,k}^-\right)^* \phi_{i,j}^- = \sum_{i=1}^{L} \left(\phi_{i,k}^+\right)^* \phi_{i,j}^+ = \begin{cases} 0, & k \neq j \\ 0.5, & k = j \end{cases}. \quad \text{(B.20)}$$

La formulation initiale (B.1) peut être réécrite en utilisant les polynômes orthogonaux :

$$H(\omega_i) = \frac{\sum_{k=0}^{m} c_k \phi_{i,k}^+}{\sum_{k=0}^{n} d_k \theta_{i,k}^+}. \quad \text{(B.21)}$$

Les coefficient inconnus c_k et d_k sont déterminés en résolvant (B.28) mieux conditionnée que (B.11). Une fois connus, les coefficients a_k et b_k de (B.1) peuvent être recalculés à partir de c_k et d_k [92]. Les polynômes du numérateur et du dénominateur de (B.21) diffèrent et doivent satisfaire une condition d'orthogonalité contenant une fonction de pondération. Cette fonction $|h_i|^2$ est l'amplitude au carré de la fonction de transfert mesurée à la fréquence i :

$$\sum_{i=1}^{L} \left(\phi_{i,k}^{+}\right)^{*} \phi_{i,j}^{+} = \begin{cases} 0, & k \neq j \\ 0.5, & k = j \end{cases}, \tag{B.22}$$

$$\sum_{i=1}^{L} \left(\theta_{i,k}^{+}\right)^{*} |h_i|^2 \theta_{i,j}^{+} = \begin{cases} 0, & k \neq j \\ 0.5, & k = j \end{cases}. \tag{B.23}$$

Le vecteur d'erreur s'écrit sous forme matricielle :

$$\{E\} = [P]\{C\} - [T]\{D\} - \{W\}, \tag{B.24}$$

avec

$$[P] = \begin{bmatrix} \phi_{1,0}^{+} & \phi_{1,1}^{+} & \cdots & \phi_{1,m}^{+} \\ \phi_{2,0}^{+} & \phi_{2,1}^{+} & \cdots & \phi_{2,m}^{+} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ \phi_{L,0}^{+} & \phi_{L,1}^{+} & \cdots & \phi_{L,m}^{+} \end{bmatrix}, \tag{B.25}$$

$$[T] = \begin{bmatrix} h_1\theta_{1,0}^{+} & h_1\theta_{1,1}^{+} & \cdots & h_1\theta_{1,n-1}^{+} \\ h_2\theta_{2,0}^{+} & h_2\theta_{2,1}^{+} & \cdots & h_2\theta_{2,n-1}^{+} \\ \vdots & \vdots & & \vdots \\ h_L\theta_{L,0}^{+} & h_L\theta_{L,1}^{+} & \cdots & h_L\theta_{L,n-1}^{+} \end{bmatrix}, \tag{B.26}$$

$$\{C\} = \begin{Bmatrix} c_0 \\ c_1 \\ \vdots \\ c_m \end{Bmatrix}; \ \{D\} = \begin{Bmatrix} d_0 \\ d_1 \\ \vdots \\ d_{n-1} \end{Bmatrix}; \ \{W\} = \begin{Bmatrix} h_1\theta_{1,n}^{+} \\ h_2\theta_{2,n}^{+} \\ \vdots \\ h_L\theta_{L,n}^{+} \end{Bmatrix}. \tag{B.27}$$

Comme pour les polynômes quelconques, le problème est écrit sous forme partitionnée. Grâce à l'utilisation des polynômes orthogonaux les termes Y et Z de (B.11) sont remplacés par des matrices identités.

$$\begin{bmatrix} I_1 & \vdots & X \\ \cdots & \vdots & \cdots \\ X^T & \vdots & I_2 \end{bmatrix} = \begin{Bmatrix} C \\ \vdots \\ D \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} H \\ \vdots \\ 0 \end{Bmatrix}, \tag{B.28}$$

avec

$$[X] = -\Re\left([P]^H [T]\right)_{m+1\times n}, \tag{B.29}$$

$$\{H\} = \Re\left([P]^H\right)_{m+1}, \tag{B.30}$$

$$[I_1] = I_{m+1\times m+1}, \tag{B.31}$$

$$[I_2] = I_{n\times n}, \tag{B.32}$$

$$\{0\} = \text{Vecteur nul.} \tag{B.33}$$

En développant (B.28), deux ensembles d'équations permettent de déterminer les coefficients des vecteurs inconnus $\{C\}$ et $\{D\}$. Puis les coefficients des polynômes quelconques

$\{A\}$ et $\{B\}$ sont recalculés en utilisant [92].

$$\left[I - [X]^T [X]\right] \{D\} = -[X]^T \{H\}, \tag{B.34}$$

$$\{C\} = \{H\} - [X] \{D\}. \tag{B.35}$$

A partir de l'identification de la fonction de transfert mesurée (à n degré de liberté), (B.1) contient n paires de pôles et peut s'écrire :

$$H(s) = \sum_{i=0}^{n/2} \left[\frac{r_i}{s - p_i} + \frac{r_i^*}{s - p_i^*} \right], \tag{B.36}$$

où $p_i = -\sigma_i + j\omega_i = i^{ime} pole$ et r_i résidu des pôles. En développant (B.36), $H(s)$ devient :

$$H(s) = \sum_{i=0}^{n/2} \left[\frac{r_i}{s - p_i} + \frac{r_i^*}{s - p_i^*} \right] = \frac{s(r_i + r_i^*) - (r_i p_i^* + r_i^* p_i)}{s^2 - (p_i + p_i^*)s + p_i.p_i^*} = \sum_{i=0}^{n/2} \frac{A_i + sB_i}{s^2 + p_i^2 - 2.\Re p_i s}, \tag{B.37}$$

avec

$$A_i = -2\Re r_i \Re p_i + \Im r_i \Im p_i, \tag{B.38}$$

$$B_i = 2\Re r_i. \tag{B.39}$$

Les paramètres modaux du système mécanique se définissent ainsi :

$$M^i = |A_i + sB_i|, \tag{B.40}$$

$$\phi^i = Atan\left(\frac{B_i}{A_i}\right), \tag{B.41}$$

$$\omega^i = |p_i|, \tag{B.42}$$

$$\xi^i = \frac{\Re p_i}{|p_i|}, \tag{B.43}$$

avec M^i l'amplitude modale, ϕ^i le déphasage modal, ω^i la pulsation propre et ξ^i l'amortissement propre du mode i. La fonction de transfert s'écrit alors

$$H(s) = \sum_{i=0}^{n/2} \left[\frac{M^i e^{j\phi^i}}{s^2 + \omega_i^2 + 2\xi^i \omega^i s} \right]. \tag{B.44}$$

Annexe C

Résultats complémentaires - Contrôle plaque simple

La figure C.1 présente la puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque non contrôlée et contrôlée lors d'une excitation solidienne par l'actionneur A3.

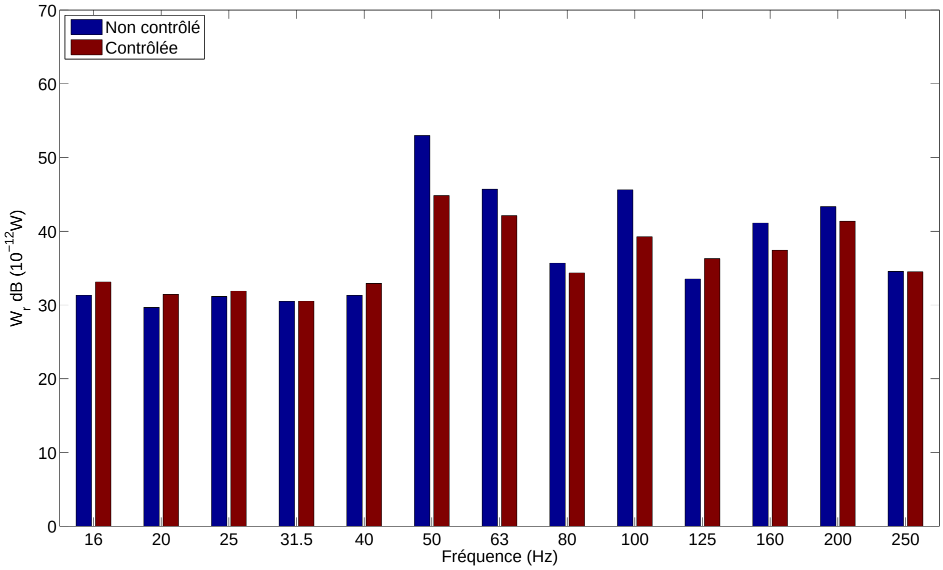


FIGURE C.1 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque simple contrôlée et non contrôlée lors d'une excitation solidienne par l'actionneur A3 - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

La figure C.2 présente la puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque non contrôlée et contrôlée lors d'une excitation solidienne par les actionneurs A1-A2.

La figure C.3 présente la puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque non contrôlée et contrôlée avec une boucle de rétroaction (patchs A1-A2) lors d'une excitation aérienne.

La figure C.4 présente la puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque non contrôlée et contrôlée avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2) lors d'une excitation aérienne.

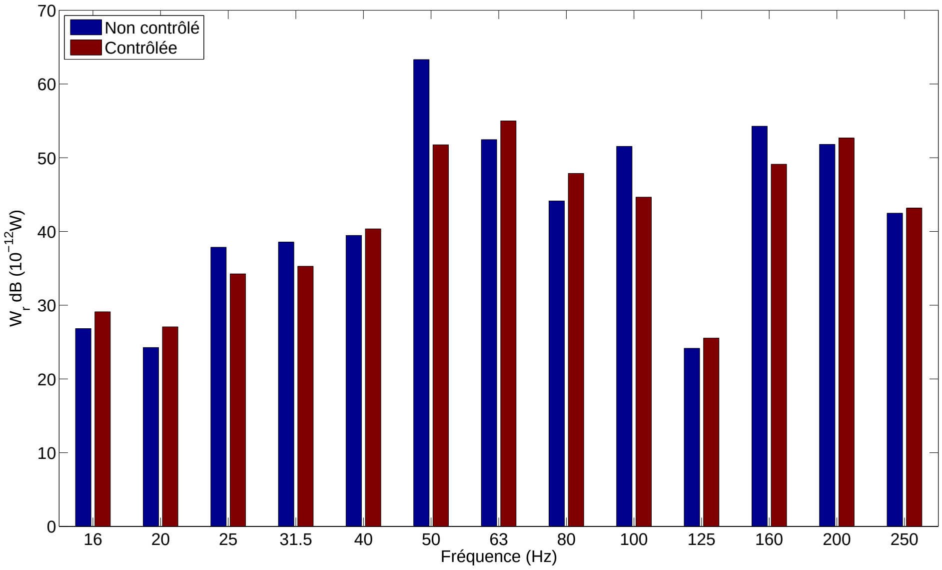


FIGURE C.2 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque simple contrôlée et non contrôlée lors d'une excitation solidienne par les actionneurs A1-A2 - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

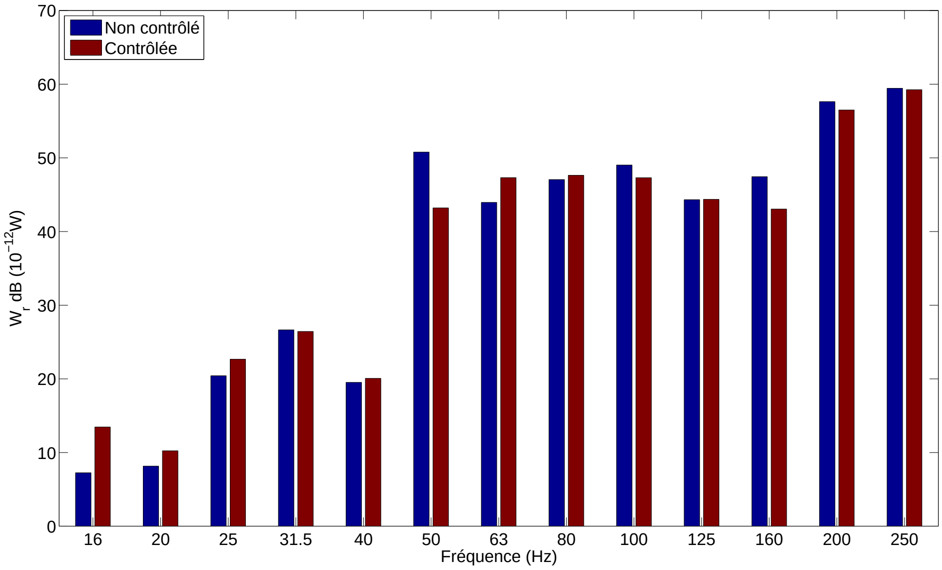


FIGURE C.3 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque simple non contrôlée et contrôlée lors d'une excitation aérienne - Contrôle avec une boucle de rétroaction (patchs A1-A2)

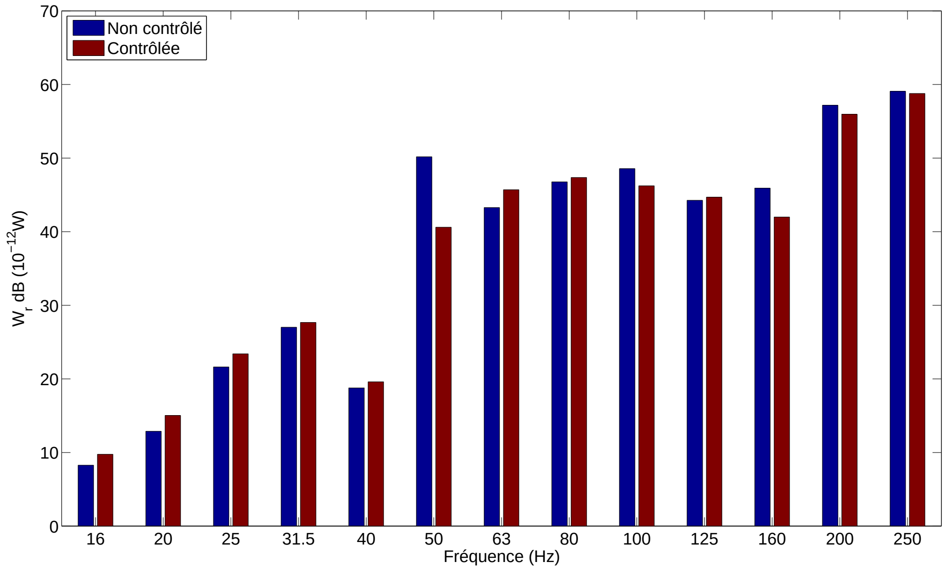


FIGURE C.4 – Puissance acoustique par tiers d'octave rayonnée par la plaque simple non contrôlée et contrôlée lors d'une excitation aérienne - Contrôle avec deux boucles de rétroaction (patchs A1-A2 et A3)

Annexe D

Les facteurs de rayonnement modaux

Les facteurs de rayonnement modaux sont exprimés par [27] à partir du rapport γ entre le nombre d'onde acoustique k et le nombre d'onde de la plaque k_p avec

$$k_p \quad = \quad \left[\left(\frac{m\pi}{L_x}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{L_y}\right)^2\right] \; ; \; \gamma = \frac{k}{k_p}. \tag{D.1}$$

Lorsque m et n sont impairs, les rendements radiatifs sont définis par :

$$\sigma_{mn} = \frac{32}{mn\pi^3}\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)\gamma^2\left\{1 - \left[\left(1 - \frac{8}{(m\pi)^2}\right)\frac{L_x}{L_y} + \left(1 - \frac{8}{(n\pi)^2}\right)\frac{L_y}{L_x}\right]\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)\frac{mn\pi}{12}\gamma^2\right\}, \tag{D.2}$$

Lorsque m est impair et n est pair,

$$\sigma_{mn} = \frac{8}{3\pi}\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)^2\gamma^4\frac{L_y}{L_x}\left\{1 - \left[\left(1 - \frac{8}{(m\pi)^2}\right)\frac{L_x}{L_y} + \left(1 - \frac{24}{(n\pi)^2}\right)\frac{L_y}{L_x}\right]\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)\frac{mn\pi}{20}\gamma^2\right\}, \tag{D.3}$$

Lorsque m et n sont pairs :

$$\sigma_{mn} = \frac{2mn\pi}{15}\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)^3\gamma^6\frac{L_y}{L_x}\left\{1 - \left[\left(1 - \frac{24}{(m\pi)^2}\right)\frac{L_x}{L_y} + \left(1 - \frac{24}{(n\pi)^2}\right)\frac{L_y}{L_x}\right]\left(\frac{L_x n}{L_y m} + \frac{L_y m}{L_x n}\right)\frac{5mn\pi}{64}\gamma^2\right\}. \tag{D.4}$$

Table des figures

Liste des tableaux

Bibliographie

[1] D.A. Bies and C.H. Hansen. *Engineering Noise Control*, volume Second edition. E & FN Spon, 1996.

[2] F.J.M. van der Eerden. *Noise Reduction with coupled prismatic tubes*. PhD thesis, 2000.

[3] I. Kamal, M. Johnson, A. Toso, and J. Carneal. Increase in transmission loss of a double panel system by addition of masse inclusion to a poro-elastic layer : A comparison between theory and experiment. *Journal of Sound and Vibration*, 323 :51–66, 2008.

[4] T.G.H. Batsen. *Noise Reduction by Viscothermal Acousto-Elastic interaction in Double Wall Panels*. PhD thesis, 2001.

[5] J.D. Chazot. *Transparence acoustique de doubles parois remplis de matériaux granulaires*. PhD thesis, Insa de Lyon, Lyon, France, 2006.

[6] J. M. Mason and F. J. Fahy. The use of acoustically tuned resonators to improve the sound transmission loss of the double-partition partitions.

[7] Q. Mao and S. Pietrzko. Control of sound transmission through double wall partitions using optimally tuned helmholtz resonators. *Acta Acustica united with Acustica*, 91 :723–731, 2005.

[8] S.J Pietrzko and Q. Mao. New results in active and passive control of sound transmission through double wall structures. *Aerospace science and technology*, 2008.

[9] Paul Lueg. Us patent 2,043,416, 1934.

[10] G. Mangiante. Active sound absorption. *Journal of the Acoustical Society of America*, 61 :1516–1523, 1977.

[11] P.A. Nelson and S.J. Elliott. *Active control of sound*. Academic Press London, 24/28 Oval Road London - NW1 7DX, 1992.

[12] S. Laugesen. Active control of multi-modal propagation of tonal noise in ducts. *Journal of Sound and Vibration*, 195(1) :33–56, 1996.

[13] C.F. Ross and M.R.J. Purver. Active cabin noise control, 1997.

[14] C. Guigou and C.F. Fuller. Control of aircraftf interior broadband noise with foam pvdf smart skin. *Journal of Sound and Vibration*, 244(3) :395–405, 2001.

[15] C. Park, C. Fuller, and Mike. Kidner. Evaluation and demonstration of advanced active noise control in a passenger automobile. In *Active02*, pages 275–284, ISVR Southampton, UK, July 15-17 2002.

[16] M. Kato, M. Katou, N. Kuwakado, K. Tanaka, and Koji Ita. Us patent 4,805,733, 1989.

[17] C. Carme, P. De Man, and V. Delemotte. The second generation of active ventilation muffler. In *NOISE-CON 97*, State college, Pennsylvania, USA, 1997.

[18] J. Pan, Y. Liu, and J. Pan. A theorical formulation of active control eardefenders. *Journal of the Acoustical Society of America*, 103(1) :428–433, 1998.

[19] Sennheiser electronic GmBH and Co.

[20] C.R. Fuller, C.H. Hansen, and S.D. Snyder. Active control of sound radiation from a vibrating rectangular panel by sound sources and vibration inputs : an experimental comparison. *Journal of Sound and Vibration*, 145(2) :195–215, 1991.

[21] C.R. Fuller, C.H. Hansen, and S.D. Snyder. Experiments on active control of sound radiation from a panel using a piezoceramic actuator. *Journal of Sound and Vibration*, 150(2) :179–190, 1991.

[22] B.T. Wang, C.R. Fuller, and K. Dimitriadis. Active control of noise transmission through rectangular plates using multiple piezoelectric or point force actuators. *Journal of the Acoustical Society of America*, 90(5) :2820–2830, 1991.

[23] M. R. Bai and Tsao Mingchun. Estimation of sound power of baffled planar sources using radiation matrices. *Journal of the Acoustical Society of America*, 112(3) :876–883, 2002.

[24] S.J. Elliott and M.E. Johnson. Radiation modes and the active control of sound power. *Journal of the Acoustical Society of America*, 94(4) :2194–2204, 1993.

[25] W.L. Li and H.J. Gibeling. Determination of the mutual radiation resistances of a rectangular plate and their impact on the radiated sound power. *Journal of Sound and Vibration*, 229(5) :1213–1233, 2000.

[26] C. E. Wallace. Radiation resistance of a baffled beam. *Journal of the Acoustical Society of America*, 51(3) :936–945, 1972.

[27] C. E. Wallace. Radiation resistance of a rectangular panel. *Journal of the Acoustical Society of America*, 51(3) :946–952, 1972.

[28] Frank Fahy. *Sound and structural vibration - Radiation, Transmission and Response*. Academic Press inc (London) LTD, 24 - 28 Oval Road - London NW1 7DX, 1985.

[29] T.C. Sors and S.J. Elliott. Volume velocity estimation with accelerometer arrays for active structural acoustic control. *Journal of Sound and Vibration*, 258(5) :867–883, 2002.

[30] A. Francois, P. De Man, and A. Preumont. Piezoelectric array sensing for real time, broadband sound radiation measurement. *Journal of Sound and Vibration*, 121 :446–452, 1999.

[31] A. Francois, P. De Man, and A. Preumont. Piezoelectric array sensing of volume displacement : A hardware demonstration. *Journal of Sound and Vibration*, 244(3) :395–405, 2001.

[32] S.D. Snyder, N. Tanaka, and Y. Kikushima. The use of optimally shapped piezoceramic-electric filmsensors in the active control field structural radiation. part 1 : feedforward control. *American Society of Mechanical Engineers Journal of Vibration and Acoustics*, 117 :311–322, 1996.

[33] A. Preumont, A. Francois, P. De Man, and K. Henrouille. Distributed sensors with piezoelectic films in design of spatial filters for structural control. *Journal of Sound and Vibration*, 282(2005) :701–712, 2005.

[34] Pierre de Man. *Contrôle actif du rayonnement acoustique des plaques : une approche à faible autorité*. PhD thesis, Université libre de Bruxelles, Brussels (Belgium), 2003.

[35] André Preumont. *Vibration of Active Structures - An Introduction - 2nd Edition*. Kluwer Academic Publishers, P.O Box 17, 3300 AA Dordrecht, The Netherlands, 2002.

[36] G. J. Balas and J. C. Doyle. Collocated versus non-collocated multivariable control for flexible structure. pages 167–181, Pittsburgh, Pa, USA, June 21-23 1990.

[37] M.E. Johnson and S.J. Elliott. Active control of sound radiation using volume velocity cancellation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 98(4) :2174–2186, 1995.

[38] S.J. Elliott, P. Gardonio, C. Sors, and M.J. Brennan. Active vibroacoustic control with multiple local feedback loops. *Journal of the Acoustical Society of America*, 111(2) :908–915, 2002.

[39] P. Gardonio, E. Bianchi, and S.J. Elliott. Smart panel with multiple decentralised units for the control of sound transmission. part ii : Design of the decentralized control units. *Journal of Sound and Vibration*, 274 :193–213, 2004.

[40] P. Gardonio, E. Bianchi, and S.J. Elliott. Smart panel with multiple decentralised units for the control of sound transmission. part iii : Control system implementation. *Journal of Sound and Vibration*, 274 :215–232, 2004.

[41] B. Petitjean, I. Legrain, F. Simon, and S. Pauzin. Active control experiments for acoustic radiation of a sandwich panel-feedback and feedforward investigations. *Journal of Sound and Vibration*, 252(1) :19–36, 2001.

[42] Olivier N. Baumann, Wouter P. Engels, and Stephen J. Elliott. A comparison of centralised and decentralised control for the reduction of kinetic and radiated sound power. In *Active04*, Williamsburg, Virginia, USA, September 20-22 2004.

[43] W. P. Engels, O. N. Baumann, S. J. Elliott, and R. Fraanje. Centralized and decentralized control of structural vibration and sound radiation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 119(3) :1497–1495, 2006.

[44] M. Athans. The role and use of the stochastic linear-quadratic-gaussian problem in control system design. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 16 :529– 552, 1971.

[45] J.C. Doyle, K. Glover, P.P. Khargonekar, and B.A. Francis. State-space solutions to standard h2 and h(infinity) control problems. *IEEE Transactions on Automatic Control*, 34(8) :831–847, 1989.

[46] R.E. Kalman and R. Bucy. New results in linear filtering and prediction. *Journal of Basic Engineering(ASME)*, 83D :98–108, 1961.

[47] D.G. Luenberger. Observing the state of a linear systems. *I.E.E.E., Transaction on Military Electronics*, 8 :74–80, 1964.

[48] W.T. Baumann. Active suppression of acoustic radiation from impulsively excited structures. *Journal of the Acoustical Society of America*, 90(6) :3202–3208, 1991.

[49] W.T. Baumann, Fu-Sheng. Ho, and Harry. H. Robertshaw. Active structural acoustic control of broadband disturbances. *Journal of the Acoustical Society of America*, 92(4) :1998–2005, 1992.

[50] B. Bingham, M. J. Attalla, and N. W. Hagood. Model-based feedback control of acoustic radiation from vibrating structures by means of structural control. *Journal of Sound and Vibration*, 244(5) :761–778, 2001.

[51] W. Dehandschutter, K. Henrouille, J. Swevers, and P. Sas. Model-based feedback control of acoustic radiation from vibrating structures by means of structural control. *Flow, Turbulance and combustion*, 108(2) :239–254, 1999.

[52] L. Gaudiller and J. Der Hagopian. Active control of flexible structures using a minimum of components. *Journal of Sound and Vibration*, 193(3) :713–741, 1996.

[53] F. Matichard and L. Gaudiller. Improvement of potential energetic exhange using non linear control. In *IEEE-ASME 2005, AIM - Advanced Intelligent Mechatronics*, pages 807–812, Monterey, California, USA, July 24-28 2005.

[54] L. Gaudiller and F. Matichard. A nonlinear method for improving active control efficiency of smart structures subjected to rigid body motions. *IEEE/ASME/Transaction of Mechatronics*, 12(5) :542–548, 2007.

[55] E. Friot. Contrôle optimal par rétroaction de la transparence acoustique d'une plaque munie de transducteurs piézoélectriques. *C. R. - Académie Sciences Paris*, 326(2) :47–54, 1998.

[56] J. Pan and C. Bao. Analytical study of different approaches for active control of sound transmission through double walls. *Journal of the Acoustical Society of America*, 103(3) :1916–1922, 1998.

[57] R Vaicaitis. *Study of noise transmission through double wall aircraft windows.* NASA CONTRACTOR REPORT 172182, 1983.

[58] P. Sas, C. Bao, F. Augusztinovicz, and W. Desmet. Active control of sound transmission through a double panel partition. *Journal of Sound and Vibration*, 180(4) :609–625, 2005.

[59] P. Bouvet, J. Roland, and L. Gagliardini. Us patent 5,724,432, 1998.

[60] O. E. Kaiser, S. J. Pietrzko, and M. Morari. Feedback control of sound transmission through a double glazed window. *Journal of Sound and Vibration*, 263 :775–795, 2003.

[61] R. Paurobally, J. Pan, and C. Bao. Feedback control of noise transmission through a double -panel partition. In *Active99*, pages 375–385, Ft. Lauderdale, Florida, USA, December 2-4 1999.

[62] A. Jakob, M. Moser, and I. Yuksek. Active control of double-glazed windows part 2 : Feedback control. *Applied Acoustics*, 64 :183–196, 2003.

[63] A. Jakob, M. Moser, and I. Yuksek. Active control of double-glazed windows part i : Feedforward control. *Applied Acoustics*, 64 :163–182, 2003.

[64] C. Carme and M. Rehfeld. Us patent 6,285,773, 2001.

[65] J. P. Carneal and C. R. Fuller. An analytical and experimental investigation of active structural acoustic control of noise transmission through double panel systems. *Journal of Sound and Vibration*, 272 :749–771, 2004.

[66] X. Pan, T.J. Sutton, and S.J. Elliott. Active control of sound transmission through a double-leaf partition by volume velocity cancellation. *Journal of the Acoustical Society of America*, 104(5) :2828–2835, 1998.

[67] N. Alujevic and P. Gardonio. Decentralized feedback control systems in double panel. In *Proceeding of ISMA 2006*, Katholieke Universiteit Leuven (Belgium), 2006.

[68] C. Bao and J. Pan. Experimental study of different approaches for active control of sound transmission through double walls. *Journal of the Acoustical Society of America*, 102(3) :1664–1670, 1997.

[69] L. Meirovitch and H. Baruh. Implementation of modal filters for control of structures. *Journal of guidance, control, and dynamics*, 8(6) :707–716, 1985.

[70] Hartono. Sumali, Karsten. Meissner, and Harley H Cudney. A piezoelectric array for sensing vibration modal coordinates. *Sensors and Actuators A*, 93 :123–131, 2001.

[71] B. Chomette, S. Chesné, D. Rémond, and L Gaudiller. Semi-adaptative modal control of on-board electronic boards using identification method. *Smart Material and Structures*, 17, 2008.

[72] Aaron Alton Bent. *Noise Reduction with coupled prismatic tubes*. PhD thesis, 1997.

[73] V. Piefort. *Finite element modelling of piezoelctric active structures*. PhD thesis, Université libre de Bruxelles, Bruxelles, Belgique, 2001.

[74] A. Badel, M. Lagache, D. Guyomar, E Lefeuvre, and C. Richard. Finite element and simple lumped modeling for flexural nonlinear semi-passive damping. *Journal of Intelligent Material Systems and Structures*, 18(7) :727–742, 2007.

[75] Smart Materials. *Smart Materials - Catalog*. 2008.

[76] M. Al Janaideh, S. Rakheja, and C. Su. Experimental characterization and modeling of rate-dependent hysteresis of a piezoceramic actuator. *Mechatronics*, 19, 2009.

[77] Robert H. Comstock. Us patent 4,263,527, 1981.

[78] E.K. Dimitriadis and C.R. Fuller. Investigation on active control of sound radiation from a panel using piezoelectric actuators. *American Institute of Aeronautics and Astronaumics Journal*, 29(11) :1771–1777, 1991.

[79] Lord Rayleigh. *The Theory of Sound*. Dover - New York.

[80] G. Gibbs, R. Clark, D. Cox, and J. Vipperman. Radiation modal expansion : Application to structural acoustic control. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107(1) :332–339, 1999.

[81] G. P. Gibbs, R. L. Clark, D. E. Cox, and J. B. Vipperman. Radiation modal expansion : Application to active structural acoustic control. *Journal of the Acoustical Society of America*, 107(1) :332–339, 2000.

[82] A.D. Pierce. *Acoustics : An introduction to its Physical Principles And Applications*. McGraw-Hill, New-York, 1981.

[83] Cremer. L. *Theorie der Schlldämmung dünner Wänder bei Schrägen einfall*. Akust. Ztg..

[84] Claude Lesueur. *Rayonnement acoustique des structures*. Eyrolles, 1988.

[85] J.L. Guyader. *Vibration in continuous media*. ISTE LTD.

[86] M. H. Richardson and D. L. Formanti. Parameter estimation from frequency response measurements using rational fraction polynomials. pages 167–181, 1982.

[87] M. H. Richardson and D. L. Formanti. Global curve fitting frequency response measurements using the rational fraction polynmial method. pages 390–397, 1985.

[88] Louis Roussos. *Noise transmission loss of a rectangular plate in a infinite baffle*. NASA TP-2398, 1985.

[89] C. Magnet. *Traitement non-linéaire de la tension de sortie d'éléments piézoélectriques. Application aux transformateurs piézoélectriques et au contrôle de vibration de cartes électroniques*. PhD thesis, Insa de Lyon, Lyon, France, 2006.

[90] D. J. Ewins. *Modal Testing Theory and Practice*. Research studies press LTD, 58B Station road, Letchworth, Herts. SG6 3BE, England, 1984.

[91] Frank. Fahy. *Sound Intensity*. Elsevier applied science, 655 Avenue of the Americas, New York, NY 10010, USA, 1989.

[92] L.G. Kelly. *Handbook of Numerical Methods and Applications*. Addison - Wesley Pub.Co. Inc., 1967.

FOLIO ADMINISTRATIF

THÈSE SOUTENUE DEVANT L'INSTITUT NATIONAL DES SCIENCES APPLIQUÉES DE LYON

NOM : Lhuillier DATE de SOUTENANCE : 15 décembre 2009

Prénoms : Vincent, Michel, Dominique

TITRE : Contrôle actif de la transparence acoustique de la transparence acoustique d'une double paroi

NATURE : Doctorat Numéro d'ordre : 2009-ISAL-0118

École doctorale : MEGA

Spécialité : Mécanique - Génie Mécanique - Génie Civil - Génie Acoustique

RÉSUMÉ :

Les nuisances sonores sont généralement réduites à l'aide de simples procédés passifs qui créent un obstacle dans la propagation des ondes acoustiques. Ces dispositifs isolants sont performants à moyennes et hautes fréquences mais deviennent "acoustiquement" transparents à basses fréquences (<500Hz). L'isolation acoustique peut être améliorée à l'aide d'un procédé actif évitant ainsi l'augmentation de masse et de volume de la structure absorbante.

Les double parois apportent une isolation globalement plus élevée que les simples parois mais présentent de très faibles isolations acoustiques à basses fréquences. La transparence acoustique des double parois peut être contrôlée, soit par l'intermédiaire de la cavité qui couple les deux parois, soit par les parois elles-mêmes (ASAC).

Pour les structures ayant un comportement modal fort telles que les double parois de petites dimensions, une stratégie de contrôle modal semble adaptée puisqu'elle permet de concentrer l'énergie de commande sur les modes les plus transparents tout en utilisant un nombre réduit de composants actifs.

Le mémoire présente les bases de la vibroacoustique ainsi que les différentes approches de contrôle modal pouvant être employées afin d'améliorer l'isolation acoustique des double parois. Cette stratégie de contrôle nécessite un modèle de la structure. Par conséquent, des modèles analytiques et numériques de poutres, plaques et double parois instrumentées ont été développés. Puis, les différentes approches de contrôle ont été comparées lors de simulations. Des travaux de dimensionnement de la double paroi sont également réalisés afin de minimiser le recouvrement modal de la structure expérimentale.

Une double paroi symétrique rectangulaire ($600 \times 400 \times 1mm^3$) en duraluminium est étudié expérimentalement. Elle est équipée de six capteurs PVDF utilisés comme capteurs et deux actionneurs piézoélectriques commandés par un contrôleur modal. En raison de la grande sensibilité de la double paroi à son environnement, une technique d'identification rapide des paramètres modaux a été développée au cours de cette thèse. Cette technique d'identification a été validée lors de l'expérimentation. Ensuite, le contrôleur a été mis en oeuvre expérimentalement sur une double paroi soumise à des excitations aériennes et solidiennes. La transparence acoustique de la double paroi est réduite de façon conséquente. Les méthodes d'identification et de contrôle développées pour la double paroi ont ensuite été validées sur une autre structure (paroi simple).

MOTS-CLÉS : Double paroi ; ASAC ; Contrôle modal ; Expérimentation ; Identification

Laboratoires de recherche : Laboratoire de Mécanique des contacts et des Structures (LAMCOS)
UMR CNRS 5259 - INSA de Lyon
Bâtiment Jean d'Alembert
18-20, rue des Sciences
F-69621 Villeurbanne Cedex, FRANCE

Laboratoire Vibrations Acoustique
INSA de Lyon
Bâtiment St. Exupéry
25 bis avenue Jean Capelle
F-69621 Villeurbanne Cedex, FRANCE

Directeurs de thèse : Luc Guadiller (Professeur) - Charles Pézerat (Professeur)

Composition du jury : Willy Charon, Philippe Micheau, Manuel Collet, Simon Chesné, Luc Gaudiller, Charles Pézerat